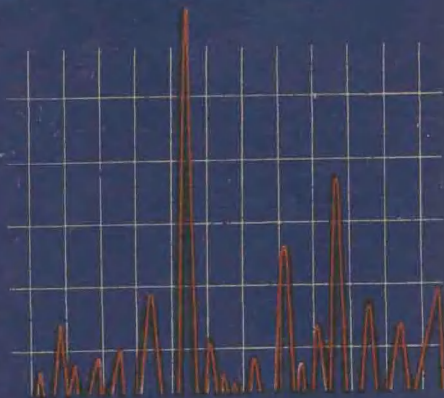


# ФИЗИКА И ТЕХНИКА ВАКУУМА



ТАТАРСКОЕ РЕСПУБЛИКАНСКОЕ ПРАВЛЕНИЕ  
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОГО ОБЩЕСТВА  
МАШИНОСТРОИТЕЛЬНОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ

# ФИЗИКА И ТЕХНИКА ВАКУУМА



ИЗДАТЕЛЬСТВО  
КАЗАНСКОГО УНИВЕРСИТЕТА  
1974

## ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ И ПРОЦЕССЫ В ВАКУУМЕ

### РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

*Л. А. Беляев*, канд. техн. наук, *М. З. Галиакберов*,  
*Н. М. Гумеров*; *В. Г. Жаринов*, канд. физ.-мат. наук (зам. гл.  
ред.), *Д. Х. Зайденштейн*; *Н. А. Зюзин*, *М. И. Меньшиков*,  
докт. техн. наук (гл. редактор); *В. А. Пронин*; *Ф. Д. Путилов-*  
*ский*; *И. А. Райзман*, канд. техн. наук, *Л. Г. Саксаганский*,  
канд. техн. наук; *Р. Б. Тагиров*, канд. физ.-мат. наук, *А. С. Де-*  
*мин*; *Д. М. Хамзина*; *А. Б. Цейтлин*, канд. техн. наук,  
*З. Г. Чугунова*; *М. Г. Шакиров*.

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

Книга может быть полезна для научных работников и ин-  
женеров, занимающихся вакуумной техникой.

УДК 533 59, 535 217; 312

*Р. Б. ТАГИРОВ, М. А. ВАЛИДОВ, Н. А. ЗЮЗИН,*  
*Э. Т. ТАЛЬДАЕВ, Н. И. КУКСИНСКИЙ, С. А. ПАЙМЕРОВ*

### ФОТОДЕСОРБЦИЯ АДСОРБИРОВАННЫХ ГАЗОВ В ВАКУУМНЫХ ОБЪЕМАХ

Идеи, высказанные академиком А. Н. Терениным почти  
полвека назад [1], привели наряду с появлением множества  
научных направлений [2] к не менее важному техническому  
применению—ускорению десорбции поглощенных газов  
в вакуумных системах [3, 4].

Известно [5], с одной стороны, что поверхность любого  
свежерасколотого твердого вещества в атмосфере практи-  
чески мгновенно покрывается по крайней мере мономолеку-  
лярным слоем адсорбированных газов, в котором преобла-  
дающее место занимают молекулы воды. Плотность их  
составляет  $\sim 5 \cdot 10^{14}$  частиц на единицу идеально плоской  
поверхности. Но если учесть, что отношение истинной по-  
верхности тел к кажущейся составляет в среднем от несколь-  
ких десятков до сотен, то нетрудно представить, сколько  
газовых молекул содержат поверхности подколпачной арма-  
туры и стенок вакуумируемых объемов.

С другой же стороны, хотя для разрыва связей [6] в ин-  
дивидуальных молекулах необходимы кванты излучения такой  
большой частоты, которых очень мало в свете обычно  
доступных источников света, оказалась возможной так назы-  
ваемая сенсibilизация фотодесорбции. Это обстоятельство  
и позволило применять электромагнитное излучение опти-  
ческого диапазона для ускорения десорбции адсорбирован-  
ных газов.

Настоящая работа посвящена выяснению возможности  
применения некоторых источников света большой интенсив-  
ности для ускорения десорбции газов в вакуумных системах  
и определению наиболее эффективного использования их  
в вакуумной технике.

Ф  $\frac{20402-030}{075 (02)-74}$  зак.-74

© Татарское республиканское правление научно-технического  
общества машиностроительной промышленности, 1974 г.

## Методика эксперимента

Исследования проводились параллельно на металлических и стеклянных установках. Поскольку схема их в принципе идентичная, в работе ради краткости описывается лишь стеклянная установка (рис. 1).

Состоит она из стеклянной плиты СП, колпака К, трубопровода М для байпасной откачки, охлаждаемой ловушки  $L_1$  с трубопроводом  $M_2$ , вентилях  $B_1$ ,  $B_2$  и  $B_3$ , диффузионного насоса ДН, микрокрана  $M_k$ , ловушки  $L_2$ , служащей для устранения обратной миграции паров масла ВМ-4 из механического насоса.

Соосно с цилиндрической частью колпака вертикально установлена импульсная лампа ИФП-2000. Для изучения явления ионизации десорбированных газов установка снабжена положительным электродом в верхней части объема и улиткообразным отрицательным электродом, расположен-

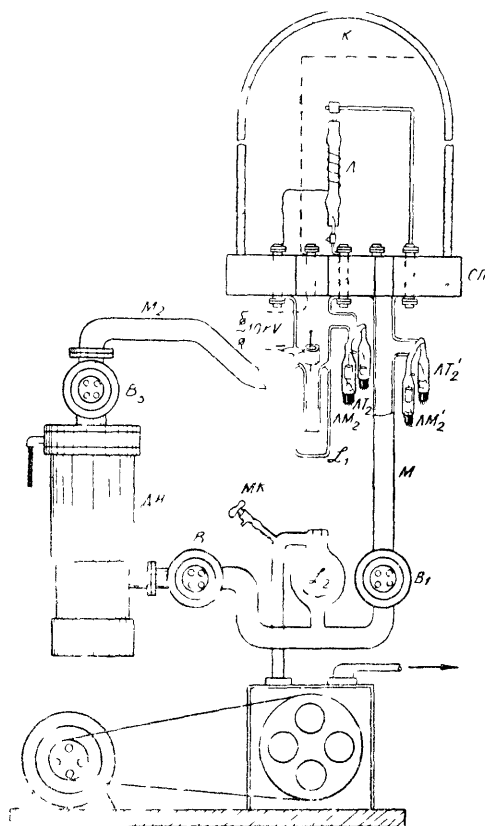


Рис. 1. Схема вакуумной установки с импульсной лампой.

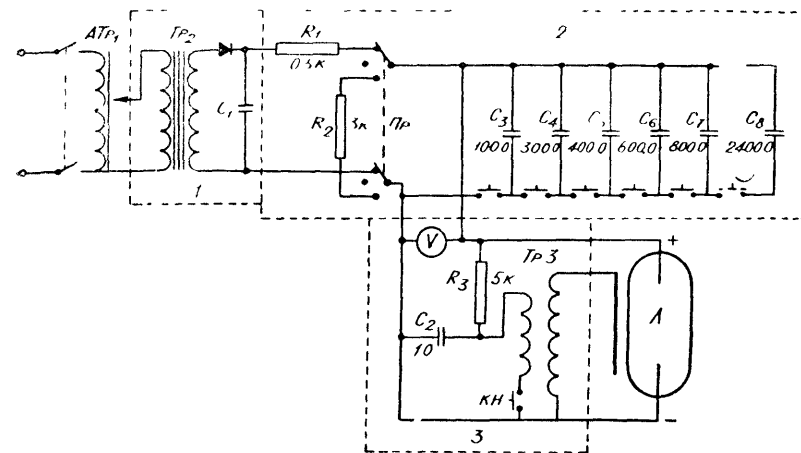


Рис. 2. Электрическая схема агрегата питания.

ным вблизи охлаждаемой ловушки, но ниже отвода, ведущего к манометрическим лампам ЛМ-2 и ЛТ-2. С целью повышения надежности измерений аналогичная измерительная приставка сделана и к трубопроводу М.

Питание импульсной лампы осуществлялось агрегатом питания, схема которого приведена на рис. 2. Он состоит из выпрямителя 1, накопителя энергии 2 и поджигающего устройства 3. Эта схема позволяла варьировать энергию питания лампы от 500 до 2000 дж.

Металлическая установка была собрана почти по такой же схеме и позволяла при необходимости соединять рабочий объем с масс-спектрометром МИ-1305, чтобы можно было проследить за медленными элементарными преобразованиями среди компонентов остаточной атмосферы.

### Масс-спектрометрическое изучение состава газов, десорбируемых естественно и под воздействием света импульсной лампы

Десорбированные под воздействием света газовые молекулы регистрировались двояко: количество их определялось путем измерения давления в системе, а качественные изменения в составе газа изучались по масс-спектрам. Поскольку масс-спектрометр МИ-1305 не быстродействующий, мы не смогли проследить за кинетикой элементарных процессов непосредственно после вспышки. Приведенные на рис. 3 спектры относятся к составу остаточных газов, когда в системе уже устанавливается равновесие: пунктирами ука-



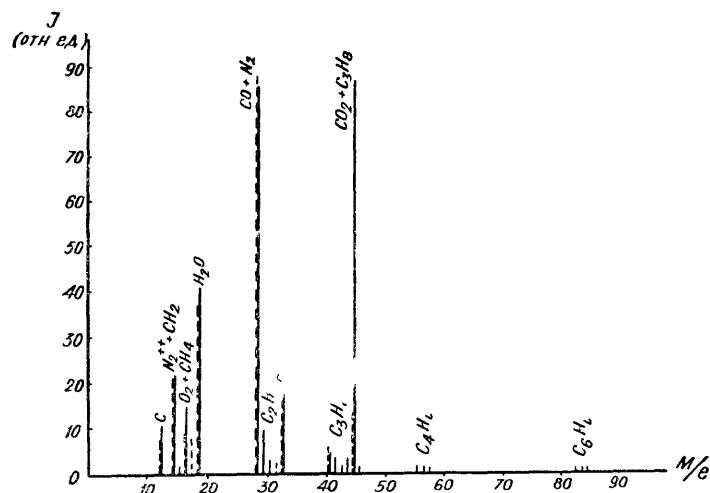


Рис. 3. Масс-спектры остаточных газов после естественной десорбции (пунктирные линии) и фотодесорбции (сплошные линии).

заны линии, относящиеся к газовым молекулам после естественной десорбции в течение семи минут от давления  $1 \cdot 10^{-5}$  до  $6 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст. в системе с рабочим объемом около 90 л; сплошные линии относятся к газу после мгновенной десорбции в том же объеме от одной вспышки лампы.

Область линий водорода не записывалась. Указанный выше диапазон давления и время естественной десорбции взяты применительно к изменениям давления от вспышки в предварительно очищенной системе.

Из рисунка видно, что световой импульс приводит к усилению линий углеводородов и двуокиси углерода. Интенсивность линии с массовым числом 28 даже несколько уменьшилась. Это, по-видимому, можно объяснить доокислением СО до  $\text{CO}_2$ . Незначительное изменение интенсивности линии воды можно объяснить диссоциацией доли молекул воды и вступлением атомов кислорода в реакцию с СО и осколками углеводородных молекул.

Это явление более наглядно можно наблюдать из следующего эксперимента. Сначала объем подвергался загрязнению углеводородными молекулами путем длительной работы форвакуумного насоса на откачку без угольной ловушки, предназначенной для предотвращения обратной миграции пара молекул масла ВМ-4. Затем он откачивался до вакуума  $1 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст. и записывались спектры (рис. 4).

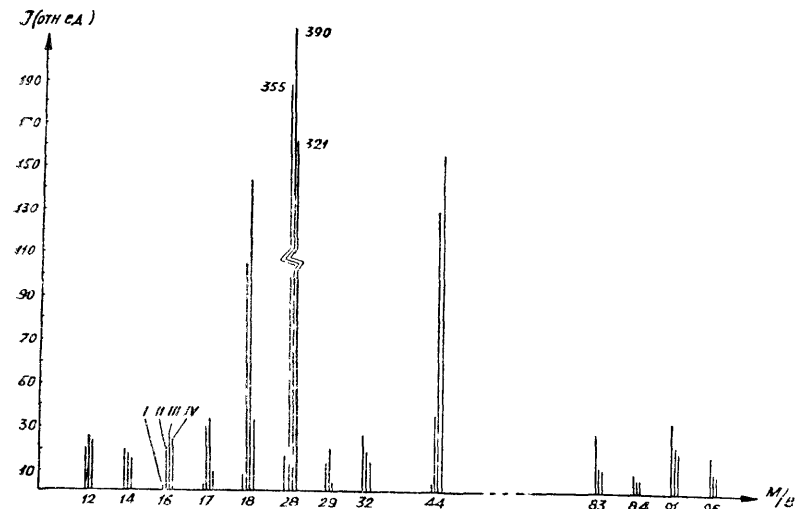


Рис. 4. Динамика изменения в масс-спектрах остаточных газов, подвергнутых облучению светом лампы.

Четвертая справа линия в каждой группе относится к фону масс-спектрометра, причем каждая группа линий относится к одному сорту частиц, и приведены они рядом без соблюдения масштаба по оси массовых чисел для большей наглядности. Ради сокращения рисунка линии с массовыми числами 41 и 55—70 опущены.

Линии II (справа третья в каждой группе) относятся к остаточному газу после естественной десорбции.

Линии III — к выделившемуся газу от одной вспышки в условиях отсутствия откачки.

Линии IV относятся к выделившимся газовым молекулам от одной вспышки и подвергнутым воздействию еще трех последующих вспышек.

Из рисунка видно, что окисление углеводородов действительно идет за счет кислорода, получающегося, по-видимому, от диссоциации молекул воды (см. линии с числами 17, 18 и 44). Интенсивность линий углеводородов почти всюду убывает, а линии водорода, как было нами зарегистрировано во время других экспериментов, усиливаются.

Определение числа молекул по измеренному давлению производилось по формуле

$$N = n \cdot V = 9,7 \cdot 10^{18} \frac{P \cdot V}{T},$$

которая легко получается из основного уравнения кинетической теории идеального газа. Здесь  $P$  — давление в мм рт. ст.,  $T$  — абсолютная температура,  $V$  — рабочий объем,  $n$  — плот-

ность газовых молекул в единице объема. Подставив измеренное давление для наиболее загрязненного объема при первой вспышке, а также значения  $T$  и  $V$ , нашли, что одна вспышка лампы ИФП-2000 при полной энергии способна выделить  $10^{19}$  частиц. Для более чистых объемов эта величина на один или два порядка меньше.

### Энергия вспышки и плотность выделившихся молекул

Исследование зависимости фотодесорбции от подводимой к лампе энергии, как и кинетики самого процесса, сопряжено с определенными трудностями. Дело в том, что применяемые в настоящее время датчики вакуума в системе работают по принципу регистрации ионов, образованных за счет ионизации молекул остаточных газов. Поэтому образование заряженных частиц в объеме за счет фотоэффекта сделало бы показания вакууметров совершенно безнадёжными, если не удалить датчик давления подальше от освещаемого светом лампы объема.

Последнее же, в свою очередь, приводит к потере некоторой доли десорбированных частиц (особенно атомов и радикалов), поскольку они либо успевают рекомбинировать между собой, либо частично адсорбироваться обратно поверхностью арматуры и стенкой объема.

Экспериментальная установка (см. рис. 1) смонтирована с учетом указанных выше особенностей и, хотя несколько занижает число десорбированных частиц, позволяет вполне надежно проследить искомую зависимость (рис. 5).

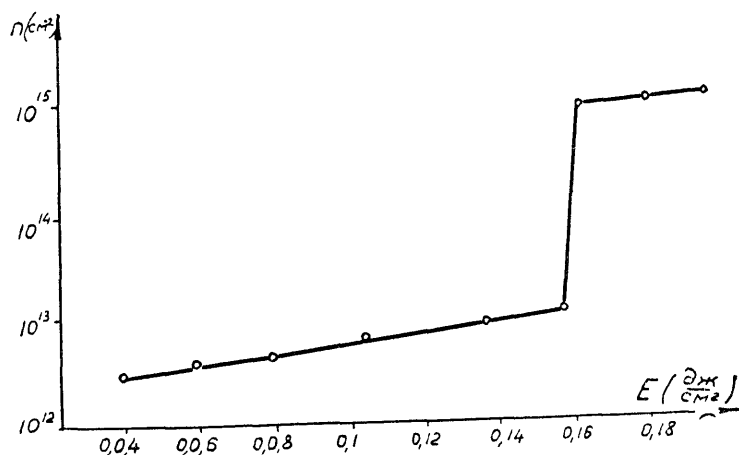


Рис. 5. Изменение плотности десорбированных частиц с увеличением энергии вспышки.

На рисунке по оси абсцисс отложены значения энергии, пронизывающие единицу площади облучаемой стенки колпака, а по оси ординат — число частиц, выделенное за один световой импульс с поверхности единицы площади. Из кривой видно, что увеличение плотности энергии приводит сначала к некоторому нарастанию числа десорбированных частиц. Дальнейшее увеличение плотности энергии приводит к скачкообразному увеличению числа десорбированных частиц, причем, для некоторых систем скачок достигает до двух порядков. Число десорбированных с единицы площади частиц при этом достигает  $10^{15}$ , т. е. отрывается целый мономолекулярный слой. Дальнейшее увеличение плотности энергии к существенному усилению десорбции не приводит.

Природа скачка десорбции нами еще не выявлена, но несомненно одно: он зависит от плотности мощности импульса и режима работы лампы.

### Десорбция частиц в динамике откачки

Вполне естественно ожидать, что число выделившихся за одну вспышку молекул зависит от состояния облучаемой поверхности, рода материала, площади, степени чистоты и т. д.

В нашем случае облучению подвергались стенка стеклянного колпака и плиты, а также некоторые металлические детали (механические держатели ламп и провода). Измерение давления после вспышки производилось в динамике откачки. Это приводило, безусловно, к некоторому завышению показаний измерительного прибора (вакуумметра).

На рис. 6 приведена типичная кривая зависимости плотности частиц в объеме непосредственно после вспышки от порядкового номера вспышки при энергии на обкладках конденсатора 1800 дж. Из кривой видно, что за первые 3—5 вспышек основная масса адсорбированных газовых молекул удаляется и в дальнейшем эффективность вспышек ухудшается, но число молекул, выделившихся за одну вспышку, еще остается значительным.

Это, по-видимому, обуслов-

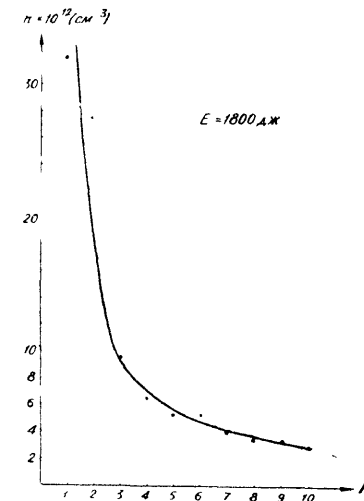


Рис. 6. Динамика уменьшения плотности десорбированных частиц от порядкового номера вспышки импульсной лампы ИФП-2000 (энергия вспышки 1800 дж).

лено разными причинами. Основной причиной является, очевидно, поступление молекул на облучаемую поверхность из более глубоких слоев и микротрещин. Кроме того, не исключена обратная адсорбция части десорбированных молекул непосредственно после вспышки, когда в объеме имеются еще реакционно-способные частицы (атомы, ионы, радикалы).

### Образование ионов в объеме и роль электрического поля в ускорении откачки

Известно [2, 7], что при взаимодействии квантов света с молекулами одновременно с возбуждением и диссоциацией последних происходит и ионизация. Поэтому представляет интерес выяснить, какова зависимость плотности образовавшихся ионов от энергии вспышки лампы.

Однако в данном случае речь может идти лишь об оценке плотности отрицательных ионов, т. к. положительные ионы, если они и образуются за счет фотоионизации, тут же нейтрализуются электронами, выбитыми из-за сильного фотоэффекта с поверхности стенок объема и других деталей системы.

Для измерения плотности отрицательных ионов, образовавшихся в результате прилипания фотоэлектронов к нейтральным молекулам, установка (рис. 1) снабжена специальными электродами, позволяющими применять поля до 10 кВ и более. Измерение проводилось путем измерения давления. Последнее оказалось возможным благодаря конструктивной особенности установки, поскольку ионы, приобретая направленное движение из-за ускорения полем, пролетают мимо входного отверстия в лампу ЛМ-2, нейтрализуются на поверхности электрода и далее либо откачиваются насосом, либо вымораживаются на охлаждаемой поверхности ловушки  $L_1$ . Вследствие этого при наличии поля вакуумметр должен показать более глубокий вакуум, чем при его отсутствии.

Измерения показали, что при полях в 1 кВ концентрация ионов составляет 7—8% от полного числа десорбированных частиц. При увеличении напряженности поля содержание ионов растет.

Из изложенного видно, что свет импульсных ламп вполне может быть использован для ускорения десорбции адсорбированных газов, причем выгоднее использовать высокотемпературные источники света большой мощности. Комбинируя источники света, обладающие большой интенсивностью в ультрафиолете, с электрическим полем, можно реализовать нечто вроде ионизационного насоса, способного быстро удалить из рабочего объема десорбированные частицы.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Теренин А. Н. *Phys.*, 1926, 37, 120.
2. Элементарные фотопроцессы в молекулах. М. — Л., „Наука“, 1966.
3. *Vacuum—Technic*, 1965, Bd. 14, N. 2, 56.
4. Тределенбург Э. Сверхвысокий вакуум. М., „Мир“, 1961.
5. Я. де Бур. Динамический характер адсорбции. М., ИЛ, 1962.
6. Веденеев В. И., Гурвич Л. В., Кондратьев В. Н., Медведев В. М., Франкевич Е. Л. Энергии разрыва химических связей. М., Изд-во АН СССР, 1962.
7. Кондратьев В. Н. Кинетика химических газовых реакций. М., Изд-во АН СССР, 1958.
8. Тагиров Р. Б., Зюзин Н. А. и др. Вакуумная техника. Сб. В. II. Казань. Таткигоиздат, 1970.

УДК 536.248

А. В. БУЛЫГА, В. И. МИКИТЧУК

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА РАДИОЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЫ В ПОТОКЕ РАЗРЕЖЕННОГО ВОЗДУХА

Практически удобным приемом расчета параметров переноса в разреженных газах является введение в обычные континуальные уравнения гидродинамики и теплообмена эффективных значений вязкости  $\eta_{\text{ск}}$  и теплопроводности  $\lambda_{\text{ск}}$ , учитывающих влияние скольжения газа и температурного скачка на границе твердая стенка — газ [1]. Плодотворность такого подхода использовалась при расчете эффективного коэффициента теплопроводности  $\lambda_{\text{ск, к}}$ , учитывающего влияние температурного скачка и кривизны теплообменивающихся поверхностей [2]. Дальнейшее развитие этой методики, основанное на результатах исследования по учету скорости распространения тепла и импульса [3], в данной работе подтверждается экспериментально.

Исследование теплообмена элементов и блоков радиоэлектронной аппаратуры (РЭА) в дозвуковом потоке разреженного воздуха — в диапазонах температур 213—293° К и статических давлений 0,1—500 мм рт. ст. выполнялось на экспериментальной установке (рис. 1). В качестве элемента РЭА использовался полупроводниковый терморезистор типа КМТ-1 диаметром 2 мм и длиной 12 мм, заключенный при продольном обтекании в цилиндрическую термостатируемую оболочку диаметром 8 мм, а при поперечном — в прямоугольный канал сечением  $4,45 \times 16$  мм. Элемент РЭА выполнял одновременно роли тепловыделяющего элемента и датчика

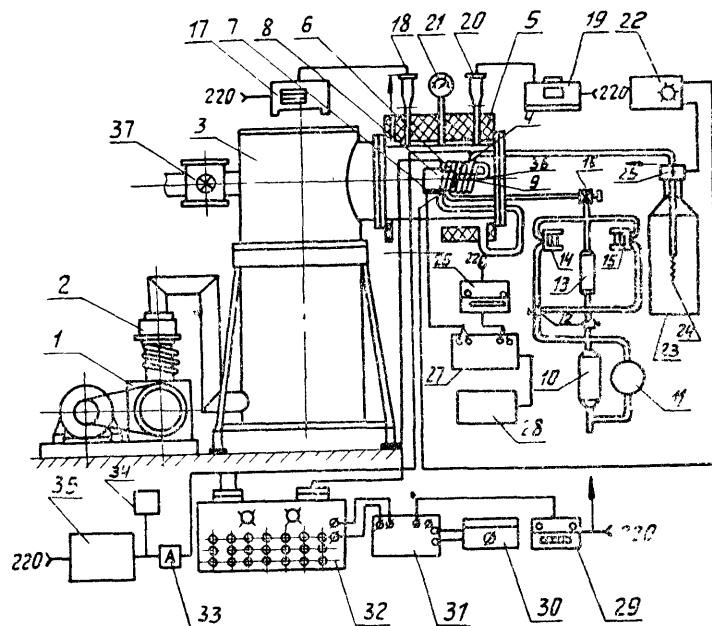


Рис. 1. Схема аэродинамической вакуумной установки:

1 — насос ВН2-МГ, 2 — затвор вакуумный ДУ-85, 3 — вакуумный агрегат ВА8-4ПР; 4 — теплообменник, 5 — теплоизоляция, 6, 7 — платиновые термометры сопротивления, 8 — блок РЭА, 9 — элемент РЭА, 10 — силикагелевый осушитель, 11 — микроманометр ММН, 12 — вакуумные краны, 13 — ротаметр РС-3, 14, 15 — ротаметры РС-3А, 16 — натекагель, 17 — измерительный блок вакуумметра ВТ-3, 18, 20 — термопарная лампа ЛТ-2, 19 — измерительный блок вакуумметра ВТ-1А, 21 — вакуумметр ВТ-150, 22 — электромеханический регулятор, 23 — сосуд Дьюара, 24 — электронагреватель, 25 — электромеханический регулятор, 26 — гальванометр М-197, 27 — мост-потенциометр Р302, 28 — аккумулятор, 29 — гальванометр М-195, 30 — стабилизатор П136, 31 — мост-потенциометр Р302, 32 — сиенд-коммутатор, 33 — амперметр М104, 34 — вольтметр М106, 35 — регулируемый источник питания, 36 — вакуумная камера.

температуры. Тепловая модель плоскостного блока изготовлялась из трех гладких стеклотекстолитовых плат размером  $90 \times 90$  мм, нагреваемых изнутри никелевыми ленточными нагревателями, и двух крайних ненагреваемых балластных плат. Модель, имитирующая реальный блок, собиралась из стеклотекстолитовых плат ( $94 \times 94$  мм) с печатным монтажом и смонтированными на них корпусами микромодулей. Блок составлялся из четырех рабочих плат, микромодули которых снабжались омическими нагревателями, и четырех ненагреваемых балластных — по две с каждой стороны. Микромодули, расположенные в характерных точках блока, снабжались полупроводниковыми термометрами сопротивления типа СТЗ-21.

Изучение теплообмена элемента РЭА сводилось к снятию его температурной  $R = R(T)$  и вольт-амперных характеристик при различных термо- и гидродинамических параметрах

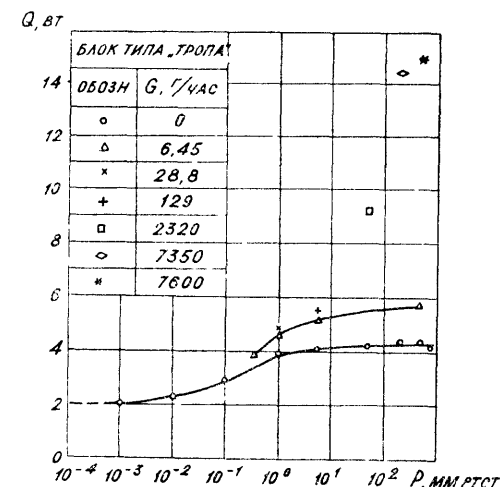


Рис. 2. Зависимость рассеиваемого тепла  $Q$  [вт] имитатором реального блока РЭА от давления  $p$  [мм рт. ст.] и расхода воздуха  $G$  (г/час).

потока с последующим расчетом коэффициента конвекционного теплообмена  $\alpha_k$ . В модулях блоков РЭА при аналогичных условиях измерялись их температурные поля и полные потери тепла  $Q$  (для блока РЭА, рис. 2). Для исключения влияния температуры и упрощения обработки эксперимента его данные использовались при температуре элемента РЭА  $T_s$  и температуре в центре блоков  $T_c$ , равных  $T = 340^\circ \text{К}$ .

Результаты экспериментального исследования, изображенные на рис. 3, с погрешностью, не выходящей за пределы 10–12%, выражаются уравнением

$$Nu_k = 0,32 (Re_k \Phi)^{0,5}; \quad 0,1 < Re_k \Phi < 5000, \quad (1)$$

где  $Nu_k = \alpha_k l_0 / \lambda^*$ ;  $\alpha_k = Q_k / F \vartheta$ ;  $Q_k = Q - (Q_t + Q_{\text{лп}})$ ;

$$\vartheta = T_{\text{ср}} - \theta; \quad Re_k = w l_0 / \nu^* = w_p \rho_p l_0 / \eta^*;$$

$\lambda^*$  — коэффициент теплопроводности, учитывающий температурные скачки, кривизну поверхностей и скорость распространения тепла между ними;  $\Phi = l_0 / l_n$  — геометрический симплекс;  $l_0$  — определяющий размер (диаметр терморезистора — элемента РЭА, расстояние между микромодулями по нормали к направлению потока — для имитатора реального блока РЭА, ширина щели между платами — для плоскостного блока);  $l_n$  — наибольшая длина тепловыделяющей поверхности вдоль по потоку (диаметр терморезистора

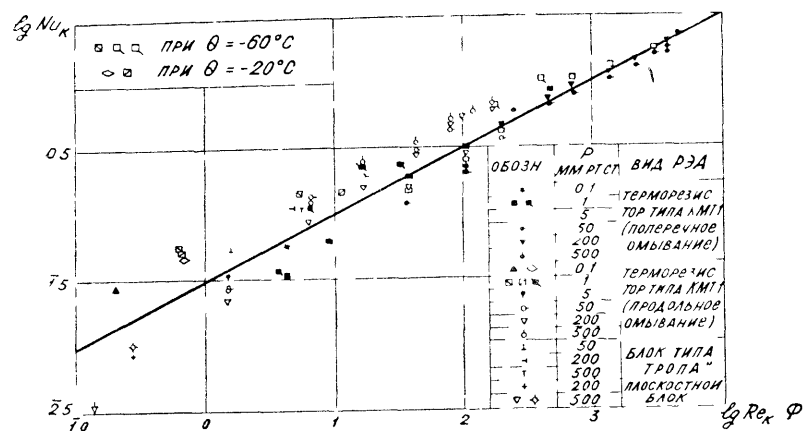


Рис. 3. Теплообмен РЭА в условиях принудительной конвекции.

при поперечном его обтекании, длина элемента или плоской платы блока при продольном их обтекании);  $F$  — площадь поверхности;  $Q_T$  — составляющая.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Прасолов Р. С. Массо- и теплоперенос в топочных устройствах М. — Л., 1964.
2. Булыга А. В. ИФЖ, т. XV, № 3, 1968.
3. Булыга А. В. Элементы релаксационной теории переноса в разреженных газах. Настоящий сборник.

УДК 533.72

А. В. БУЛЫГА

#### ЭЛЕМЕНТЫ РЕЛАКСАЦИОННОЙ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА В РАЗРЕЖЕННЫХ ГАЗАХ

Ниже развивается релаксационная модель стационарного переноса тепла в разреженных газах. С этой целью используется уравнение теплопроводности гиперболического типа [1]

$$\partial T / \partial \tau + \tau_{q0} (\partial^2 T / \partial x^2) = a (\partial^2 T / \partial x^2), \quad (1)$$

где  $\tau$  — время;  $\tau_{q0}$  — время (период) релаксации, за которое величина отклонения температуры  $T$  от ее равновесного значения  $T_\infty$  в термодинамической системе (подсистеме), геомет-

рические размеры  $d$  которой одного порядка со средней длиной  $L$  свободного пробега молекул газа, изменяется в  $e$  раз\*;  $a = \lambda / C$ ;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности газа без учета эффектов, вызванных разрежением:  $C = c\rho$ ;  $c$  — теплоемкость газа на единицу объема (изобарная  $c_p$  или изохорная  $c_v$ , в зависимости от характера процесса);  $\rho = mn$  — плотность;  $m$ ,  $n$  — масса молекул газа и их число в единице объема.

В зависимости от времени наблюдения  $\tau_n$  процесса теплопроводности и характерного размера  $d$  термодинамической системы (подсистемы) уравнение (1) при  $\tau_{q0} = \text{const}$  может быть как стационарным — когда  $\tau_n > \tau_{q0} \sim \tau_{q0}$  и (или)  $d \gg L$ , — так и нестационарным — при  $\tau_n \sim \tau_{q0}$  и (или)  $d \sim L$ . Но поскольку на практике и при проведении эксперимента время наблюдения за процессом теплопроводности в газах обычно удовлетворяет условию  $\tau_n \gg \tau_{q0} \sim \tau_{q0}$ , то при  $\tau_{q0} = \text{const}$  уравнение (1), выражая в масштабе времени  $\tau_n$  стационарный перенос тепла, позволяет, кроме того, получить дополнительную информацию об этом процессе, связанную с наличием в (1) члена  $\tau_{q0} (\partial^2 T / \partial x^2)$ . В этом случае переменные уравнения (1) разделяются с константой разделения равной нулю и его можно представить в виде двух уравнений, полагая  $a \neq 0$ :

$$d^2 T / dx^2 = 0, \quad T = T(x, \tau), \quad 0 \leq x \leq d, \quad (2)$$

$$\tau_{q0} (d^2 T / d\tau^2) + dT / d\tau = 0, \quad \tau > 0. \quad (3)$$

И тогда решение уравнения (1) можно свести к решению уравнения (2) без начальных условий при заданных граничных условиях вида [2]

$$T(0, \tau) = \mu_1(\tau), \quad T(d, \tau) = \mu_2(\tau), \quad \tau > 0, \quad (4)$$

зависящих от времени.

Для формулировки в явном виде условий (4) здесь используется одно частное решение уравнения (1)

$$T - T_\infty = (T_0 - T_\infty) \exp(-\tau / \tau_{q0}), \quad T = T(\tau), \quad (5)$$

полученное как общее решение уравнения (3), удовлетворяющего начальным условиям [3]

$$T(\tau) |_{\tau=0} = T_0; \quad \frac{dT(\tau)}{d\tau} \Big|_{\tau=0} = -\frac{T_0 - T_\infty}{\tau_{q0}}.$$

Поскольку уравнение (1) линейное и однородное, а его частное решение (5) не содержит координат, то любое другое частное решение уравнения (1) будет иметь тот же вид,

\* Малый параметр  $\tau_{q0}$  может быть, вообще говоря, определен и иным образом, а его величина обычно определяется заранее принятым соглашением. Здесь же используется наиболее употребительное его определение.

что и решение (5). Поэтому для поверхности с любой координатой  $x$  формально можно записать

$$T(x, \tau) = T(x, \infty) - [T(x, \infty) - T(x, 0)] \exp(-\tau/\tau_{q0}). \quad (6)$$

И, следовательно, принимая во внимание (6), условия на границе (4) можно переписать в виде

$$\begin{aligned} T(0, \tau) &= T(0, \infty) - [T(0, \infty) - T(0, 0)] \exp(-\tau/\tau_{q0}), \\ T(d, \tau) &= T(d, \infty) - [T(d, \infty) - T(d, 0)] \exp(-\tau/\tau_{q0}). \end{aligned} \quad (7)$$

И далее, так как по определению

$$T(0, \infty) = T(x, \tau) \Big|_{\substack{x=0 \\ \tau=\infty}} = T_1, \quad T(d, \infty) = T(x, \tau) \Big|_{\substack{x=d \\ \tau=\infty}} = T_2, \quad (8)$$

то, интерпретируя переменную  $\tau$  в граничных условиях (7) как время распространения фронта возмущения малой амплитуды с максимально возможной скоростью  $v_q$  на расстояние  $d$  между изотермами,  $\tau \equiv \tau_* = d/v_q$ , можно записать следующие очевидные соотношения

$$\begin{aligned} [T(0, \infty) - T(0, 0)] \exp(-\tau/\tau_q) &= T_1 \exp(-d/v_q \tau_q), \\ [T(d, \infty) - T(d, 0)] \exp(-\tau/\tau_q) &= T_2 \exp(-d/v_q \tau_q), \end{aligned} \quad (9)$$

где  $T(0, 0) \exp(-d/v_q \tau_q) \equiv 0$  и  $T(d, 0) \exp(-d/v_q \tau_q) \equiv 0$ , поскольку  $\tau_q = 0$  при  $\tau = 0$ . И окончательно, учитывая (8) и (9), граничные условия (7) примут вид

$$\begin{aligned} T(0, \tau) &= T_1 [1 - \exp(-d/v_q \tau_q)], \\ T(d, \tau) &= T_2 [1 - \exp(-d/v_q \tau_q)], \end{aligned} \quad (10)$$

где скорость распространения  $v_q$  в газах — это средняя тепловая скорость молекул,  $v_q = (8kT/\pi M)^{1/2}$ ,  $k$  — постоянная Больцмана,  $M$  — молекулярный вес; а в гидродинамическом приближении эта скорость равна скорости звука,  $v_q \simeq c_{зв}$ .

Решение уравнения (2), удовлетворяющего граничным условиям (10), имеет вид

$$T(x, \tau) = [T_1 - (T_1 - T_2)/d] [1 - \exp(-d/v_q \tau_q)], \quad (11)$$

откуда с учетом закона Фурье

$$q = -\lambda \text{grad } T$$

выражение для плотности теплового потока  $q_x$  запишется в форме

$$q_x = \lambda_q (T_1 - T_2)/d, \quad \lambda_q = \lambda [1 - \exp(-\tau_d/\tau_q)], \quad (12)$$

где  $\lambda_q$  — коэффициент теплопроводности газа, учитывающий релаксационные эффекты;  $\tau_d = d/v_q \simeq d/c_{зв}$ .

Представление о равномерном распределении энергии молекул многоатомных газов по степеням свободы  $i$  (при умеренных

температурах — по поступательным  $i_n$  и по вращательным  $i_v$ ) позволяет переписать соотношение (5) так

$$\begin{aligned} T - T_\infty &= (i_n/i) (T_0 - T_\infty) \exp(-\tau_d/\tau_{qn}) + \\ &+ (i_v/i) (T_0 - T_\infty) \exp(-\tau_d/\tau_{qv}), \end{aligned} \quad (13)$$

где  $i = i_n + i_v$ ;  $\tau_{qn}$  — время релаксации по поступательным степеням свободы;  $\tau_{qv}$  — то же по вращательным. Приравняв правые части уравнений (5) и (13) между собой и разрешая полученное равенство относительно  $\tau_q = \tau_q(\tau_{qn}, \tau_{qv})$ , получим

$$\tau_q = \tau_d / \ln [(i_n/i) \exp(-\tau_d/\tau_{qn}) + (i_v/i) \exp(-\tau_d/\tau_{qv})]. \quad (14)$$

Параметр  $\tau_{qn}$ , эквивалентный времени релаксации одноатомных газов,  $\tau_{qn} = \tau_{q0}$  — по сделанной ранее [3] оценке для условий стационарной теплопроводности и модели молекул в виде твердых упругих шаров — определяется соотношениями

$$\tau_{qn} = 4\tau_0, \quad \tau_0 = L/v_q \simeq L/c_{зв},$$

где  $L = kT/\sqrt{2}\pi\sigma^2 p$ ,  $\sigma$  — диаметр молекул,  $p$  — давление газа.

Время релаксации по вращательным степеням свободы  $\tau_{qv}$  оценивается соотношением вида  $\tau_{re} = Z\tau_r$ , где по данным ультразвуковых измерений [4] для  $N_2$  число соударений, необходимых для установления вращательного равновесия —  $Z_{N_2} = 3 \div 13$ , для  $O_2$  —  $Z_{O_2} = 2 \div 30$ , а для  $H_2$  —  $Z_{H_2} = 160 \div 360$ . Ограничиваясь этими данными при оценке  $\tau_{qv}$  по  $\tau_{rv}$  и учитывая в соответствии с ранее проведенными оценками [3] количественную связь между параметрами  $\tau_{qn}$  и  $\tau_r$  вида  $1/2 \tau_{qn} \sim 3\tau_r$ , выражение для коэффициента теплопроводности  $\lambda_q$ , определяемого формулой (12), запишется так

$$\lambda_q = \lambda [1 - (\psi/i)]; \quad \psi = i_n \exp(-d/4L) + i_v \exp(-d/Z^*L). \quad (15)$$

При значениях числа  $K = L/d$  порядка единицы на величину эффективного коэффициента теплопроводности  $\lambda^*$  кроме релаксационных явлений оказывают также влияние и температурные скачки на границе газа с твердой стенкой. И, следовательно, влияние обоих явлений, считая их независимыми между собой, могут быть учтены по формуле вида

$$\lambda^* = (1 - W) \lambda_q + W \lambda_{ск}, \quad (16)$$

где  $W = \exp(-d/L)$  — доля взаимодействующих со стенкой молекул в слое газа толщиной  $d$ ;  $(1 - W)$  — доля молекул,

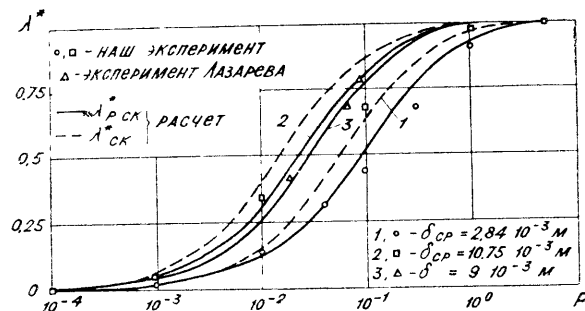


Рис. 1. Зависимость безразмерных коэффициентов теплопроводности трех и двухатомных газов  $\lambda^* = \lambda^*/\lambda$  от давления  $p$  [мм рт. ст.].

взаимодействующих между собой. И в соответствии с известными соотношениями [5]:

$$\lambda_{\text{СК}} = \lambda d / (d + 2g); \quad g = 2\varepsilon L (2 - \alpha) / (\alpha(\gamma + 1)),$$

где  $g \sim L$ ,  $\varepsilon = (9\gamma - 5)/4$ ;  $\gamma = c_p/c_v$ ;  $\alpha$  — коэффициент аккомодации.

Сравнение проведенного нами эксперимента и расчетного коэффициента теплопроводности  $\lambda^*$ , выполненного по формуле (16) при  $\alpha = 1$ , показало (рис. 1), что данные расчета  $\lambda_{\text{СК}}^* = \lambda^*/\lambda$  для воздуха ( $Z_v^* = 32$ ) и нашего эксперимента —  $\lambda_{\text{СК}}^* = Q^3/Q$  — отличаются между собой не более, чем на 10%, где  $Q^3$ ,  $Q$  — соответственно потери тепла теплопроводностью через плоский слой разреженного и плотного воздуха. Расхождения между расчетными значениями  $\lambda_{\text{СК}}^*$  для воздуха ( $Z_v^* = 32$ ), углекислого газа ( $Z_{\text{CO}_2}^* = 18$ ) и водорода ( $Z_{\text{H}_2}^* = 320$ ), и классическими экспериментальными данными Лазарева [6],  $\lambda_{\text{СК}}^* = (\Delta T^*/\Delta x)/(\Delta T/\Delta x)$ , не выходят за пределы  $\pm 5\%$ . Здесь  $\Delta T$  и  $\Delta T^*$  — перепады температуры соответственно в разреженном и плотном газе на отрезке  $\Delta x$  при  $x \approx d/2$ .

Точно так же можно записать формулу для расчета эффективной вязкости для разреженного газа

$$\eta^* = (1 - W)\eta_p + W\eta_{\text{СК}}, \quad (17)$$

где составляющая  $\eta_p = \eta[1 - \exp(-\tau_d/\tau_{p0})]$  получена из решения гиперболического уравнения вида

$$\tau_{p0}(\partial^2 w_x / \partial \tau^2) + \partial w_x / \partial \tau = \nu(\partial^2 w_x / \partial y^2), \quad (18)$$

аналогичного по своей структуре и методу решения уравнению (1). В уравнении (18)  $w_x$  — составляющая скорости макроскопического потока газа;  $\nu = \eta/\rho$  и по оценке работы [3] —  $\tau_{p0} = \tau_{q0} / \sqrt{2}$ .

Составляющая коэффициента вязкости  $\eta_{\text{СК}}$  рассчитывается по формуле [5]:  $\eta_{\text{СК}} = \eta d / (d + 2\xi)$ , где  $\xi = L(2 - f)/f$ ;  $f$  — коэффициент обмена импульсом. Последняя формула получена из решения уравнения  $\partial^2 w_x / \partial y^2 = 0$  и граничных условий скольжения газа у стенок.

Результаты данной работы дают основание пересмотреть существующие представления о влиянии твердой стенки, количественно выражающегося величинами коэффициентов обмена импульсом  $f$  и тепловой аккомодации  $\alpha$ , на эффективные значения коэффициентов вязкости  $\eta^*$  и теплопроводности  $\lambda^*$ . По-видимому, для большинства реальных условий на поверхности твердых тел коэффициенты  $f$  и  $\alpha$  для разреженных газов не должны значительно отличаться от единицы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Vernotte P. Compt. Rend. Ac. Sc., Paris, **246**, 3154 (1958).
2. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М., „Наука“, 1966.
3. Булыга А. В. Известия АН БССР, серия физ.-мат. наук, № 5, 107 (1971) и цитируемая в этой работе литература.
4. Ступоченко Е. В., Осипов А. И., Лосев С. А. Релаксационные процессы в ударных волнах. М., „Наука“, 1965.
5. Прасолов Р. С. Массо- и теплоперенос в топочных устройствах. М., „Энергия“, 1965.
6. Лазарев П. П. Журнал русского физ.-хим. общества, физич. отдел, **18**, вып. 11 (1911).

УДК 533.583

А. С. СКОРКИН, А. Б. ЦЕЙТЛИН

## НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ТЕРМОВАКУУМНОЙ ОБРАБОТКИ ЖИДКОЙ ИЗОЛЯЦИИ ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗДЕЛИЙ

При расчете и конструировании аппаратуры для дегазации жидких диэлектриков, применяемых для пропитки твердой изоляции электротехнических и радиотехнических изделий (конденсаторов, трансформаторов, кабелей, изоляторов и др.) [1], необходимо знание равновесных концентраций газа (воздуха) в жидком диэлектрике при различных давлениях и температурах.

Настоящая работа посвящена экспериментальному определению констант равновесия для системы жидкий диэлектрик — растворенный воздух, которые характеризуют статику процесса дегазации.

Для случая установления равновесия при низких давлениях (в вакууме) концентрация воздуха в жидкой фазе при данной температуре однозначно определяется давлением воздуха над поверхностью.

$$C^* = \frac{1}{m} \cdot P, \quad (1)$$

где  $C^*$  — равновесная концентрация растворенного компонента в жидкости при фиксированной температуре и парциальном давлении  $P$  компонента в парогазовой фазе;

$\frac{1}{m}$  — константа равновесия.

Применительно к газам уравнение (1) выражает закон Генри, который достаточно точно описывает равновесие для растворов с концентрацией газа меньше 1% веса [2].

Жидкие диэлектрики, в которых концентрация газов при нормальных условиях не превышает  $10^{-2}$  % веса, являются правильными (идеальными) растворами, подчиняющимися закону Генри [3], что, как будет показано в дальнейшем, подтверждается опытным путем.

Методически определение кривой равновесия (зависимости равновесного газосодержания от давления и температуры дегазации) сводится к двум моментам: доведению жидкого диэлектрика до равновесного состояния при определенных значениях давления и температуры и измерению газосодержания в нем при этих параметрах. Доведение жидкого диэлектрика до равновесного состояния и последующее определение остаточного газосодержания проводилось на одной и той же установке, схема которой приведена на рис. 1.

Установка имеет двухступенчатую вакуумную откачную систему, обеспечивающую получение остаточного давления до  $10^{-6}$ – $10^{-7}$  мм рт. ст. по воздуху. Форвакуумная откачка обеспечивается механическим насосом 1, подсоединенным к рабочей полости установки через шаровую азотную ловушку 2 и кран 3. Вторая ступень откачки обеспечивается диффузионным насосом 4 и насосом предварительной откачки 5. Насос 4 подсоединен к рабочей полости установки через шаровую ловушку 6 и кран 7. Подсоединение насосов к установке через азотные ловушки осуществлено для предохранения рабочей полости установки от проникновения в нее паров рабочих жидкостей из откачивающих насосов. Цилиндрические ловушки 8 и U-образная 14 охлаждаются с помощью сосудов Дьюара 9 с жидким азотом.

Работа на установке проводилась в такой последовательности. В колбу 16 заливался исследуемый диэлектрик, прогревался печью 20 до температуры  $T$  (температуры дегаза-

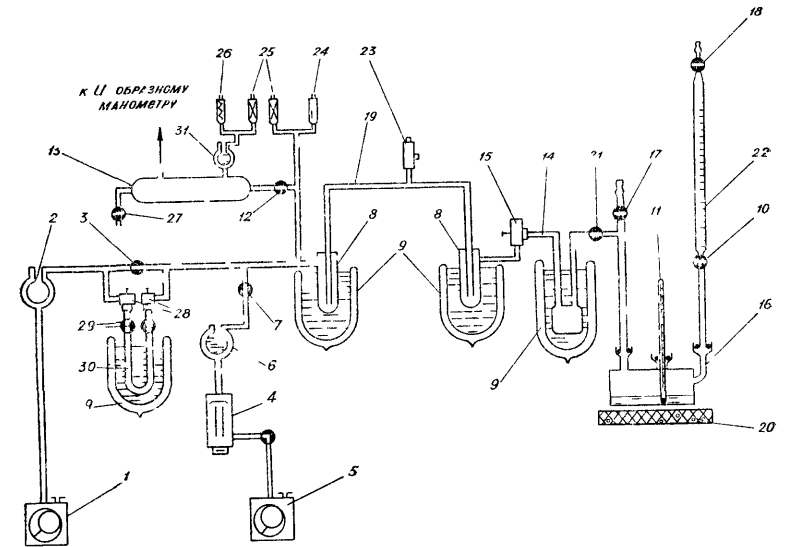


Рис. 1 Схема установки для определения зависимости равновесных газосодержаний жидких диэлектриков от температуры и давления дегазации:

1, 5 — механический насос ВН-461, 2, 6 — шаровая азотная ловушка 3, 7, 12, 21 — кран стеклянный, 4 — диффузионный насос Н-1С, 8 — цилиндрическая ловушка 9 — сосуд Дьюара, 10 — кран дозировочный, 11 — термометр, 13 — объем  $V = 3,7$  л, 14 — U — образная ловушка, 15 — гонимый вентиль, 16 — колба аналитическая, 17, 18 — кран стеклянный перепускной, 19 — спираль электрообогрева, 20 — электропечь, 22 — бюретка, 23 — нагреватель, 24 — манометрическая лампа МТ 6, 25 — манометрическая лампа ЛМ-2, 26 — манометрическая лампа ЛМ-2, 27 — порционер, 28 — вентиль вакуумный трининовый, 29 — кран съемной ловушки, 30 — съемная U — образная ловушка

ции), колба откачивалась до давления  $P$  (давления дегазации), и образец выдерживался при заданных температуре и давлении до наступления состояния равновесия фаз жидкость — газ. Равновесие считалось достигнутым после выдержки жидкого диэлектрика при параметрах  $T$  и  $P$  в течение времени  $\tau$ , по прошествии которого изменение остаточного газосодержания  $C$  за последующий интервал времени  $\tau$  не превышало 10%.

Доведенная до состояния равновесия при параметрах дегазации  $P$  и  $T$  жидкость из колбы 16, после перекрытия крана 21 и снятия ее установки, переливалась через кран 10 в бюретку 22, отсоединенную от атмосферы краном 18. Нижний кран 10 перекрывался после наполнения бюретки 22, обеспечивая сохранение продегазированной жидкости в обезгаженном состоянии. Бюретка отсоединялась от колбы, а колба промывалась и сушилась. После этих операций колба соединялась с установкой, а бюретка 22 — с полостью колбы 16. Колба прогревалась при температуре  $\sim 180^\circ\text{C}$  и вся установка обезгаживалась при давлении  $\sim 10^{-5}$  мм рт. ст.



Газосодержание в жидком диэлектрике, соответствующее равновесному состоянию образца, определялось следующим образом.

Открыв кран 10, в колбу 16 заливали измеренное количество жидкого диэлектрика из бюретки 22. Изменение условий равновесия приводило к выделению растворенного газа из залитой в колбу жидкости. Газ накапливался в изолированном объеме установки за измеренный промежуток времени и вызывал повышение давления, которое фиксировалось. При известных значениях объема, в котором накапливался газ, количество газа, выделившееся из образца, определялось из уравнения

$$q_1 = V_0(p_1 - p_0) - Q_n \cdot \tau_1, \quad (2)$$

где  $q_1$  — количество газа, л мм рт. ст.;

$Q_n$  — натекание установки, измеренное в предварительных опытах,  $\frac{\text{л мм рт. ст.}}{\text{сек}}$ ;

$\tau_1$  — время измерения, сек;

$p_0$  — начальное давление в установке, мм рт. ст.;

$p_1$  — остаточное давление, измеренное в установке через  $\tau_1$  сек, мм рт. ст.;

$V_0$  — объем измерительной части установки.

После перекрытия крана 15 открывался кран 7 и установка откачивалась до давления  $P_0$ . Далее все операции повторялись в той же последовательности, что и в предыдущем опыте. Дополнительное количество газа, выделившееся из образца за следующий отрезок времени  $\tau_2$ , определялось по формуле

$$q_2 = V_0(p_2 - p_0) - V_k(p_1 - p_0) - Q_{нк} \tau_{к1} - Q_n \tau_2, \quad (3)$$

где  $q_2$  — количество газа, выделившееся из навески при втором измерении, л мм рт. ст.;

$p_2$  — давление, измеренное в аналитической части установки по прошествии  $\tau_2$  сек, мм рт. ст.;

$V_k$  — объем аналитической колбы, л;

$Q_{нк}$  — натекание колбы, измеренное в предварительных опытах,  $\frac{\text{л мм рт. ст.}}{\text{сек}}$ ;

$\tau_{к1}$  — время, в течение которого колба находилась без откачки, сек.

Эти операции повторялись  $n$  раз до момента, пока не выполнялось условие

$$\frac{\Delta p}{\Delta \tau} \cong \left( \frac{\Delta p}{\Delta \tau} \right)_0$$

и  $P_n \leq 10^{-3}$  мм рт. ст.,

где  $\left( \frac{\Delta p}{\Delta \tau} \right)_0$  — скорость повышения давления в аналитической установке, отключенной от откачки в холостом опыте.

Суммарное количество газа, выделившееся из образца, находилось по формуле

$$q_e = \sum_{i=1}^{i=n} q_i. \quad (4)$$

Величина равновесного газосодержания жидкого диэлектрика  $C^*$  при параметрах  $P$  и  $T$  находилась по формуле:

$$C^* = \frac{q_e}{p_a V}, \quad (5)$$

где  $p_a$  — нормальное атмосферное давление;  
 $V$  — объем масла.

Ошибки измерений величины  $C^*$  определяются, главным образом, точностью измерения давлений, которая для манометрического преобразователя ЛТ-2 составляет  $\pm 20\%$ .

Результаты измерений равновесных газосодержаний в жидких диэлектриках представлены на рис. 2.

Кривые построены по экспериментальным значениям равновесных концентраций газа  $C^*$ , измеренным в области тем-

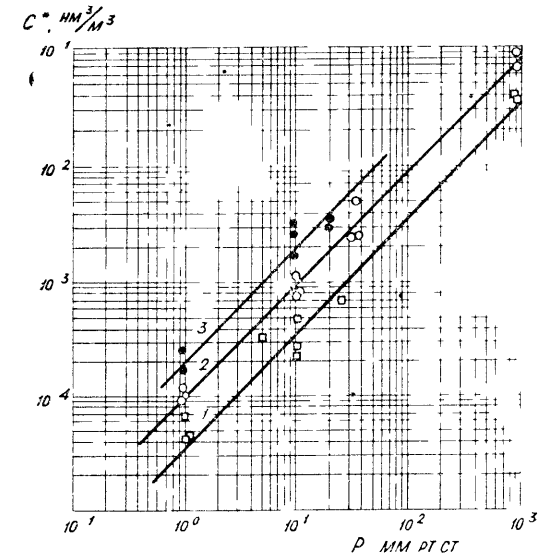


Рис. 2. Зависимость равновесной концентрации растворенного газа в жидких диэлектриках от давления:

1 — касторовое масло, 2 — конденсаторное масло, 3 — трихлордифенил.

ператур 60—70° С для трихлордифенила, 70—90° С для касторового масла и 60—80° С для конденсаторного масла. В указанной области температур не удалось обнаружить зависимости равновесной концентрации воздуха от температуры, что можно объяснить слабовыраженным характером этой зависимости для масел нефтяного происхождения [3]. Полученные зависимости  $C^* = f(P)$  для исследованных жидких диэлектриков в логарифмических координатах представляют собой прямые линии с углом наклона 45°, то есть зависимость равновесной концентрации растворенных в жидких диэлектриках газов в области исследованных давлении 760—10<sup>-1</sup> мм рт. ст. подчиняется закону Генри. Средние значения констант  $m$  уравнения (2), рассчитанные по кривым равновесия, составляют 2,5·10<sup>4</sup> для касторового масла, 1·10<sup>4</sup> для конденсаторного масла, 5·10<sup>3</sup> для трихлордифенила.

Отклонение экспериментальных точек от прямой, описываемой уравнением (1), укладывается в пределы ± 35%.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Скоркин А. С. Цейтлин А. Б. К вопросу расчета процессов обезгаживания в вакууме жидких диэлектриков. Настоящий сборник.
2. Плановский А. Н., Касаткин А. Г. Химическая промышленность, № 3 (с. 24), 1955.
3. Липштейн Р. А., Шахнович М. И. Трансформаторное масло. М., „Энергия“, 1968.

УДК 533.583

А. С. СКОРКИН, А. Б. ЦЕЙТЛИН

### К ВОПРОСУ РАСЧЕТА ПРОЦЕССОВ ОБЕЗГАЖИВАНИЯ В ВАКУУМЕ ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Возрастающие требования к качеству сушки и дегазации жидких диэлектриков, применяемых в качестве изоляции в конденсаторо- и трансформаторостроении, делают весьма актуальной задачу расчета оптимальных режимов процесса термовакуумной обработки диэлектриков и основных размеров дегазационных аппаратов [1].

В настоящей работе излагаются результаты исследования процесса дегазации жидких диэлектриков, базирующиеся на основных представлениях теории массообменных процессов.

Для дегазации жидкого диэлектрика при постоянной температуре можно записать основное уравнение массопередачи

$$W = K \cdot F \cdot \Delta, \quad (1)$$

где  $W$  — количество компонента (газа или влаги), переносимого в единицу времени из жидкой фазы в паровую;

$K$  — коэффициент массопередачи;

$F$  — поверхность контакта фаз;

$\Delta$  — средняя движущая сила процесса.

Вакуумдегазационные аппараты по условиям работы могут быть отнесены к массообменным аппаратам, для которых средняя движущая сила процесса определяется из уравнения (2):

$$\Delta = \frac{C_1 - C_2}{2,3 \lg \frac{C_1 - C^*}{C_2 - C^*}}, \quad (2)$$

где  $C_1$  и  $C_2$  — исходная и конечная концентрация удаляемого компонента в жидком диэлектрике;

$C^*$  — равновесная концентрация удаляемого компонента в жидком диэлектрике при рабочей температуре дегазации жидкого диэлектрика и при рабочем остаточном давлении удаляемого компонента в аппарате [3].

В процессе дегазации время пребывания жидкости в аппарате значительно меньше времени, необходимого для достижения равновесной концентрации удаляемого компонента в жидкости. Поэтому с учетом  $C^* \ll C_2$  для практических расчетов дегазационных аппаратов можно пользоваться упрощенной формой уравнения (2):

$$\Delta = \frac{C_1 - C_2}{2,3 \lg \frac{C_1}{C_2}}. \quad (2')$$

Количество компонента, удаляемого в процессе дегазации жидкого диэлектрика, связано с расходом жидкого диэлектрика:

$$W = V \cdot (C_1 - C_2), \quad (3)$$

где  $V$  — расход жидкого диэлектрика.

Уравнения (1), (2), (2') и (3) позволяют рассчитать необходимую поверхность дегазации жидкости и, следовательно, основные размеры дегазационного аппарата для заданных условий работы аппарата, если известен входящий в уравнение (1) коэффициент массопередачи  $K$ .

Коэффициент массопередачи  $K$  может быть выражен из обобщенного критериального уравнения массообменных процессов [4]:

$$N'_n = A \cdot \text{Re}^m \cdot (P_r')^n. \quad (4)$$

Для форсуночного аппарата (для пленочной области истечения жидкости из форсунки)

$$K = A \cdot \frac{D}{4S} \cdot \left( \frac{4q_{\phi}}{\pi \mu g \cdot d_{\text{вх}}} \right)^m \cdot \left( \frac{\nu}{D} \right)^n,$$

где  $g$  — ускорение силы тяжести;  $D$  — коэффициент молекулярной диффузии воздуха в жидком диэлектрике;  $S$  — толщина пленки жидкого диэлектрика на выходе из сопла форсунки;  $g_{\phi}$  — весовой расход жидкости через форсунку;  $\mu$ ,  $\nu$  — динамическая и кинематическая вязкость жидкого диэлектрика;  $d_{\text{вх}}$  — диаметр входного канала центробежной форсунки;  $A$ ,  $m$ ,  $n$  — постоянные.

Для насадочного аппарата

$$K = A \frac{D}{v_{\text{прив}}} \cdot \left( \frac{4u\rho}{\mu \cdot a} \right)^m \left( \frac{\nu}{D} \right)^n, \quad (6)$$

где  $v_{\text{прив}} = \left( \frac{M^2}{\nu^2 \cdot g} \right)^{1/3}$  — приведенная толщина пленки;  $\rho$  — плотность жидкости;  $u$  — объемная плотность орошения;  $a$  — удельная поверхность насадки.

Для пленочного аппарата

$$K = A \frac{D}{4S} \cdot \left( \frac{4\Gamma}{g\mu} \right)^m \cdot \left( \frac{\nu}{D} \right)^n, \quad (7)$$

где  $\Gamma$  — линейная весовая плотность орошения.

Коэффициенты  $A$ ,  $m$ ,  $n$  в уравнениях (5), (6), (7) определяются экспериментально.

В настоящей работе были определены коэффициенты массопередачи для различных жидких диэлектриков и различных условий дегазации в форсуночном, пленочном и насадочном аппаратах.

Исследования проводились на установках, отличающихся только типом исследуемого аппарата. Принципиальная схема каждой из установок, включающая систему откачки, отбора проб, циркуляции жидкости и контрольно-измерительных приборов, оставалась практически одинаковой. На рис. 1 приведена схема установки с форсуночным аппаратом.

В форсуночном аппарате для образования рабочей поверхности дегазации жидкости использовалась установленная в верхней части цилиндрического корпуса аппарата диаметром 300 мм и высотой 570 мм центробежная шнековая форсунка с диаметром соплового отверстия  $d_c = 2$  мм.

Лабораторная модель пленочного аппарата представляла собой стеклянную трубку с внутренним диаметром 16 мм и длиной 865 мм, окруженную рубашкой водяного обогрева. Трубка устанавливалась вертикально. Верхний конец трубки

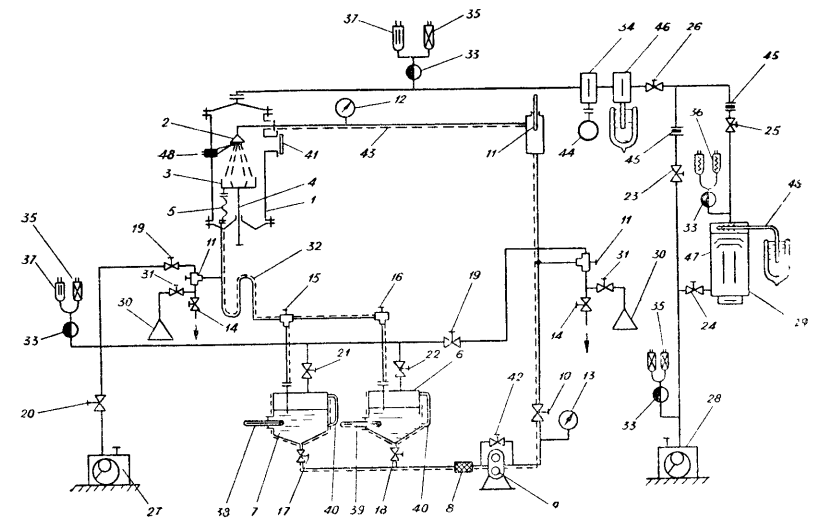


Рис. 1. Схема установки с форсуночным аппаратом для исследования процессов вакуумной дегазации пропитывающих жидких диэлектриков:

1 — корпус колонны; 2 — форсунка; 3 — ограничитель-отражатель; 4 — штанга-держатель; 5 — гибкий шланг; 6, 7 — бачок; 8 — фильтр; 9 — вакуумплотный шестеренчатый насос; 10 — дроссельный вентиль; 11 — вентиль для отбора проб; 12, 13 — манометр; 14 — вентиль слива; 15, 18 — вентили жидкостные; 19, 25 — вентили вакуумные; 26 — вентиль вакуумный дроссельный; 27, 28 — насос механический; 29 — насос бустерный; 30 — колба-пробоотборник; 31 — вентиль пробоотборника; 32 — гидрозатвор; 33 — ловушка шаровая азотная; 34 — ловушка водоохлаждаемая; 35 — датчик ЛТ-2; 36 — датчик ЛМ-2; 37 — датчик МТ-6; 38, 39 — термометр; 40 — уровнемер; 41 — смотровое стекло; 42 — вентиль перепускной; 43 — спираль электроподогрева; 44 — емкость; 45 — диафрагма; 46 — азотная ловушка; 47 — маслоотражатель; 48 — термомпара.

герметично был присоединен к бачку-распределителю жидкости, а нижний — к бачку-сборнику жидкости.

Рабочая часть насадочного аппарата представляла собой цилиндрическую корзину диаметром 95 мм и высотой 910 мм, размещенную в корпусе диаметром 250 мм и высотой 1200 мм. Корзина была заполнена стеклянными кольцами с размерами: высота — 16 мм, внутренний диаметр — 12 мм, наружный диаметр — 14 мм. Геометрическая поверхность насадки при данных условиях была равна  $2,16 \text{ м}^2$ . Жидкость подавалась сверху через зонтичный ороситель с двадцатью пятью отверстиями диаметром 1 мм.

В каждой из установок обеспечивалась возможность изменения температуры жидкого диэлектрика в диапазоне  $20-90^\circ \text{С}$  и давление дегазации  $20-10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$  Расход жидкости через исследуемый аппарат регулировался с помощью дроссельного вентиля 42 и вентиля 10 при неизменном режиме работы насоса 9. Диапазон изменения расходов составлял  $1-10 \text{ см}^3/\text{сек}$ ,  $14-30 \text{ см}^3/\text{сек}$  и  $14-85 \text{ см}^3/\text{сек}$  для пленочного, форсуночного и насадочного аппаратов соответственно. Регулирование температуры обеспечивалось с точностью  $\pm 1,5^\circ \text{С}$ .

Колебания давления дегазации в опыте не превышали  $\pm 20\%$ , а точность измерения при выбранных манометрических преобразователях была не ниже  $\pm 30\%$ . Точность поддержания заданного расхода составляла  $\pm 3\%$  и обеспечивалась предварительной тарировкой жидкостных расходомеров (типа РС-3 и РС-5), установленных на жидкостном контуре.

Коэффициент массопередачи определялся из уравнения (1). При этом движущая сила процесса рассчитывалась по уравнению (2'), а количество выделяющегося в процессе дегазации жидкости газа определялось по уравнению (3). Газосодержание  $C_1$  и  $C_2$  в отбираемых в процессе дегазации пробах определялось по методике, использованной в работе [3]. Величина поверхности дегазации  $F$  принималась равной геометрической поверхности: насадки, трубки и жидкостного факела, истекающего из форсунки.

В результате исследований было установлено, что коэффициент массопередачи  $K$  практически не зависит от концентрации газа в диэлектрике до тех пор, пока концентрация не достигнет некоторой предельной величины ( $\geq 2\%$  объемн.), после чего величина  $K$  существенно возрастает. Это объясняется тем, что при повышенных газосодержаниях (больше 2% объемн.) пленка жидкости сильно вспенивается, в результате чего существенно увеличивается фактическая поверхность дегазации; кроме того, возникающая при этом турбулизация пленки значительно интенсифицирует процесс массообмена.

Результаты измерений коэффициента массопередачи  $K$  для форсуночной и насадочной колонн приведены на рис. 2 и 3.

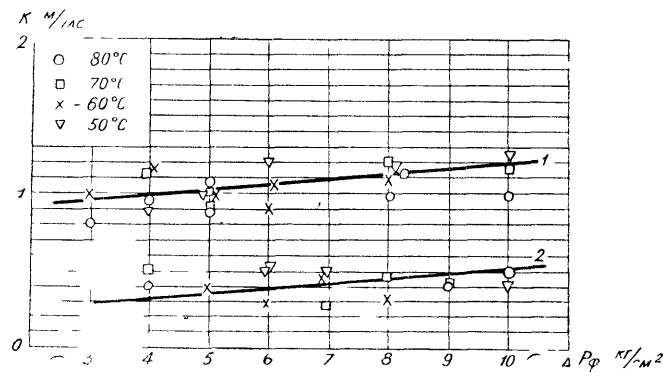


Рис. 2. Зависимость коэффициента массопередачи газа для конденсаторного масла в форсуночном аппарате от перепада давления на форсунке при температурах масла 50—80°C:

1 — исходное газосодержание в масле 2—6% объемн., 2 — исходное газосодержание в масле 1,5—10<sup>-1</sup>% объемн.

Для обработки результатов измерений уравнения (6) и (7) были преобразованы к виду

$$K = A \cdot V^m,$$

где  $A$  и  $m$  — постоянные для данной жидкости при данной температуре,  $K$  — в м/час,  $V$  — в см<sup>3</sup>/сек.

С учетом того, что расход через форсунку контролировался по перепаду давлений, уравнение (5) для форсуночной колонны было преобразовано к виду, удобному для обработки результатов измерений.

$$K = A \frac{\Delta p^m}{a - b \cdot \Delta P},$$

где  $A$ ,  $m$ ,  $n$ ,  $a$  и  $b$  — постоянные для данной жидкости при данной температуре,  $K$  — в м/час,  $\Delta P$  — в кг/см<sup>2</sup>.

Значения постоянных в уравнениях (8) и (9), рассчитанных по результатам измерений  $K$  для разных диэлектриков, приведены в табл. 1.

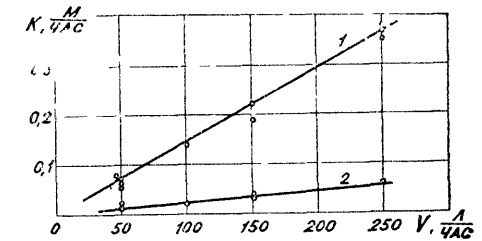


Рис. 3. Зависимость коэффициента массопередачи газа от расхода конденсаторного масла в насадочной колонне при температуре 65—70°C:

1 — исходное газосодержание больше 2% объемн., 2 — исходное газосодержание меньше 2% объемн.

Таблица 1

Тип аппарата	Диэлектрик	Температура обработки, °C	Исходная концентрация, % объемн.	Коэффициенты уравнений (8), (9)				Отклонение измеренных величин $K$ от расчетных, %
				$A$	$m$	$a$	$b$	
Форсуночный	Конденсаторное масло	65	2—6	0,28	—0,05	0,306	0,01	+30
			1,5—10 <sup>-1</sup>	0,11	—0,1	0,306	0,01	+30
Насадочный	Конденсаторное масло	65—70	больше 2	3,8·10 <sup>-4</sup>	1	—	—	+30
			меньше 2	6,1·10 <sup>-5</sup>	1	—	—	+30
Пленочный	Трихлордифенил Конденсаторное масло	70	больше 2	3·10 <sup>-4</sup>	1	—	—	+30
			меньше 2	4,3·10 <sup>-2</sup>	1	—	—	+15

А. С. ВАЛЕЕВ, В. А. ХРУСТАЛЕВ, Н. Г. ГОЛУБЕВА-  
НОВОЖИЛОВА, Н. И. ХРУСТАЛЕВА

### К ВОПРОСУ ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТИ ПРИ НАНЕСЕНИИ ТОНКИХ ПЛЕНОК МЕТОДОМ КАТОДНОГО РАСПЫЛЕНИЯ

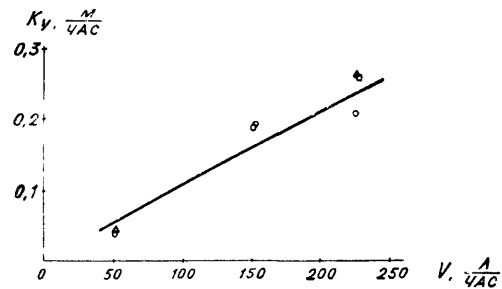


Рис. 4. Зависимость коэффициента массопередачи от расхода трихлордифенила при температуре 70°C.

Используя уравнения (5), (6) и (7), можно пересчитать величины постоянных, входящих в уравнения (8) и (9) для исследованных жидкостей, применительно к другим жидкостям. На рис. 4 приведен график  $k=f(V)$ , построенный для трихлордифенила по уравнению (8) с коэффициентами, рассчитанными указанным способом. Отклонение экспериментальных точек, приведенных на графике, от расчетной прямой не превышает  $\pm 30\%$ .

Полученные экспериментальные результаты позволяют использовать уравнения массопередачи для расчета основных размеров дегазационных аппаратов при вакуумной обработке жидких диэлектриков.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Удельные и тепловые характеристики силовых конденсаторов (обзор). — „Электротехническая промышленность“, № 3, 1962.
2. „Химическая промышленность“ № 3 (стр. 24), 1955; № 2 (стр. 63), 1960.
3. Скоркин А. С., Цейтлин А. Б. Некоторые результаты исследования процесса термовакуумной обработки жидкой изоляции электротехнических изделий. Настоящий сборник.
4. Рамм В. М. Абсорбция газов. М., „Химия“, 1968.

За последние годы метод катодного распыления начинает широко использоваться в технологии нанесения прецизионных тонких пленок для создания различного рода электронной и оптической аппаратуры [1]. При разработке оборудования для нанесения пленок в условиях серийного производства для каждого конкретного типа изделий необходимо выбирать оптимальную конструкцию устройства для распыления и конденсации с учетом размеров обрабатываемых подложек, скорости конденсации и требований к равномерности пленки по толщине.

Для сравнения различных конструкций распылительных устройств введем определения, аналогичные работе [2].

Предположим, что во всех рассматриваемых ниже устройствах с каждой единичной площади поверхности мишень распыляется со скоростью  $m$ , диаграмма распыления подчиняется косинусному закону, влиянием столкновений распыленных молекул с молекулами рабочего газа можно пренебречь. Коэффициент конденсации берется равным единице.

Обозначим через  $\Delta$  допуск на относительное отклонение максимальной  $d_{\max}$  и минимальной  $d_{\min}$  толщины слоя по поверхности подложки

$$\Delta = \frac{d_{\max} - d_{\min}}{d_{\max}}. \quad (1)$$

Введем характерный линейный размер подложки ( $r_\Delta$  — для круглой,  $x_\Delta$  — для прямоугольной), в пределах которого отклонение толщины слоя не превышает  $\Delta$ . Через  $S_\Delta$  обозначим площадь подложки, ограниченную величинами  $r_\Delta$  или  $x_\Delta$ .

Аналогично [2] введем также величины  $A_\Delta$  — производительность процесса нанесения пленки,  $\eta_\Delta$  — коэффициент использования распыленного вещества.

$$A_\Delta = S_\Delta \cdot a_{\text{ср}}, \quad (2)$$

$$\eta_\Delta = \frac{\mu}{S_m m} \cdot A_\Delta, \quad (3)$$

где  $a_{\text{ср}}$  — средняя скорость осаждения слоя на площади  $S_\Delta$ ,  $S_m$  — площадь мишени,  $\mu$  — плотность пленки.

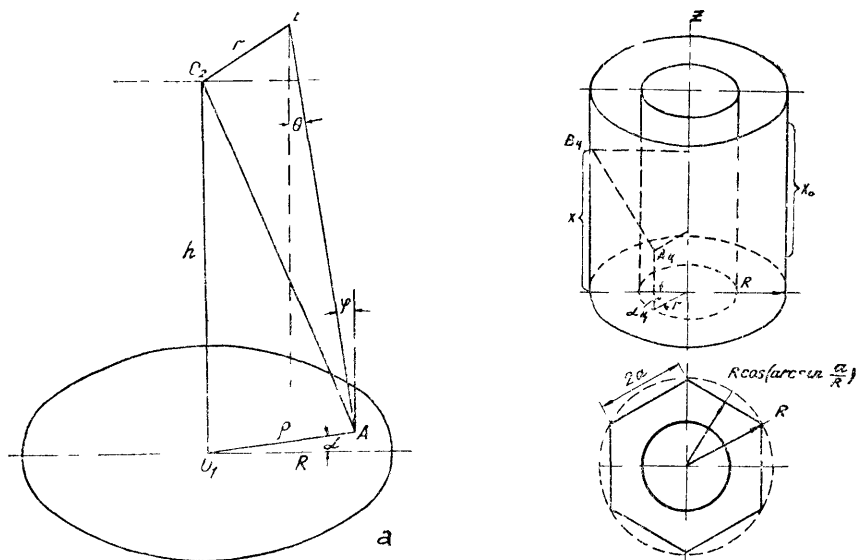


Рис. 1. Схемы переноса вещества в плоской и цилиндрической диодных системах.

В качестве мишени наиболее часто используется плоский круглый диск (рис. 1 а). Подложки обычно располагаются параллельно плоскости мишени. Обозначим радиус мишени через  $R$ , а расстояние мишень — подложка через  $h$ .

Толщину слоя в точке  $B$ , находящейся от центра подложки на расстоянии  $h$ , можно рассчитать по формуле [3]:

$$t_r = \frac{m}{2\mu} \frac{1 - \left(\frac{h}{R}\right)^2 - \left(\frac{r}{R}\right)^2}{\sqrt{1 + 2 \left[ \left(\frac{h}{R}\right)^2 - \left(\frac{r}{R}\right)^2 \right] + \left[ \left(\frac{h}{R}\right)^2 + \left(\frac{r}{R}\right)^2 \right]^2}} + 1. \quad (4)$$

Используя формулы (1—4), получим выражения для расчета  $r_\Delta/R$ ;  $s_\Delta/S_m$ ;  $A_\Delta$ ;  $\eta_\Delta$ . Из этих четырех величин две являются производными. Например, зная  $r_\Delta/R$  и  $\eta_\Delta$ , всегда можно рассчитать  $S_\Delta/S_m$  и  $A_\Delta$ .

Зависимости  $\eta_\Delta$  и  $r_\Delta/R$  от  $h/R$  при  $\Delta = 0,01; 0,05; 0,1; 0,2$  приводятся на рис. 2.

На рис. 2 видно, что увеличения радиуса подложки  $r_\Delta$  можно достичь двумя способами, увеличивая или уменьшая величины  $h/R$  по сравнению с единицей. При  $\frac{h}{R} \gg 1$  на ос-

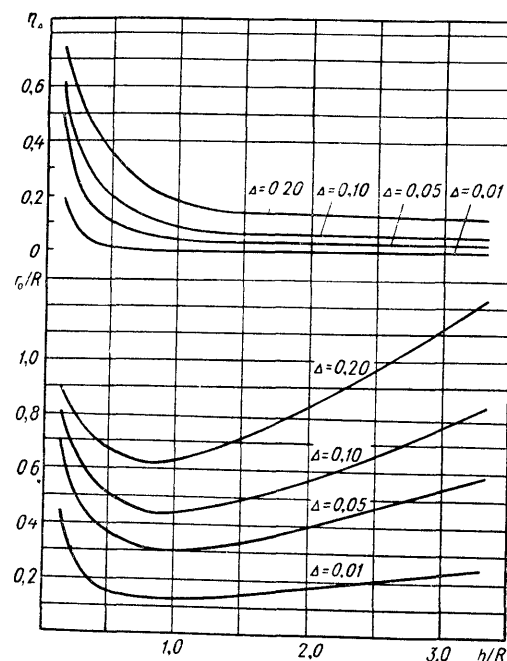


Рис. 2. Зависимость  $\eta_\Delta$  и  $r_\Delta/R$  от  $h/R$  в плоской системе.

новании (4) сильно уменьшается скорость конденсации и коэффициент использования распыленного вещества  $\eta_\Delta$ . Этот случай используется в методе термического испарения в вакууме, где обычно размеры испарителя значительно меньше размеров подложки и расстояния между ними. При этом высокая скорость конденсации реализуется за счет высоких скоростей испарения. Для большинства материалов практически реализуемые скорости распыления значительно ниже реально осуществимых скоростей термического испарения, поэтому для получения однородных по толщине пленок на больших поверхностях методом катодного распыления подложки необходимо располагать по возможности ближе к мишени и увеличивая ее размер.

При этом растет и отношение  $S_\Delta/S_m$  и  $\eta_\Delta$ .

Уменьшение  $h$  возможно только до пределов, определяемых условиями существования стабильного тлеющего разряда и максимальной скорости распыления.

Так, Майссел [4] рекомендует расстояние между анодом и катодом брать не менее двух длин темного катодного

пространства. При работе с аргонем

$$h \geq \frac{0,6 \text{ мм рт. ст} \times \text{мм}}{p} \quad (5)$$

Дальнейшее увеличение размера подложки и производительности можно получить, увеличивая размер мишени  $R$ .

Особенностью данного устройства является то, что величина  $S_{\Delta}/S_m$  практически всегда остается меньше единицы. Это ограничивает количество одновременно обрабатываемых подложек. Более высокое значение  $S_{\Delta}/S_m$  может быть получено при использовании цилиндрической мишени (рис. 1, б).

Предположим, что молекулы, распыленные с наружной поверхности внутреннего цилиндра, осаждаются на внутреннюю поверхность наружного цилиндра.

Толщина слоя в точке  $B$  при распылении всей поверхности мишени может быть рассчитана по формуле

$$t_B = \frac{2ml}{\pi \mu r} \int_0^{\arccos \frac{1}{Rr}} d\alpha \int_0^1 \frac{\left(\frac{R}{r} \cos \alpha - 1\right) \left(\frac{R}{r} - \cos \alpha\right) d\left(\frac{z}{l}\right)}{\left[\left(\frac{z}{l} - \frac{x}{l}\right)^2 \left(\frac{l}{r}\right)^2 + \left(\frac{R}{r}\right)^2 + 1 - 2 \frac{R}{r} \cos \alpha\right]^{3/2}}, \quad (6)$$

где  $R$  и  $r$  — радиусы соответственно цилиндрической подложки и мишени,  $z$  — координата точки  $A$  по образующей мишени с началом у нижнего торца мишени,  $x$  — аналогичная координата подложки в точке  $B$ ,  $l$  — высота цилиндрической мишени.

Результаты расчета  $x_{\Delta}/l$  и  $\eta_{\Delta}$  в зависимости от  $R/r$ ;  $l/r$  и  $\Delta$  представлены на рис. 3 и 4. Для коаксиальной системы размер подложки в направлении образующей цилиндра увеличивается с увеличением высоты мишени  $l$ . В большинстве практических случаев  $x_{\Delta} < l$ , т. е.  $\frac{x_{\Delta}}{l} < 1$ . Однако в силу

того, что радиус наружного цилиндра всегда больше радиуса мишени  $r$ , отношение  $S_{\Delta}/S_m$  может быть больше единицы.

Зависимость  $x_{\Delta}/l$  от  $R/r$  имеет две восходящих области с положением минимума, зависящим от  $l/r$ . Большие значения  $x_{\Delta}/l$  могут быть получены при увеличении  $R/r$ , однако при этом сильно уменьшается скорость конденсации и, соответственно,  $\eta_{\Delta}$ . Поэтому для увеличения  $x_{\Delta}/l$  при высоком  $\eta_{\Delta}$  целесообразно работать с наименьшим значением  $R/r$ .

Уменьшение  $R/r$  ограничивается выражением (5), где вместо  $h$  в данном случае следует брать  $(R-r)=b$ .

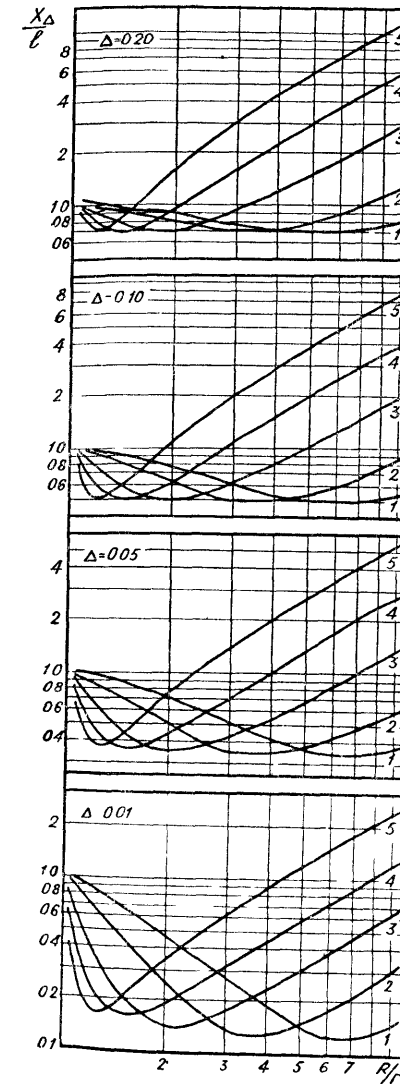


Рис. 3. Зависимость  $\frac{x_{\Delta}}{l}$  от  $R/r$  в коаксиальной системе при значениях  $\frac{l}{r}$ : 1—0,5; 2—1,0; 3—2,0; 4—5,0; 5—10,0.

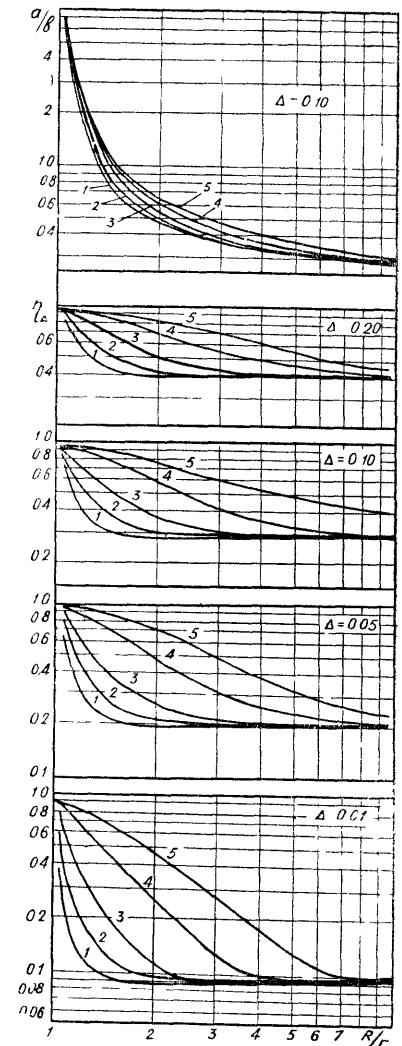


Рис. 4. Зависимость  $a/b$  и  $\eta_{\Delta}$  в коаксиальной системе от  $R/r$  при значениях  $\frac{l}{r}$ : 1—0,5; 2—1,0; 3—2,0; 4—5,0; 5—10,0.

Следовательно, при выбранном расстоянии ( $R - r$ ) экономичность устройства может быть повышена за счет увеличения высоты мишени.

Выполненные выше расчеты справедливы для подложек цилиндрической формы. При использовании плоских подложек, кроме неравномерности толщины слоя вдоль образующей цилиндра, появится неравномерность в поперечном направлении. Поперечный размер подложек  $2a$ , на которых неравномерность толщины слоя будет не более  $\Delta$ , можно оценить из соотношения

$$\Delta = 1 - \frac{t_R \cdot \cos\left(\arcsin \frac{a}{R}\right)}{t\left[R \cdot \cos\left(\arcsin \frac{a}{R}\right)\right]}. \quad (7)$$

Здесь (рис. 1)  $t_R$  — толщина слоя на цилиндрической поверхности радиуса  $R$ ,  $t_R \cdot \cos\left(\arcsin \frac{a}{R}\right)$  — толщина слоя в крайней, прилегающей к цилиндрической поверхности точке плоской подложки;  $t\left[R \cdot \cos\left(\arcsin \frac{a}{R}\right)\right]$  — толщина слоя в центре подложки.

Приближенно

$$t\left[R \cdot \cos\left(\arcsin \frac{a}{R}\right)\right] \approx t_R + R\left[1 - \cos\left(\arcsin \frac{a}{R}\right)\right] \frac{dt}{dR}.$$

Считая  $\frac{a}{R}$  и  $\Delta$  малыми, получаем формулу для оценки  $a$ :

$$\frac{a}{R-r} = \frac{R}{R-r} \sqrt{\frac{2}{1 + \frac{R}{d} \frac{\partial d}{\partial R}}} \cdot \sqrt{\Delta}. \quad (8)$$

Результаты расчета  $\frac{a}{R-r}$  для различных значений  $R/r$  при  $\Delta = 0,1$  представлены на рис. 4. Величины  $\frac{a}{R-r}$  для других значений  $\Delta$  могут быть получены умножением (8) на соответствующий коэффициент.

Из вышесказанного следует, что в коаксиальной системе при заданных размерах пластин для достижения максимальной производительности необходимо выбрать минимально допустимые размеры  $R$  и  $r$  и, в зависимости от необходимого количества одновременно обрабатываемых образцов, увеличить высоту мишени  $l$ .

Представленные выше расчеты могут быть использованы при разработке цилиндрических распылительных устройств требуемой производительности. Из выражения (5) для рабочего давления определяется расстояние  $h$  между мишенью и подложкой, затем из рис. 4 для заданного диаметра пластин определяется максимальный параметр конструкции  $R/r$ , на основании которого последовательным подбором из рис. 3 находятся значения  $x_\Delta/l$  и  $l/r$ , обеспечивающие одновременную обработку требуемого количества пластин.

Для значения  $\Delta = 0,1$ ;  $a = 25$  мм;  $n = 20-30$  (количество пластин в партии) нами были определены размеры устройства, обеспечивающего устойчивое нанесение пленок  $\text{SiO}_2$  при рабочем давлении  $5 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст. В качестве материала мишени была взята стандартная кварцевая труба с наружным диаметром 110 мм. В нашем случае из (5)  $b = 50$  мм, а  $R = 105$  мм. Такое значение позволяет расположить по окружности в ряд 13 пластин диаметром 50 мм, т. е. при двухрядном расположении можно одновременно обрабатывать 26 пластин, при этом величина  $x_\Delta = 100$  мм. Из рис. 3 находим, что для этого необходимо взять  $l = 180$  мм.

Рассчитанные и экспериментальные распределения толщины пленок показаны на рис. 5.

Из рисунков видно, что в данной системе можно уверенно наносить слои  $\text{SiO}_2$  с равномерностью  $\pm 5\%$  одновременно на 39 пластин диаметром 45–50 мм (по 3 пластины на каж-

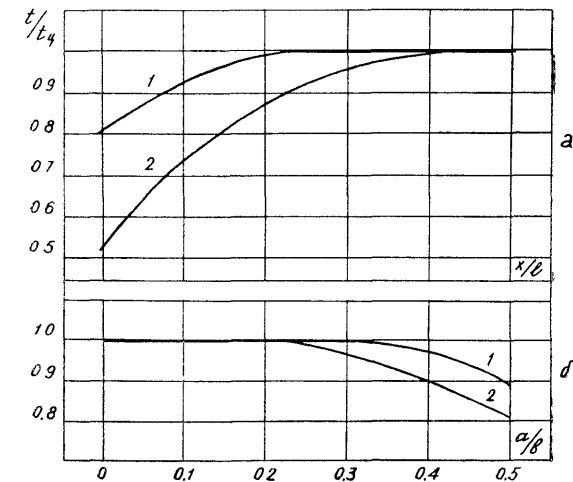


Рис. 5. Распределение толщин слоев (по отношению к толщине в центре) в коаксиальной распылительной системе:

$a$  — вдоль и  $b$  — поперек подложкодержателя; 1 — эксперимент, 2 — расчет.



дом из 13 подложкодержателей). Распределения толщины, полученные экспериментально, несколько отличаются от рассчитанных, особенно на краях. Это можно объяснить неоднородностью распыления мишени [5], а также тем, что в расчетах не было учтено взаимодействие распыленных частиц с атомами и ионами остаточного газа и между собой.

### Выводы

1. Проведенный анализ и расчетный материал могут быть использованы при конструировании оптимальных распылительных систем, обеспечивающих одновременную обработку необходимого количества образцов определенного размера с требуемой равномерностью толщины наносимого слоя.

2. Цилиндрическая распылительная система существенно экономичнее и производительнее плоской. Например, для плоской системы с диаметром мишени 400 мм при  $\Delta = 0,1$  величина  $\eta_{\Delta} = 0,37$ , а  $\frac{S_{\Delta}}{S_m} = 0,45$ . Для цилиндрического устройства с той же площадью мишени ( $r = 50$  мм,  $l = 400$  мм): при  $\frac{R}{r} = 2$  — получаем  $\eta_{\Delta} = 0,62$  и  $\frac{S_{\Delta}}{S_m} = 1,8$ .

### ЛИТЕРАТУРА

1. Плешивцев М. В. Катодное распыление. М., Атомиздат, 1968.
2. Валеев А. С., Евдокимов В. Л. „Электронная техника“, сер. 6; „Микроэлектроника“, вып. 4, 1970.
3. Холлэнд Л. Нанесение тонких пленок в вакууме. М. — Л., Энергониздат, 1963.
4. Майссел Л. И. В сб.: Физика тонких пленок, т. 3. М., „Мир“, 1968.
5. Schwartz G. C. et al. „The Journal of Vacuum Science and Technology“, vol. 6., № 3, p. 351—354, 1969.

УДК 533.6.011.8

**Ф. Х. ХУСНУЛЛИН, Н. М. ГУМЕРОВ, Ф. Д. ПУТИЛОВСКИЙ**

### К РАСЧЕТУ РАСХОДА ГАЗА ЧЕРЕЗ ЩЕЛЕВЫЕ КАНАЛЫ

В практике вакуумного машиностроения часто приходится сталкиваться со всевозможными щелевыми каналами, через которые течет газ. Например, в напылительной технике со шлюзовыми системами для непрерывного ввода изделий из

области с атмосферным давлением в высокий вакуум — это щель между корпусом шлюза и изделием; в механических форвакуумных насосах — между корпусом насоса и ротором; в натекателях — между иглой и седлом и т. д.

Знание величины потока газа через щелевые каналы имеет большое значение при проектировании и эксплуатации вакуумного оборудования.

Расход газа находится из зависимости для докритического режима течения

$$G = \mu F \sqrt{2g \frac{k}{k-1} R T_0 \left[ 1 - \left( \frac{P}{P_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}, \quad (1)$$

для сверхкритического режима течения

$$G = \frac{F P_0}{\sqrt{T_0}} \mu \beta, \quad (2)$$

где  $\mu$  — коэффициент расхода;

$F$  — площадь поперечного сечения щелевого канала;

$P_0$  — давление на входе в канал;

$T_0$  — температура на входе в канал.

$$\beta = \sqrt{\frac{g}{k}} \sqrt{k \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}}}$$

Коэффициент расхода  $\mu$  в формулах (1) и (2) учитывает отклонение действительного процесса течения от адиабатического вследствие различных факторов, которые не вошли в формулу.

Для каждого отдельно взятого случая величина  $\mu$  определяется как частное от деления действительного расхода на теоретический, подсчитываемый по формулам (1) и (2), при  $\mu = 1$  и одинаковом с экспериментом значения  $P_0$  и  $T_0$ .

В данной работе приводятся результаты экспериментального определения коэффициента расхода щелевых каналов с шириной щели  $h = 0,09525 - 0,50925$  мм.

Экспериментальная установка состояла из измерительного колпака с датчиками давления, насосов ВН-2МГ, ВН-461М и набора кольцевых каналов с различной шириной щели. Кольцевой канал при помощи грибового соединения закреплялся в измерительном колпаке таким образом, что один конец его находился внутри колпака, а другой — при атмосферном давлении. Во время работы насоса в измерительном колпаке устанавливалось определенное давление в зависимости от длины кольцевого канала и ширины щели, кото-

рое фиксировалось датчиком давления. Ширина щели менялась при помощи стержней различного диаметра.

Поскольку непосредственный замер расхода воздуха связан с некоторыми трудностями, то при проведении эксперимента записывались значения давлений в измерительном колпаке.

В табл. 1 приведены значения давлений  $P_k$  в мм рт. ст., устанавливающиеся в измерительном колпаке для каналов с разной шириной щели в зависимости от его длины.

Таблица 1

Ширина, мм	Длина, мм								
	5	10	20	30	40	50	60	70	80
0,50925	274	266	236	221	217	205	198	190	181
0,43075	727	720	707	702	695	685	677	657	652
0,31075	697	685	677	650	640	627	607	592	585
0,2105	84	74,5	68	64	60	56	52	48	44
0,18775	510	45,0	380	295	265	240	205	185	160
0,09525	9,8	6,9	4,7	3,0	2,2	1,9	1,5	1,25	1,2

При установке кольцевых каналов с шириной щели 0,50925 мм, 0,2105 мм, 0,09525 мм откачка измерительного колпака велась насосом ВН-2МГ, а кольцевых каналов с шириной щели 0,43075 мм, 0,31075 мм, 0,18775 мм — насосом ВН-46 1М. Быстрота действия в диапазоне давлений 760—1 мм рт. ст. насоса ВН-2МГ — 5,8 л/сек, насоса ВН-46 1М — 0,78 л/сек.

Поток газа, откачиваемый насосом в единицу времени, а следовательно, натекающий через кольцевой канал из атмосферы в измерительный колпак при установившихся значениях давлений в измерительном колпаке, приведенных в табл. 1, равен

$$Q = S_n P_{вх}, \frac{\text{л мм рт. ст.}}{\text{сек}}. \quad (3)$$

Так как проводимость трубопровода, соединяющего насос с измерительным колпаком, намного выше быстроты действия самого насоса, можно считать давление на входе насоса равным давлению в измерительном колпаке.

Тогда действительный расход воздуха через кольцевой канал находится из выражения

$$G = \frac{S_n P_k}{76RT}, \text{ кг/сек.} \quad (4)$$

Коэффициент расхода определяется как отношение выражения (4) к (1) и (2), для докритического режима течения

$$\mu = \frac{S_n P_k}{76P_0 F \sqrt{2g \frac{k-1}{k} RT_0 \left[1 - \left(\frac{P_k}{P_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}}, \quad (5)$$

для сверхкритического режима течения

$$\mu = \frac{S_n P_k}{76\beta P_0 R F \sqrt{T_0}}. \quad (6)$$

В выражениях (5) и (6) значения быстроты действия насоса  $S_n$  даны в л/сек, давления  $P_k$  и  $P_0$  — в мм рт. ст., площади поперечного сечения кольцевого канала — в м<sup>2</sup>, газовой постоянной  $R$  — в кгм/кг °К, температуры — в °К, ускорения  $g$  — в м/сек<sup>2</sup>.

Значения коэффициента расхода, подсчитанные по (5) и (6), представлены на рис. 1.

Из рис. 1 видно, что с уменьшением ширины щели влияние длины канала на величину коэффициента расхода уменьшается. Величина коэффициента расхода мало зависит от режима течения.

Хотя эксперименты проведены на кольцевых каналах, данные по коэффициенту расхода можно использовать и для щелевых каналов прямоугольной формы, поскольку ширина щели намного меньше диаметра канала и щель можно считать плоской.

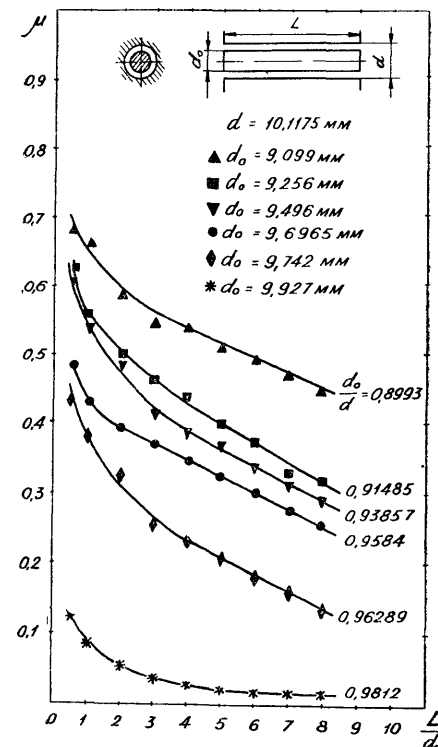


Рис. 1. Коэффициент расхода щелевых каналов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Герц Е. В., Крейнин Г. В. Динамика пневматических приводов машин-автоматов. М., «Машиностроение», 1964.

Ф. Д. ПУТИЛОВСКИЙ, Ф. Х. ХУСНУЛЛИН

### ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ КОЛПАЧКА МАСЛООТРАЖАТЕЛЯ НА ПРОВОДИМОСТЬ

Быстрота действия паромасляного диффузионного насоса существенно зависит от условий на входе в первую ступень, поэтому система с паромасляным диффузионным насосом должна обладать высокой проводимостью на входе. Причем должна быть максимально увеличена вероятность прохождения молекул из вакуумной системы в насос и уменьшена вероятность попадания молекул из откачной системы в вакуумную камеру.

Источником молекул, загрязняющих вакуумную камеру, является обратный поток паров рабочей жидкости из насоса в откачиваемый объем.

Для уменьшения величины этого потока широко применяются в отечественных и зарубежных диффузионных насосах „колпачковые отражатели“, действие которых основано на срезании линий тока, направленных вверх и не замыкающихся на холодные стенки корпуса [1, 2].

Колпачковый маслоотражатель является простейшим устройством, задерживающим 95—97% обратного парового потока [3, 4]. Одновременно применение колпачкового маслоотражателя уменьшает быстроту действия насоса до 40%, поэтому небезындтересно определение факторов, увеличивающих проводимость системы с колпачковым маслоотражателем без нарушения маслoзадерживающих свойств последнего.

Основным маслоотражательным элементом у колпачкового маслоотражателя является козырек. Форма колпачка является конструктивным фактором и выбирается в зависимости от формы сопла первой ступени.

В результате многолетней практики сопла первых ступеней паромасляных диффузионных насосов изготавливаются в форме усеченного конуса с углом у основания конуса  $\alpha = 60\text{--}70^\circ$  и отношением высоты сопла к его диаметру  $\frac{H}{D_c} = 0,25\text{--}0,4$ .

Для практических расчетов при конструировании колпачковых маслоотражателей в [1] рекомендуется следующие опытные соотношения:

$$h = 0,3D_c; D_1 = 1,25D_c; D_0 = 1,4D_c,$$

где  $h$  — расстояние между срезом сопла и срезом маслоотражателя;

$D_1$  — диаметр основания маслоотражателя;

$D_0$  — диаметр маслоотражателя по козырьку.

У выпускаемых серийно промышленностью паромасляных диффузионных насосов отношение диаметра колпачкового маслоотражателя ( $D_0$ ) к диаметру сопла первой ступени ( $D_c$ ) составляет  $\frac{D_0}{D_c} = 1,45\text{--}1,8$ , отношение высоты колпачкового

маслоотражателя ( $H$ ) к его диаметру —  $\frac{H}{D_0} = 0,3\text{--}0,5$ , отношение  $\frac{D_1}{D_0} = 0,76\text{--}0,92$ ;  $\frac{h}{D_c} = 0,3\text{--}0,33$ ;  $\frac{D_1}{D_c} = 1,3\text{--}1,4$ .

Отношение высоты колпачкового маслоотражателя к величине диффузионной щели у серийных насосов составляет  $\frac{H}{R-r} = 1,2\text{--}3$ .

Для определения влияния формы колпачкового маслоотражателя на проводимость авторами данной статьи проведены исследования.

С этой целью были изготовлены модели колпачковых маслоотражателей различной конфигурации без нарушения маслoзадерживающих свойств, т. е. с отношением  $\frac{D_1}{D_0} = 0,78$ , которое соответствует величине отношений для большинства серийных насосов,  $\frac{H}{D_0} = 0,3\text{--}0,84$  и ряд корпусов насосов.

Исследования проведены на установке по определению проводимости элементов вакуумных систем, схема и принцип работы которой описаны в [5].

Эксперименты показали, что вероятность того, что молекулы газа попадут в паромасляный насос через диффузионную щель между корпусом насоса и колпачковым маслоотражателем, находится в пределах  $P = 0,55\text{--}0,99$ . Причем, форма колпачка и его высота влияют довольно существенно на ее величину.

На рис. 1 представлены значения вероятности прохождения молекул  $P$  в зависимости от отношения высоты колпачка к величине диффузионной щели. Здесь же указана форма моделей колпачковых маслоотражателей, на которых проведены эксперименты. Абсолютное значение высоты колпачков составляло 21, 37, 53 мм. Из анализа графика видно, что уменьшение высоты колпачка в 2,5 раза приводит к увеличению вероятности прохождения молекул, а следовательно, и проводимости на 20%.

Рис. 2 показывает влияние формы колпачка на вероятность прохождения молекул  $P$ . Величина угла  $\alpha$  в экспериментах составляла  $180^\circ$ ,  $160^\circ$ ,  $120^\circ$ . Это были колпачки

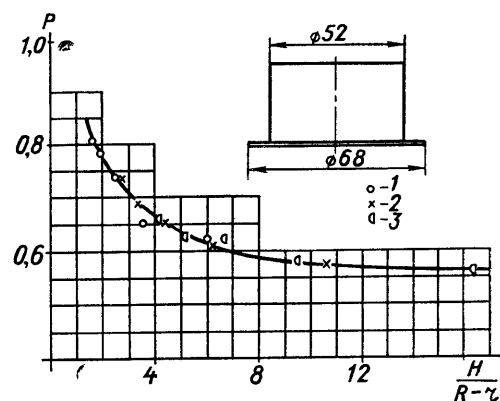


Рис. 1. Вероятность прохождения молекул  $P$  для колпачкового маслоотражателя цилиндрической формы.

1 — высота 21 мм, 2 — 37 мм, 3 — 53 мм.

цилиндрической формы, усеченные конусы с различной степенью конусности одинаковой высоты  $H = 37$  мм.

Увеличение вероятности прохождения молекул  $P$  при переходе от цилиндрической формы колпачка к усеченному конусу составляет 15%.

На рис. 3 приведена вероятность прохождения молекул  $P$  для колпачка шаровидной формы. Причем, было отмечено, что наличие небольшого цилиндрического участка размером до  $0,3 H$  существенного влияния на величину вероятности не оказывает.

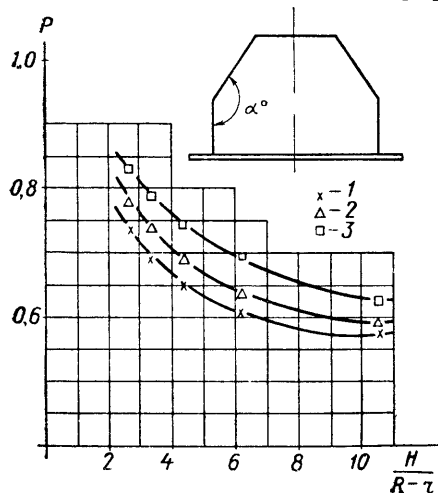


Рис. 2. Зависимость вероятности прохождения молекул  $P$  от формы колпачкового маслоотражателя при одинаковой высоте.

1 —  $\alpha = 180^\circ$ ; 2 —  $\alpha = 160^\circ$ ; 3 —  $\alpha = 120^\circ$ .

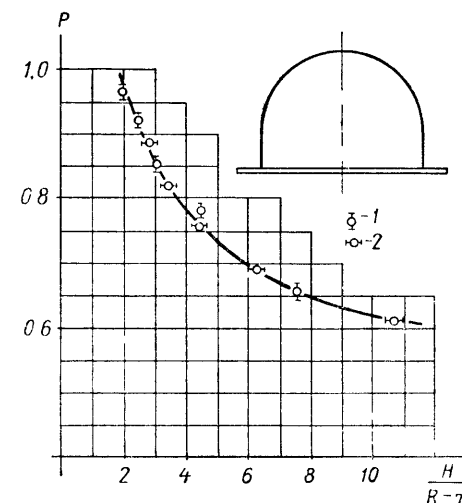


Рис. 3. Вероятность прохождения молекул  $P$  для колпачкового маслоотражателя шаровидной формы.

1 — без цилиндрического участка, 2 — с цилиндрическим участком.

Рис. 4 очень наглядно демонстрирует влияние формы колпачка на проводимость. Самая нижняя кривая (4) относится к колпачковому маслоотражателю цилиндрической формы, выше (3) — к колпачку шаровидной формы с небольшой цилиндрической частью, над ней (2) — колпачок в форме усеченного конуса и последняя кривая (1) — колпачок конической формы.

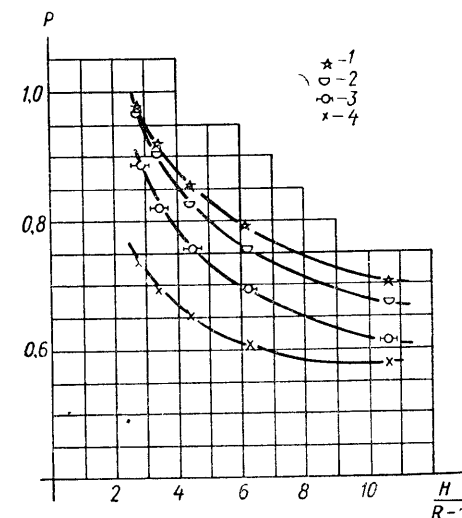


Рис. 4. Изменение вероятности прохождения молекул  $P$  в зависимости от формы колпачкового маслоотражателя.

1 — конический маслоотражатель; 2 — маслоотражатель в форме усеченного конуса; 3 — маслоотражатель шаровидной формы с цилиндрическим участком; 4 — маслоотражатель цилиндрической формы.

Переход от цилиндрической формы колпачкового маслоотражателя к конической увеличивает вероятность прохождения молекул  $P$  на 25% при одинаковой высоте.

В заключение можно сделать следующий вывод: выбор оптимальной формы и высоты колпачкового маслоотражателя приведет к увеличению вероятности прохождения молекул  $P$ , следовательно, и приводимости — до 30%, а быстроты действия насоса — до 15–20%.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Цейтлин. А. Б. Пароструйные вакуумные насосы. М.—Л., „Энергия“, 1965.
2. Дешман С. Научные основы вакуумной техники. М., „Мир“, 1964.
3. Векшинский С. А., Меньшиков М. И., Рабинович И. С. „Электроника“, 1958, № 12.
4. Молчанова Г. В., Антонов В. А. „Электронная техника“, сер. 10, № 2 (34), 1970.
5. Гумеров Н. М., Путиловский Ф. Д., Хуснуллин Ф. Х. Экспериментальная установка для определения проводимости элементов вакуумных систем (см. настоящий сборник).

УДК 621.52.001

**Ф. Д. ПУТИЛОВСКИЙ, Ф. Х. ХУСНУЛЛИН**

### ОТРАБОТКА МЕТОДИКИ И ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ФОРМЫ ДИАФРАГМЫ НА ПРОВОДИМОСТЬ

Для экспериментального определения проводимости элементов вакуумных систем спроектирована и изготовлена экспериментальная установка, схема которой представлена на рис. 1.

Идея экспериментального определения проводимости исследуемой модели заключается в сравнении ее с проводимостью тонкостенной диафрагмы.

Поскольку для тонкостенной диафрагмы вероятность прохождения молекулы  $P$  равна единице, то можно записать

$$I = \frac{Q}{P_1 - P_2},$$

где  $Q$  — поток газа,

$P_1$  и  $P_2$  — давление по обе стороны диафрагмы.

Если диафрагма заменена моделью с известной площадью входного отверстия  $F_d$  и сохраняется постоянство  $Q$  и  $(P_1 - P_2)$ , тогда проводимость модели будет равна проводимости этой тонкостенной диафрагмы площадью  $F_d$ , а вероятность  $P$  для

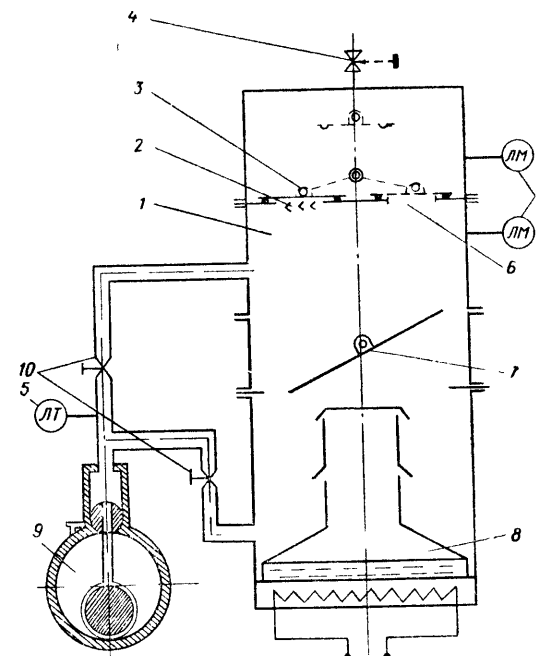


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 — испытательная камера; 2 — испытываемая модель; 3 — заслонка; 4 — натекаТЕЛЬ; 5 — датчик давления; 6 — сравнительная диафрагма; 7 — затвор; 8 — насос диффузионный; 9 — насос механический; 10 — вентиль.

модели определяется как отношение площади тонкостенной диафрагмы к площади отверстия модели

$$P = \frac{F_d}{F_0}.$$

Данный этап работы посвящен отработке методики, исследованию влияния формы диафрагмы на проводимость и оценки ошибок измерения.

С этой целью были изготовлены и откалиброваны тонкостенные диафрагмы с отверстиями в виде круга, квадрата, прямоугольника, щели, треугольника. Причем, по одному образцу квадрата, прямоугольника, щели, треугольника и круга были выполнены с равновеликими площадями.

В установку помещалась откалиброванная диафрагма в качестве модели, производилась герметизация, включался насос, и производилась откачка до давления  $5 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст. По достижении этого давления при помощи натекаТеля устанавливалось давление  $P_1 = 1 - 2 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст. Давление  $P_2$  практически не менялось, так как паромасляный насос справлялся с таким натеканием. Затем поворотом

маховичка заслонка, перекрывающая отверстие сравнительной диафрагмы, перекидывалась и закрывала отверстие модели. Не меняя величины натекания  $Q$ , вращением маховичка микрометрического винта подбиралось отверстие сравнительной диафрагмы таким образом, чтобы устанавливалась такая же разность давлений ( $P_1 - P_2$ ), как и у модели. Так как сравнительная диафрагма представляет собой равносторонний треугольник, для определения площади достаточно фиксировать на шкале микрометрического винта изменение высоты треугольника. Замер велся с точностью 0,1 мм.

Проведенная тарировка диафрагмы с отверстием в виде равностороннего треугольника при помощи набора калиброванных диафрагм с круглыми отверстиями, а также сравнение ее с отверстиями в виде квадрата, прямоугольника, щели и треугольника, показала независимость проводимости тонкостенной диафрагмы от формы. Одинаковой проводимости соответствует равенство площадей диафрагм (см. рис. 2 и табл. 1).

Таблица 1

Модель	Круг	Треугольник	Квадрат	Прямоугольник	Щель
Отношение					
$\frac{F_d}{F_0}$	1,01	1,01	1,04	1,04	1,02

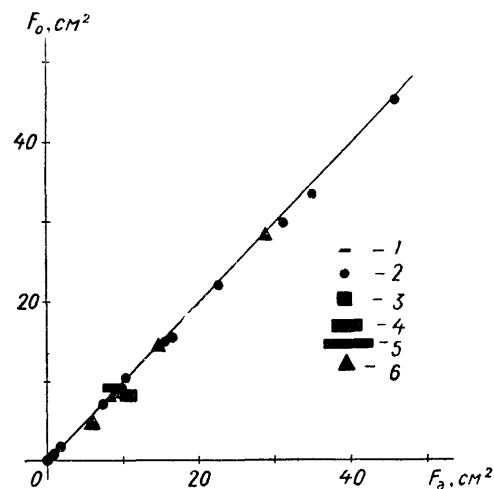


Рис. 2. График соотношения площадей сравнительной диафрагмы и образцов при молекулярном режиме течения и одинаковой проводимости:

1 — теоретическая прямая; 2 — круг; 3 — квадрат; 4 — прямоугольник; 5 — щель; 6 — треугольник.

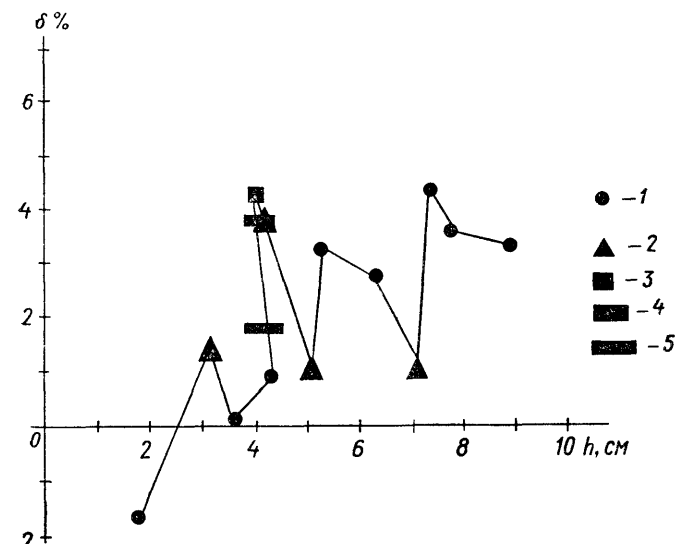


Рис. 3. Величина разброса абсолютных значений площадей в зависимости от высоты треугольника сравнительной диафрагмы:

1 — круг; 2 — треугольник; 3 — квадрат; 4 — прямоугольник; 5 — щель.

На рис. 3 показана величина разброса абсолютных значений площадей в зависимости от высоты треугольника сравнительной диафрагмы. Разброс составляет не более 4,5%. Этот разброс является результатом недостаточной точности в определении площадей диафрагм.

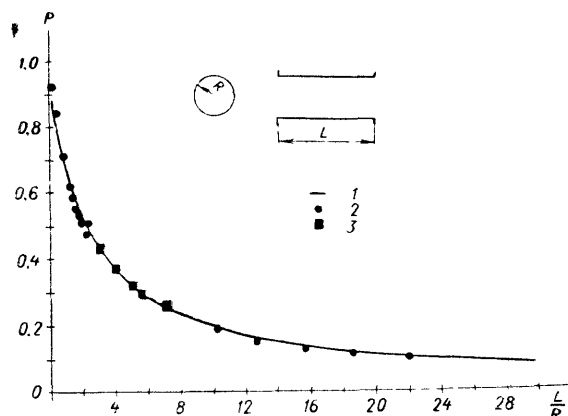
Давление в испытательной камере измеряется ионизационно-термопарными вакуумметрами ВИТ-1А и ВИТ-2 с ионизационными преобразователями ЛМ-2.

Преобразователь ЛМ-2 в диапазоне давлений  $1 \cdot 10^{-3} - 1 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст. имеет погрешность измерений  $\pm 10\%$ , а вакуумметры ВИТ-1А и ВИТ-2 —  $\pm 5\%$ . Следовательно, суммарная погрешность измерений давления в испытательной камере составляет  $\pm 15\%$ .

Несмотря на то, что погрешность измерений давления в испытательной камере составляет  $\pm 15\%$ , она не влияет на точность определения проводимости исследуемой модели, так как по методике проведения эксперимента давление устанавливается при помощи одних и тех же приборов и преобразователей и для исследуемой модели, и для сравнительной диафрагмы практически в одно и то же время.

Кроме того, в результате эксперимента определяется не абсолютная величина проводимости, а вероятность  $P$ , равная

В. Г. ЖАРИНОВ, Э. Д. КОЖЕВНИКОВА, Г. А. ТЕРЕГУЛОВА

РАСЧЕТ НЕДОРАСШИРЕННЫХ СВЕРХЗВУКОВЫХ  
ДВУХФАЗНЫХ СТРУЙРис. 4. Вероятность  $P$  для прямой цилиндрической трубы.

1 — аналитическая кривая Клаузинга; 2 — экспериментальные точки авторов; 3 — экспериментальные точки Миллерона.

отношению площади отверстий сравнительной диафрагмы и модели.

В заключение можно сказать, что точность определения проводимости на данной установке составляет 4,5%.

Для подтверждения правильности выбранной нами методики определения проводимости и сравнения полученных результатов с результатами других авторов был проведен ряд экспериментов с прямыми цилиндрическими трубами. Определена вероятность  $P$  в зависимости от отношения  $\frac{L}{R}$ .

Полученные авторами значения  $P$  хорошо согласуются с экспериментальными данными Н. Миллерона [1], а также с аналитической кривой Клаузинга [2], что говорит о достоверности выбранной методики и работоспособности экспериментальной установки.

На рис. 4 приведены данные полученные авторами, экспериментальные точки Н. Миллерона, а также аналитическая кривая Клаузинга.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Современная вакуумная техника. Сборник статей. М., ИИЛ., 1963.
2. Дешман С. Научные основы вакуумной техники. М., „Мир“, 1964.

Характерной особенностью современных актуальных задач газовой динамики является необходимость учета реальных свойств газов.

Повышенный интерес проявляется в настоящее время к исследованию двухфазных потоков. Особое место занимают такие случаи, когда течение рабочего тела сопровождается фазовыми переходами, что, например, имеет место в проточной части пароструйных эжекторов, паровых турбин, ракетных двигателей, аэродинамических труб и т. д.

В настоящей работе представлены результаты расчетов методом характеристик [1] сверхзвуковых двухфазных струй, истекающих из осесимметричных сопел в неподвижную среду, давление в которой меньше статического давления на срезе сопла. Рассматривается истечение термодинамически равновесного влажного водяного пара.

В тех случаях, когда происходило расширение пара до давлений ниже давления в тройной точке, предполагалось, что при переходе через тройную точку термодинамическое равновесие фаз не нарушается, температура и давление следуют уравнению кривой упругости [2].

При  $t > 0^\circ \text{C}$  использовалось уравнение кривой упругости, приведенное в [3].

Полагаем, что распределение параметров на срезе сопла эквивалентно распределению параметров в потоке, образованном от источника, полюс  $O$  (рис. 1) которого находится на оси симметрии в точке пересечения ее с линией  $OA$ , касательной к поверхности сопла в его угловой точке  $A$  на срезе. В связи с этим расчет проводился от дуги  $AB$  окружности с центром в точке  $O$ . Течение рассчитывалось вдоль характеристик  $CD$  первого семейства по направлению к свободной границе  $AE$ . Оценка точности численного решения производилась по отклонению значения функции тока на свободной поверхности от заданного. Параметры на срезе сопла будем обозначать индексом „с“.

Введем безразмерные параметры:

$$\bar{x} = \frac{x}{R_c}, \quad \bar{R} = \frac{R}{R_c}, \quad \bar{R}_{rp} = \frac{R_{rp}}{R_c},$$

$$\bar{p} = \frac{p}{p_c}, \quad \bar{\rho} = \frac{\rho}{\rho_c}, \quad \bar{w} = \frac{w}{\sqrt{\frac{p_c}{\rho_c}}}, \quad \bar{T} = \frac{T}{T_c}.$$

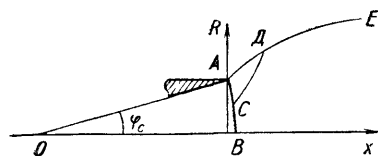


Рис. 1. Схема истечения струи

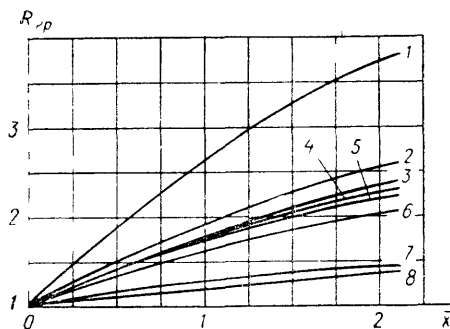


Рис. 2. Форма границы струи.

1 —  $n = 60$ ,  $p_c = 0,5$ ; 2 —  $n = 10$ ,  $p_c = 2$ ;  
3 —  $n = 10$ ,  $p_c = 0,5$ ; 4 —  $n = 7$ ,  $p_c = 1,5$ ;  
5 —  $n = 7$ ,  $p_c = 1$ ; 6 —  $n = 5$ ,  $p_c = 1,5$ ;  
7 —  $n = 2$ ,  $p_c = 1,5$ ; 8 —  $n = 2$ ,  $p_c = 0,01$ .  
 $p_c$  — в  $\text{ата}$ .

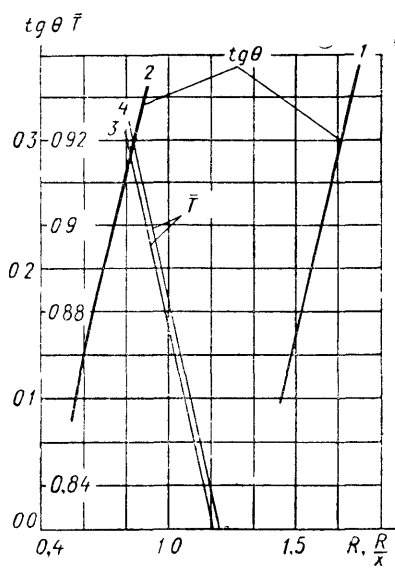


Рис. 3. Зависимости  $\text{tg } \theta = f\left(\frac{\bar{R}}{x}\right)$  и  $\bar{T} = f(\bar{R})$  в различных поперечных сечениях струи.

$p_c = 1,5 \text{ ата}$ ,  $n = 2$ , 1 —  $\bar{x} = 0,5$ ; 2 —  $\bar{x} = 1$ ,  
3 —  $n = 5$ ,  $\bar{x} = 0,766$ ; 4 —  $n = 7$ ,  $\bar{x} = 0,82$ .

Здесь  $R_c$  — радиус выходного сечения сопла,  $R_{гр}$  — значение  $R$  на границе струи,  $p$  — давление,  $\rho$  — плотность,  $w$  — скорость,  $T$  — температура.

Определяющими параметрами являются полная энтальпия  $h_0$ , энтропия  $S$  и статическое давление  $p_c$  потока на срезе сопла, степень нерасчетности  $n = \frac{p_c}{p_H}$  ( $p_H$  — давление в окружающей среде), угол  $\varphi_c$ .

Расчеты производились при  $h_0 = 670 \text{ ккал/кг}$ ;  
 $S = 1,7 \text{ ккал/кг гр}$ ;  $p_c = 0,05$ ;  $0,1$ ;  $0,5$ ;  $1,5$ ;  $2 \text{ ата}$ ;  
 $n = 2, 5, 7, 10, 60$ ;  $\varphi_c = 4^\circ 46'$ .

Результаты расчетов представлены на рис. 2—7.

На рис. 2 показано изменение формы границы струи в зависимости от степени нерасчетности.

На рис. 3 видно, что величина  $\text{tg } \theta$  ( $\theta$  — угол наклона скорости к оси  $x$ ) изменяется в зависимости от поперечной координаты при  $\bar{x} = \text{const}$  линейно.

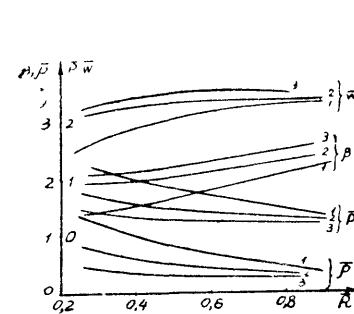


Рис. 4. Изменение  $\beta$ ,  $\rho$ ,  $\bar{p}$ ,  $\bar{W}$  в поперечных сечениях струи.

$p_c = 1,5 \text{ ата}$ ,  $n = 2$ . 1 —  $\bar{x} = 0,926$ ,  
2 —  $\bar{x} = 1,465$ , 3 —  $\bar{x} = 2,046$ .

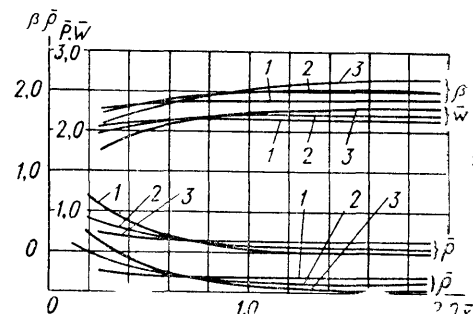


Рис. 5. Изменение  $\beta$ ,  $\rho$ ,  $\bar{p}$ ,  $\bar{W}$  вдоль линии с фиксированным  $\bar{R}$ .

$p_c = 1,5 \text{ ата}$ ,  $n = 2$ . 1 —  $\bar{R} = 0,39$ ; 2 —  $\bar{R} = 0,941$ ;  
3 —  $\bar{R} = 1,028$ .

На рис. 3, 4 показано изменение температуры, величины  $\beta = \sqrt{M^2 - 1}$  ( $M$  — число Маха), плотности, статического давления и скорости в поперечных сечениях струи.

На рис. 5 приведены зависимости величины  $\beta$ , плотности, статического давления и скорости от  $\bar{x}$  при фиксированных значениях  $\bar{R}$ . При удалении от среза сопла  $\beta$ ,  $\rho$ ,  $\bar{p}$  и  $\bar{W}$  почти не изменяются по величине.

На рис. 6 приведены линии постоянных скоростей.

На рис. 7 показано распределение параметров вдоль оси симметрии.

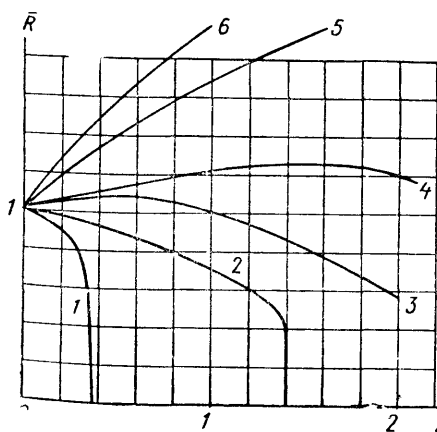


Рис. 6. Линии постоянных скоростей.

$p_c = 0,5 \text{ ата}$ ,  $n = 10$ . 1 —  $\bar{W} = 2,22$ ; 2 —  $\bar{W} = 2,4$ ;  
3 —  $\bar{W} = 2,8$ ; 4 —  $\bar{W} = 3,2$ ; 5 —  $\bar{W} = 4,6$ ; 6 —  $\bar{W} = 6,4$ .

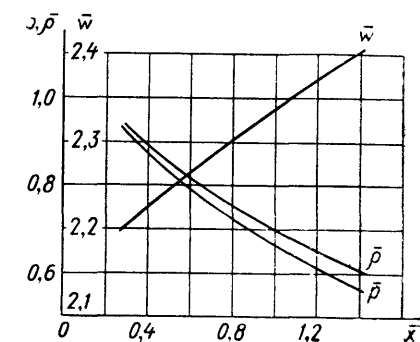


Рис. 7. Распределение параметров вдоль оси симметрии.

$p_c = 0,5 \text{ ата}$ ,  $n = 2$ .



# ЛИТЕРАТУРА

1. Жаринов В. Г. Метод характеристик для расчетов сверхзвуковых осесимметричных струй несовершенного газа. — В сб.: Вакуумная техника, вып. 2. Казань, Таткнигоиздат, 1970.
2. Мухачев Г. А., Бородин В. А., Посконин Ю. А. Диаграммы  $i-s$  водяного пара для низких температур и давлений. — Теплоэнергетика, 1963, № 10.
3. Вукалович М. П. Термодинамические свойства воды и водяного пара. М., Машгиз, 1958.

УДК 533.72

В. В. АНДРЕЕВ, И. Ф. МИХАЙЛОВ, Л. В. ТАНАТАРОВ

## О ТЕМПЕРАТУРНОЙ РЕЛАКСАЦИИ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА И ОГРАНИЧЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ К ОПИСАНИЮ ЕГО СОСТОЯНИЯ

Рассмотрим газ, находящийся в объеме, ограниченном замкнутой поверхностью произвольной формы, на которой задано некоторое распределение температуры  $T(r, t)$ , зависящее от координат и времени. Газ настолько разрежен, что длина свободного пробега его молекул  $l \gg L$  — характерного размера полости. Ищем функцию распределения молекул такого газа по импульсам и координатам. Она удовлетворяет кинетическому уравнению

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{1}{m} (\vec{p} \nabla_{\vec{r}}) F(\vec{r}, \vec{p}, t) = 0. \quad (1)$$

Интеграл столкновений равен нулю в силу условия  $l \gg L$ , а внешнее поле, действующее на молекулу газа, отсутствует. Общее решение уравнения (1) можно записать в виде

$$F(\vec{r}, \vec{p}, t) = F_0(\vec{\xi}, \vec{p}, t - \tau), \quad (2)$$

где  $F_0$  — произвольная функция своих переменных,  $\vec{\xi}$  — радиус-вектор той точки поверхности, откуда вылетела частица с импульсом  $\vec{p}$ , наблюдаемая в точке  $\vec{r}$ . Для того, чтобы найти эту точку, нужно в точке  $\vec{r}$  отложить вектор  $-\frac{\vec{p}}{p}$  и провести в этом направлении луч до его пересечения с поверхностью. Точка пересечения определит  $\vec{\xi}$ .

$\tau$  — время пролета частицы из точки  $\vec{\xi}$  в точку  $\vec{r}$ , т. е.

$$\tau = \frac{|\vec{r} - \vec{\xi}|}{p} m. \quad (3)$$

Вид функции  $F_0(\vec{\xi}, \vec{p}, t - \tau)$  определяется граничными условиями, описывающими взаимодействие частиц газа с поверхностью. Если через  $\sigma$  обозначить коэффициент отражения молекул от поверхности, то граничное условие запишется в виде:

$$F_0(\vec{r}, \vec{p}_{\perp} + \vec{p}_{\parallel}, t) = \alpha F_0(\vec{\xi}, -\vec{p}_{\perp} + \vec{p}_{\parallel}, t - \tau) + \psi(\vec{r}, \vec{p}_{\perp} + \vec{p}_{\parallel}, t), \quad (4)$$

для  $(\vec{p} \vec{n}) < 0$ , где  $\vec{n}$  — направление внешней нормали к поверхности,  $\vec{p}_{\perp}$  и  $\vec{p}_{\parallel}$  — перпендикулярная и параллельная к поверхности, составляющие  $\vec{p}$ .  $\psi(\vec{r}, \vec{p}_{\perp} + \vec{p}_{\parallel}, t)$  — функция распределения частиц, десорбирующихся с поверхности. Мы считаем, что эта функция имеет вид

$$\psi(\vec{r}, \vec{p}, t) = \frac{2m}{\pi} \frac{n(\vec{r}, t)}{[2mkT(\vec{r}, t)]^2} e^{-\frac{p^2}{2mkT(\vec{r}, t)}}, \quad (5)$$

Здесь  $n(\vec{r}, t)$  — неизвестная функция, представляющая собой поток десорбирующихся атомов. Наиболее прост случай  $\alpha = 0$ , тогда

$$F_0(\vec{r}, \vec{p}, t) = \frac{2m}{\pi} \frac{n(\vec{r}, t)}{[2mkT(\vec{r}, t)]^2} e^{-\frac{p^2}{2mkT(\vec{r}, t)}}. \quad (6)$$

Если распределение температуры стационарно, то из условия равенства нулю полного потока частиц на поверхности получаем [1]

$$n(\vec{r}) = \text{const.}$$

При  $\alpha \neq 0$  для газа, находящегося между двумя плоскопараллельными пластинами, уравнения которых  $z = \pm a$ , имеем в стационарном случае

$$F_0(y, |p_z|, p_y, p_x) = A \sum_{n=0}^{\infty} \alpha^n \frac{e^{-\frac{p^2}{2mkT(y-2anp_y|p_z|)}}}{\left[2mkT\left(y-2an\frac{p_y}{|p_z|}\right)\right]^2}.$$

Предполагается, что температура пластин зависит только от  $y$ .

Оказывается отличной от нуля тангенциальная составляющая тензора напряжений, действующих со стороны газа на поверхность пластин:

$$\sigma_{yz} = \frac{A}{\pi} \sqrt{\frac{k}{2\pi m}} \int_0^{\pi/2} \cos \varphi \sin \varphi d\varphi [T^{1/2} (y - 2a \operatorname{tg} \varphi) - T^{1/2} (y + 2a \operatorname{tg} \varphi)].$$

Это выражение обращается в нуль, если  $T$  не зависит от  $y$ . Только в этом случае имеет смысл говорить о давлении газа.

Если температуры на плоскостях различны и равны  $T_1$  на пластине  $z = -a$  и  $T_2$  на пластине  $z = a$ , но не зависят от  $y$ , то давление и плотность связаны соотношением, подобным уравнению Клапейрона:

$$P = NK \sqrt{T_1 T_2}.$$

В случае если температура зависит только от времени, причем по закону

$$T(t) = \begin{cases} T_+ & t < 0, \\ T_- & t > 0, \end{cases}$$

то для  $\alpha = 0$  и полости сферической формы радиуса  $R$  получаем для больших значений  $t$ :

$$\begin{aligned} n(t) &= n_\infty \left( 1 + \frac{t_0^3}{t^3} \right), \\ n_\infty &= \frac{3\tau_0 e^{U/kT_+} + R \sqrt{\frac{2\pi m}{kT_+}}}{3\tau_0 e^{U/kT_-} + R \sqrt{\frac{2\pi m}{kT_-}}}; \\ t_0^3 &= \frac{2}{3} \frac{R^4 m^2}{3\tau_0 e^{U/kT_+} + R \sqrt{\frac{2\pi m}{kT_+}}} \times \\ &\times \left[ \frac{1}{(kT_+)^2} - \frac{1}{(kT_-)^2} \frac{3\tau_0 e^{U/kT_+} + R \sqrt{\frac{2\pi m}{kT_+}}}{3\tau_0 e^{U/kT_-} + R \sqrt{\frac{2\pi m}{kT_-}}} \right]. \end{aligned}$$

Здесь  $U$  — теплота адсорбции,  $t_0$  можно трактовать как время температурной релаксации.

С помощью уравнений подсчитываем плотности числа частиц при  $t < 0$  и  $t \rightarrow \infty$ . Их отношение

$$\frac{N(t)/_{t \rightarrow \infty}}{N(t)/_{t < 0}} = \sqrt{\frac{T_+}{T_-}} \frac{3\tau_0 e^{U/kT_+} + R \sqrt{\frac{2\pi m}{kT_+}}}{3\tau_0 e^{U/kT_-} + R \sqrt{\frac{2\pi m}{kT_-}}}.$$

$\tau_0 e^{U/kT}$  — время, в течение которого частица находится в адсорбированном состоянии,  $R \sqrt{\frac{2\pi m}{kT}}$  — время пролета от стенки к стенке.

Если  $\tau_0 e^{U/kT} \ll R \sqrt{\frac{2\pi m}{kT}}$ , то  $N(t)/_{t < 0} = N(t)/_{t \rightarrow \infty}$  и поверхность не связывает частицы (не „качает“). Если понизить температуру  $T_-$  настолько, чтобы выполнялось неравенство

$$\tau_0 e^{U/kT_-} \gg R \sqrt{\frac{2\pi m}{kT_-}},$$

то

$$\frac{N(t)/_{t \rightarrow \infty}}{N(t)/_{t < 0}} \sim \frac{1}{\sqrt{T_-}} e^{-\frac{U}{kT_-}}, \quad \text{т. е. } N(t)/_{t \rightarrow \infty} \ll N(t)/_{t < 0}.$$

При условии, что  $\alpha \neq 0$  задачу о релаксации можно решить, как для плоскопараллельных пластин. Получаются формулы, подобные написанным выше, только эффективное время пролета увеличивается в  $\frac{1}{1-\alpha}$  раз, а поскольку время релаксации пропорционально времени пролета, то и оно увеличивается в  $\frac{1}{1-\alpha}$  раз.

Если охлаждается не вся поверхность, а лишь ее часть  $S_1$ , то при  $t \rightarrow \infty$  устанавливается равновесие, определяемое температурой  $T_-$  холодной части  $S_1$ , причем характерное время установления этого равновесия пропорционально отношению  $\left(\frac{S}{S_1}\right)^{1/4}$ , где  $S$  — площадь всей поверхности полости. В случае полости сферической формы приближение  $n(t)$  к своему равновесному значению  $n_\infty$  происходит во времени по закону  $\frac{1}{t^4}$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Y a u W u. Journal of Chemical Physics. 48, 889, 1968.

Б.А.ТЕРЕХОВ, Л. К. МЯКУШКО

# ДИНАМИКА РАЗРЯДА В ЯЧЕЙКЕ ПЕННИНГА В УСЛОВИЯХ ВЫСОКОГО И СВЕРХВЫСОКОГО ВАКУУМА

Интерес к разряду Пеннинга, первые исследования которого начаты более 30 лет назад, не ослабевает и сегодня. Успешное изучение особенностей разряда и позволяет использовать его в промышленности и физическом эксперименте (вакуумметрические датчики, электроразрядные насосы, ионные источники и др.)

Целью настоящей работы было изучение физических основ разряда Пеннинга в высоком и сверхвысоком вакууме, необходимое для дальнейшего совершенствования электроразрядных насосов.

Согласно принятому механизму действия разрядного насоса [1, 2], его скорость откачки не должна зависеть от давления, однако многократные измерения показывают, что у всех насосов такого типа [3] существует значительный спад скорости откачки в диапазоне давлений  $10^{-7}$  —  $10^{-9}$  мм рт. ст.

Снижению скорости откачки сопутствует и нарушение характерной для разряда линейной связи между током разряда  $J_p$  и давлением в системе  $P$ . Последнее обстоятельство указывает на то, что причины спада скорости откачки и разрядного тока не могут быть отнесены к технологическим особенностям или конструктивным недостаткам насосов и скрыты в физическом механизме разряда.

В условиях низкого вакуума (до  $10^{-4}$  мм рт. ст.) форма и свойства разряда близки к обычному — тлеющему. Уменьшение давления ниже  $10^{-4}$  мм рт. ст. приводит к снижению интенсивности разряда и локализации его в центральной части ячейки.

При теоретическом рассмотрении движения электронов в этой фазе разряда первоначально предполагалось, что роль объемного заряда мала и определяющую роль играет распределение потенциала, обусловленное формой электродов [4]. В дальнейшем было выяснено, что поле объемного заряда оказывает существенное влияние на характер движения электронов и ионов [5].

Полученные в этом случае результаты лишь корректируют характер движения электронной компоненты разряда и не могут дать объяснения некоторым особенностям разряда, к числу которых следует отнести его характеристики в условиях сверхвысокого вакуума.

Генерирование интенсивных высокочастотных колебаний и некоторые особенности энергетического спектра выходящих из разряда заряженных частиц [6, 7] говорят о большой плотности их внутри ячейки и важной роли взаимодействия электронной и ионной компонент разряда, характерных для плазмы.

При плазменном механизме разряда траектория движения электронов является второстепенной характеристикой, а при высоких плотностях плазмы и вовсе теряет смысл. Определяющим становится взаимодействие электронной и ионной компонент, их плотности и температуры.

В этом смысле представляют интерес реальные значения плотности заряженных частиц в ячейке и ее связь с плотностью нейтральных молекул, знание чего позволило бы правильно классифицировать физический механизм разряда.

Эксперименты с непосредственным измерением заряда, выделившегося на соответствующих электродах при разрушении разряда отключением магнитного поля, позволяют оценить среднюю плотность электронов и ионов в ячейке при различных давлениях. Результаты таких измерений с коррекцией на сопутствующую вторичную ион-электронную эмиссию приводятся на рис. 1.

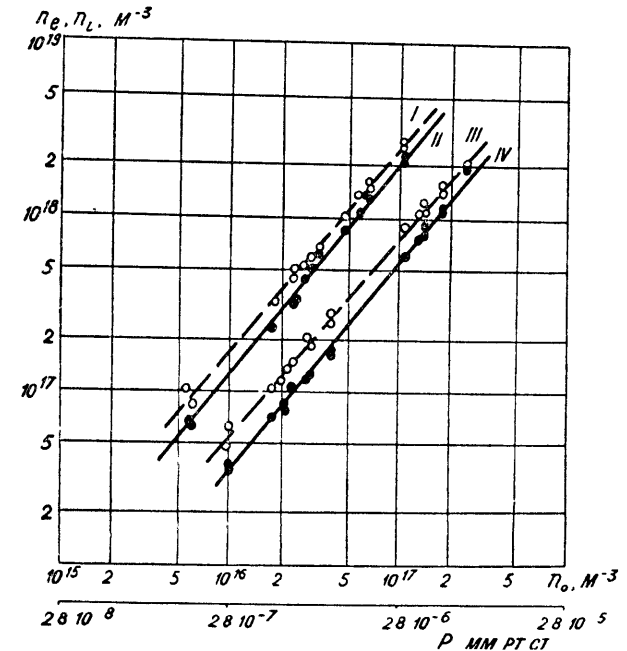


Рис. 1. Зависимость плотности  $n_e$  и  $n_i$  от давления  $P$ :  
I, II —  $n_e, n_i$  для  $H = 190$  кА/м, III, IV —  $n_e, n_i$  для  $H = 79$  кА/м.

Они показали, что плотность заряженных частиц в ячейке существенно больше плотности нейтральных молекул и практически линейно убывает с уменьшением давления:

$$n_e = C(H, V_a)P, \quad (1)$$

где  $C(H, V_a)$  — постоянная для фиксированных значений напряженности магнитного поля  $H$  и напряжения на аноде ячейки  $V_a$ .

Полученные значения плотности заряженных частиц позволяют заключить, что плазменный механизм разряда не ограничивается давлением  $P > 10^{-4}$  мм рт. ст., как обычно полагается [4, 5], а заходит в область сверхвысокого вакуума. Согласно Лэнгмюру, плазма определяется как совокупность заряженных и нейтральных частиц, в которой:

1) соблюдается условие квазинейтральности:

$$\sum Z_{e,i} \cdot n_{e,i} = 0;$$

2) дебаевский радиус экранирования  $\lambda_D$  много меньше характерных размеров области  $L$ , занимаемой этой совокупностью.

$$\lambda_D \ll L,$$

где

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \cdot k \cdot T_e}{2e^2 n_e}} = 1,5 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{T_e}{n_e}}$$

для температуры электронов  $T_e$  в эв и их плотности  $n_e$  в  $M^{-3}$ . Из рис. 1 видно, что условие квазилинейности выполняется.

Температура электронов определялась с помощью зонда. Измерения показали, что в плазме разряда четко выделяется основная группа электронов с энергиями 15–30 эв и небольшая группа быстрых электронов с энергией 450 эв и выше, в зависимости от режима работы ячейки. Природу этих групп нетрудно объяснить. Быстрые электроны, только что стартовавшие из катода, в дальнейшем „остывают“ под действием сил динамического трения и переходят в основную группу с температурой, соответствующей температуре плазмы. Основная группа пополняется также за счет электронов, возникших при ионизации нейтральных атомов.

Время „остывания“ быстрых электронов и установления максвелловского распределения их по энергиям составляет  $10^{-4}$ – $10^{-6}$  сек при давлениях  $10^{-7}$ – $10^{-5}$  мм рт. ст. Общее количество электронов, эмиттированных катодом за это время, составляет незначительную часть от их количества в плазме, что подтверждается зондовыми измерениями. Экстраполируя результаты измерений  $n_e$  и  $n_i$  в область

сверхвысокого вакуума, можно убедиться, что условие  $\lambda_D \ll L$  будет выполняться до давлений  $p \sim 10^{-8}$  мм рт. ст. при обычно используемых в разрядных насосах  $L \cong 0,01$  м и  $H \cong 100$ .

Используя результаты измерений (рис. 1) и общепринятые критерии для плазмы в магнитном поле, разряд в ячейке можно разделить на 4 стадии, каждая из которых соответствует определенному диапазону давлений и плотности заряженных частиц. Критериями для такой классификации являются характерные для плазмы величины средней длины свободного пробега электрона  $\lambda_e$ , ларморовского радиуса  $\rho$  и размер занимаемой плазмой области. На рис. 2 показаны примерные границы всех стадий разряда в ячейке Пеннинга, полученные экстраполяцией результатов измерений  $n_e$  и  $n_i$  в область низкого вакуума.

Несмотря на некоторую неправомерность такой экстраполяции, границы зон примерно совпадают с давлениями  $p$ , при которых обычно изменяется форма разряда и характер его электропроводности. Как видно из рис. 2, основное время работы разрядного насоса  $p = 10^{-4}$ – $10^{-9}$  мм рт. ст. приходится на II зону разряда, соответствующую плазме низкой плотности.

Приведенные оценки помогают не только объяснить причины спада тока и скорости откачки разрядных насосов, но и показывают возможные пути улучшения их характеристик в области сверхвысокого вакуума. Задача обеспечения устойчивой работы насоса при давлениях  $10^{-8}$ – $10^{-9}$  мм рт. ст.

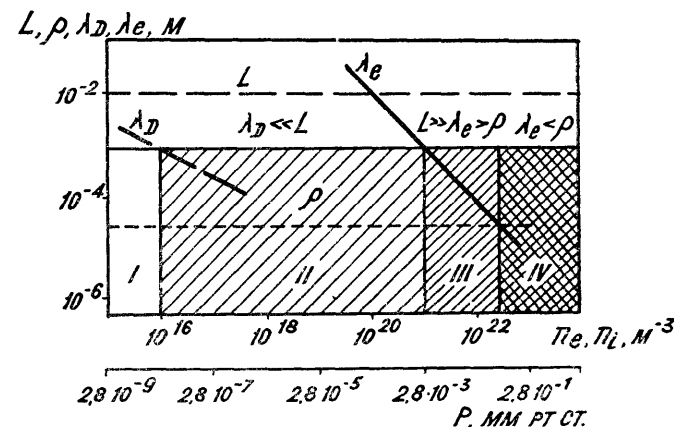


Рис. 2. Зависимость относительной плотности ионов от напряженности магнитного поля для двух значений анодного напряжения

I —  $V_a = 6,5$  кВ, II —  $V_a = 4,5$  кВ.

С. П. ЖОЛОбОВ, М. Д. МАЛЕВ

# ГАЗООТДЕЛЕНИЕ МЕТАЛЛОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МЕДЛЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОГЛОЩЕНИЕ ГАЗА МЕТАЛЛАМИ

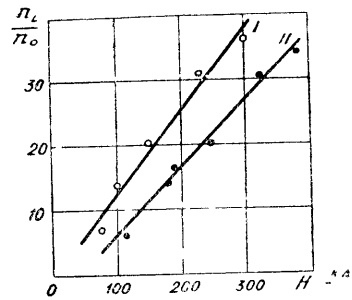


Рис. 3. Стадии разряда в ячейке Пеннинга при изменении давления  $p$ :

*I* — движение отдельных частиц в высоком вакууме, *II* — плазма низкой плотности, *III* — плазма средней плотности, *IV* — плазма высокой плотности.

сводится к необходимости поддержания плазменного разряда за счет увеличения плотности заряженных частиц.

Наиболее эффективным путем здесь является увеличение магнитного поля. Зависимость плотности ионов в ячейке от напряженности магнитного поля, полученная, как и результаты рис. 1, непосредственным измерением заряда, приведена на рис. 3.

Естественно, что существует еще ряд методов увеличения плотности плазмы. К ним можно отнести принудительный ввод электронов в ячейку от постороннего, более интенсивного источника, использование материалов катода

с большим коэффициентом ион-электронной эмиссии, а также усложнение конфигурации электродов с целью улучшения ловушечных свойств ячейки. Однако возможности этих методов в настоящее время изучены мало.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Hall L. D. RSL. 29, 367, 1958.
2. Jepsen R. Vac. Symp. Trans. 8, 388, 1961.
3. Рудницкий Е. М. ПТЭ, № 3, 1967.
4. Смирницкая Г. В., Рейхрудель Э. М. ЖТФ, 29, 153, 1957.
5. Смирницкая Г. В., Баберцяи Р. П. ЖТФ, 36, 7, 1217, 1966.
6. Helm J. C., Jepsen R. L., PJRE, 49, 1920, 1961.
7. Курбатов О. К. ЖТФ, 36, 9, 1665, 1966.
8. Альвен Г., Фельтхаммар К. Г. Космическая электродинамика, М., 1967.
9. Синельников К. Д., Руткевич Б. Н. Лекции по физике плазмы. М., Атомиздат, 1964.
10. Франк-Каменецкий Д. А. Лекции по физике плазмы. М., Атомиздат, 1968.

Важнейшая проблема современной вакуумной техники — расчет скоростей выделения и поглощения газов металлами может быть решена только при одновременном анализе процессов на поверхности и в объеме металла. Общая постановка задачи достаточно хорошо известна [1, 10], однако удовлетворительное ее решение до сих пор отсутствует, так что адсорбционные и диффузионные явления традиционно рассматриваются независимо друг от друга.

Так, например, при анализе теплового газоотделения уравнение диффузии решается при нулевом граничном условии: предполагается, что все атомы, достигшие поверхности, немедленно удаляются [2]. В полученном таким образом решении отсутствует зависимость скорости газоотделения от давления остаточного газа, четко обнаруживаемая экспериментально.

При электронной бомбардировке выделение газа рассматривается как чисто поверхностный процесс [1, 3], приводящий к экспоненциальной зависимости скорости газоотделения от времени. В действительности газовый поток убывает медленнее (примерно как  $t^{-1/2}$ ). Не подтверждается экспериментально и вытекающая из адсорбционной модели независимость газоотделения от температуры. Разброс значений эффективности электронной десорбции в разных опытах [3—7] превышает 5 порядков величины: от  $10^{-5}$  до  $10^{-2}$  молекул/электрон.

Поглощение газов компактными металлами описывается с помощью диффузионной модели: поверхностная концентрация газа предполагается независимой от времени и равной растворимости газа в металле [2, 8], тогда как действие распыляемых пленочных поглотителей рассматривается как результат хемадсорбции газа поверхностью пленки [9].

Как тот, так и другой подход оставляют необъясненными целый ряд экспериментальных фактов и не дают возможности даже качественно прогнозировать поведение системы при сколько-нибудь заметных отклонениях от условий конкретного эксперимента.

Для создания адсорбционно-диффузионной модели взаимодействия металла с разреженным газом рассмотрим помещенный в вакуум образец. Поверхностная концентрация

газа  $N$  определяется уравнением непрерывности на границе раздела газ — металл:

$$\frac{dN}{dt} = q_a + q_D - q_e - q_T, \quad (1)$$

где  $q_a = \text{const } p \cdot a(N)$  — поток газа, адсорбируемого поверхностью;  $q_D = -D \text{ grad } c/\varepsilon$  — поток газа, диффундирующего из объема металла:  $q_e = 0,175\beta j \frac{N}{N_0}$  л мм рт. ст./см<sup>2</sup>·сек — поток газа, десорбируемого электронным ударом;  $q_T$  — поток газа, десорбируемого тепловыми колебаниями.

Кроме поверхностной концентрации, в уравнение (1) входят еще две зависящие от времени величины: давление над образцом  $p$  и концентрация газа в объеме металла  $C$ . Для полного описания динамики процессов в системе к уравнению (1) необходимо добавить уравнение газового баланса:

$$V \frac{dp}{dt} = q_e + q_T - q_a - S_p \quad (2)$$

и уравнение диффузии газа в металле:

$$\nabla^2 C = \frac{1}{D} \frac{\partial C}{\partial t}. \quad (3)$$

В уравнениях (1) — (3) использованы обозначения:  $a(N)$  — коэффициент прилипания молекулы газа к поверхности,  $D$  — коэффициент диффузии,  $\beta$  — эффективность электронной десорбции,  $j$  — плотность тока,  $N_0$  — предельная концентрация газа на поверхности,  $S$  — скорость откачки газа, отнесенная к 1 см<sup>2</sup> поверхности образца.

Поскольку при исследовании поглощения и выделения газа интерес представляют не мгновенные значения скорости, а некоторые усредненные величины, можно рассматривать задачу в квазистационарном приближении. Тогда, положив производные по времени в (1) и (2) равными нулю, после несложных преобразований получим связь между концентрацией газа и ее градиентом на поверхности образца, то есть граничное условие к уравнению диффузии:

$$q_D - \frac{S}{S + \text{const} \cdot a(N)} (q_e + q_T) = 0. \quad (4)$$

К сожалению, в уравнение (4) входит сложная функция  $a(N)$  поэтому граничное условие оказывается нелинейным.

Зависимость коэффициента прилипания от поверхностной концентрации в первом приближении можно описать уравнением:

$$a(N) = a_0 \quad \text{при} \quad \frac{N}{N_0} \leq \gamma = 0,3 - 0,5,$$

$$a(N) = a_0 \left(1 - \frac{N}{N_0}\right) \quad \text{при} \quad \gamma < \frac{N}{N_0} \leq 1, \quad (5)$$

где  $a_0$  для разных пар газ — металл колеблется в пределах от 0,1 до 0,5 [2].

Рассмотрим вкратце решение двух задач, для которых с помощью соотношения (5) можно линеаризировать граничное условие (4).

*Десорбция газа под действием электронной бомбардировки.* Электроны с энергией, превышающей 5–10 эв, вызывают диссоциацию защитной окисной пленки на поверхности металла. При этом кислород с поверхности переходит в газовую фазу; длительное выделение газа поддерживается диффузией из объема образца.

При практически интересных температурах (ниже 800° С) тепловой десорбцией можно пренебречь, а из-за малости коэффициента диффузии кислорода образец любой формы считать полубесконечным телом (диффузионная длина за любое разумное время много меньше толщины образца:  $\sqrt{Dt} \leq 10^{-3}$  см). Тогда уравнение диффузии и граничное условие к нему принимают вид:

$$D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} = \frac{\partial C}{\partial t}, \quad 0 \leq x < \infty, \quad (6)$$

$$D \frac{\partial C}{\partial x} \Big|_{x=0} - 0,175\beta j \frac{S}{S + 10a} \frac{C(0, t)}{C_0} = 0. \quad (7)$$

В уравнении (7) относительная концентрация газа на поверхности ( $M/N_0$ ) выражена через объемную концентрацию при  $x=0$  ( $C(0, t)$ ) и концентрацию кислорода в окисле  $C_0$ . В начальный период бомбардировки  $N/N_0 \cong 1$  и коэффициент прилипания не превышает  $10^{-3} - 10^{-4}$ , так что  $S \gg 10a$ . После длительной бомбардировки поверхность образца очищается ( $\frac{N}{N_0} < 0,3 - 0,5$ ) и коэффициент прилипания можно считать независимым от концентрации. В результате получаем линейное граничное условие:

$$-\frac{\partial C}{\partial x} \Big|_0 + h C(0, t) = 0, \quad (8)$$

где при кратковременных экспериментах (менее 5–10 часов)

$$h = \frac{0,175\beta j}{C_0 D}, \quad (8a)$$

а после длительной бомбардировки (сотни часов):

$$h = \frac{0,175\beta j}{C_0 D} \frac{S}{S + 10a_0}. \quad (8б)$$

Начальное распределение концентрации кислорода в металле можно приближенно описать экспонентой:

$$C(x, 0) = C_0 e^{-x/\lambda}, \quad (9)$$

где параметр распределения  $\lambda$  может изменяться от  $10^{-7}$  до  $10^{-3}$  см в зависимости от рода металла, режимов его обработки, условий хранения и т. д.

Решение уравнения диффузии с начальным условием (9) и граничным условием (8) известно [11]. Скорость газоотделения при электронной бомбардировке равна

$$q = \frac{0,1753j}{h\lambda - 1} \left[ h\lambda\psi(h\sqrt{Dt}) - \psi\left(\frac{\sqrt{Dt}}{\lambda}\right) \right], \quad (10)$$

где  $\psi(z) = e^{z^2} (1 - \operatorname{erf} z)$ .

Это решение подробно исследовано в работе [12], где показано, что оно полностью объясняет известные экспериментальные факты.

*Измерение скорости сорбции газов активными металлами.* Классическая методика Вагнера [13], требующая постоянства давления над газопоглотителем во все время опыта, существенно упрощает теоретический анализ процесса. В этом случае граничным условием к уравнению диффузии является непосредственно уравнение (1), которое в квазистационарном приближении принимает вид (скоростью тепловой десорбции по-прежнему пренебрегаем):

$$q_{\text{кин}} \cdot a_0 + D \frac{\partial C}{\partial x} \Big|_0 = 0, \quad \frac{N}{N_0} \leq \gamma, \quad (11a)$$

$$q_{\text{кин}} \cdot a_0 \left(1 - \frac{N}{N_0}\right) + D \frac{\partial C}{\partial x} \Big|_0 = 0, \quad \frac{N}{N_0} > \gamma, \quad (11b)$$

где  $q_{\text{кин}} = 10^3 \frac{p}{V \cdot MT}$  л мм рт. ст./см<sup>2</sup>·сек — газокинетический поток газа. Предположим, что предел растворимости газа в металле при температуре опыта не достигается вплоть до  $\frac{N}{N_0} = 1$ . Тогда относительная концентрация растворенного газа прямо пропорциональна относительной концентрации газа, адсорбированного на поверхности, и (11) можно переписать в виде:

$$-\frac{\partial C}{\partial x} \Big|_0 = \frac{p_{\text{кин}} \cdot a_0}{D}, \quad \frac{C(0, t)}{C_0} \leq \gamma, \quad (12a)$$

$$-\frac{\partial C}{\partial x} \Big|_0 + hC(0, t) = hC_0 \frac{C(0, t)}{C_0} > \gamma, \quad (12b)$$

где  $h = \frac{q_{\text{кин}} \cdot a_0}{C_0 D}$ .

Необходимо подчеркнуть, что в отличие от концентрации кислорода в окисле величина  $C_0$  в уравнении (12) существенно зависит от температуры и не может быть получена заранее, а должна определяться по данным эксперимента.

Начальная концентрация в опытах по поглощению газа без большой ошибки может быть принята равной нулю. Тогда поток поглощенного газа равен;

$$q = q_{\text{кин}} \cdot a_0 \quad \text{при } t \leq t_1, \quad (13a)$$

$$q = q_{\text{кин}} a_0 \psi(h\sqrt{Dt}) \quad \text{при } t > t_1. \quad (13b)$$

Из уравнения (13) видно, что кривая поглощения газа состоит из двух участков: горизонтального ( $t < t_1$ ), на котором скорость поглощения прямо пропорциональна давлению, и падающего, в конце которого скорость поглощения не зависит от давления,  $q \sim t^{-1/2}$ .

Можно показать, что длительность горизонтального участка кривой поглощения обратно пропорциональна квадрату давления:

$$t_1 = \frac{\pi C_0^2 \gamma^2 D}{4 (q_{\text{кин}} \cdot a_0)^2}, \quad \text{сек.} \quad (14)$$

Экспериментальная проверка уравнений (13) и (14) показала хорошее количественное совпадение с экспериментальными кривыми поглощения как для распыляемых, так и для нераспыляемых поглотителей.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Degras D. A., Peterman L. A., Schram A. Trans. 9<sup>th</sup> Nat. Vac. Symp., 497, 1962.
2. Левин Г. Основы вакуумной техники. М., «Энергия», 1969.
3. Петерман Л. А. Сб.: Сорбционные процессы в вакууме. М., Атомиздат, 1966.
4. Петерман Л. А. Сб.: Остаточные газы в электронных лампах. М., «Энергия», 1967.
5. Ауслендер В. Л., Минченков Г. В. ЖТФ, 36, № 11, 2064, 1966.
6. Joung J. R. J. A. P. 31, № 5, 921, 1960.
7. Bernardini M., Malter L. Journ. Vac. Sc. and Techn., 2, № 3, 130, 1965.
8. Гейнце В. Введение в вакуумную технику, т. 1. ГЭИ, 1960.
9. Яккель Р. Получение и измерение вакуума. М., ИЛ, 1952.
10. P. della Porta, F. Ricca. Le Vide, № 85, 3—27, 1960.
11. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М., «Наука», 1964.
12. Жолобов С. П., Малев М. Д. ЖТФ, 41, № 3, 627—635, 1971.
13. W agener S. Vacuum, 3, 11, 1953.

Л. М. ЮРЧИК, М. Г. КАГАНЕР

# ИССЛЕДОВАНИЕ НОВЫХ ТИПОВ ЦЕОЛИТОВ В УСЛОВИЯХ ВАКУУМА

Цель данной работы — изыскание эффективных цеолитов для адсорбционных вакуумных насосов. Для этого были испытаны промышленные цеолиты типа NaX, CaA, CaY, изготовленные Горьковской опытной базой ВНИИ НП, а также новые типы цеолитов, разработанные Институтом химии силикатов АН СССР. Исследованные образцы цеолитов различаются составом, структурой и условиями синтеза.

Измерения адсорбции азота проводились на объемной вакуумной адсорбционной установке при 90 и 77° К в интервале давлений от  $1 \cdot 10^{-5}$  до  $1 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст. Все об-

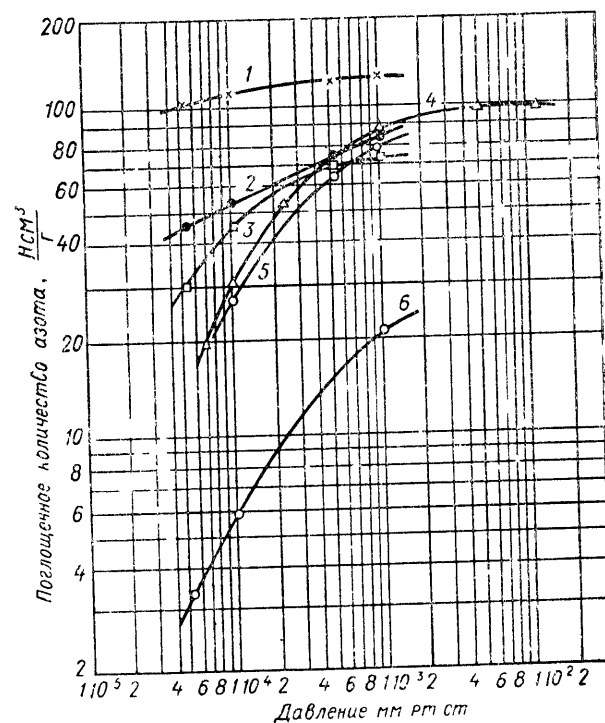


Рис. Изотермы адсорбции азота при 77° К на цеолитах различных марок:

1 — природный шабазит; 2 — цеолит CaE-1013 ГОБ (порошок); 3 — цеолит CaE-1013-13 (гранулы); 4 — цеолит CaE-192 III ИХС АН СССР (порошок); 5 — цеолит CaE-192 II ИХС АН СССР (порошок); 6 — цеолит CaA Ц-202-128 ГОБ ВНИИ НП

разцы активировались в вакууме при температуре 400° С в течение 6—20 часов, за исключением образцов типа E и K, температура активации которых составляла 200° С вследствие их невысокой термостойкости.

Данные по поглощению азота различными цеолитами при низких давлениях и температурах приведены в таблице, а для лучших образцов — на рис. 1.

Из испытанных цеолитов большой интерес представляют синтетические шабазиты группы E. По поглощательной способности в области низких давлений они превосходят промышленные цеолиты. В частности, цеолит CaE поглощает при давлении  $1 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст. азота в 4—5 раз, а аргона — почти в 40 раз больше, чем CaA.

Важнейшим преимуществом цеолита типа CaE является сравнительно низкая температура регенерации, равная 200° С вместо 400° С для цеолитов CaA и NaX. Полученные в про-

Таблица

Поглотительная способность различных цеолитов по азоту при низких давлениях и температурах

Образец		Адсорбция азота, н.с.м³/г							
		при 77° К и давлении в мм рт. ст.				при 90° К и давлении в мм рт. ст.			
		тип	№ партии	$5 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-4}$
<b>Образцы ИХС АН СССР</b>									
NaE	192 II порош.	—	—	—	—	3,5	7,5	29	39
CaE	192 II "	—	28	62	78	10	16	39	60
CaE	192 III "	—	32	74	90	—	—	—	—
KNaK	104 XI "	6	14	46	—	—	—	—	—
KNaK	104 XII "	5	10	36	44	—	—	—	—
CaK	104 "	—	—	—	—	0,55	4	17	24
KNaI	105 III "	2	7	32	37	—	—	—	—
CaГ	196 II "	—	—	—	—	—	—	8	18
NaГ	196 IV "	—	—	—	—	—	1,2	6	11
<b>Образцы ГОБ ВНИИ НП</b>									
CaE	1013 порош.	44	56	75	82	—	—	—	—
CaE	202-1013-13	30	45	67	73	—	—	—	—
CaE	202-1013-14	24	40	67	73	—	—	—	—
NaX	Ц-202-113	—	—	—	—	—	4	12	19
CaA	Ц-202-128	—	—	—	—	3	5	18	26
CaY	8	—	—	—	—	6	10	20	22



цессе исследований данные позволили рекомендовать цеолит СаЕ для промышленного изготовления. Образцы цеолита СаЕ были изготовлены в полупромышленных условиях на Горьковской опытной базе. Результаты испытаний этих образцов, приведенные в таблице и на рис. 1, показывают, что промышленные образцы по поглотительной способности в области низких давлений не уступают лабораторным образцам. На основании результатов данной работы можно рекомендовать цеолит СаЕ в качестве одного из наиболее эффективных адсорбентов для адсорбционных вакуумных насосов.

УДК 533.601

В. Г. ЖАРИНОВ, В. К. САРБАЕВ

## К ВОПРОСУ ОБ ОСРЕДНЕНИИ ПАРАМЕТРОВ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПОТОКОВ НЕСОВЕРШЕННЫХ ГАЗОВ

При решении различных задач прикладной газовой динамики часто пользуются гидравлическим приближением. Гидравлический подход предполагает, что рассматриваемому действительному течению в некотором сечении ставится в соответствие некоторый канонический поток, в общем случае вновь неравномерный. Действительный и канонический потоки должны сохранять соответствие по параметрам, представляющим интерес с точки зрения рассматриваемой задачи.

В [1] рассмотрены особенности осреднения параметров в сверхзвуковом потоке совершенного газа. Во многих важных для практики случаях приходится иметь дело с несовершенными газами (например, при расчете сверхзвуковых эжекторов). В связи с этим в данной работе рассмотрены некоторые вопросы, связанные с осреднением параметров неравномерных потоков несовершенных газов.

В качестве канонического потока рассмотрим равномерный поступательный поток. В каждом сечении такой поток полностью характеризуется тремя независимыми параметрами.

При определении параметров равномерного поступательного течения с сохранением площади сечения действительного и осредненного потоков можно обеспечить, таким образом, в общем случае равенство не более трех характеристик этих потоков.

Средние значения параметров потока определим из условия сохранения трёх интегральных характеристик — расхода газа, потока полного теплосодержания и потока энтропии:

$$\left. \begin{aligned} Q &= \int_Q dQ, \\ I_0 &= \int_Q i_0 dQ, \\ S &= \int_Q s dQ, \end{aligned} \right\}, \quad (1)$$

здесь  $Q$  — массовый расход,  $I_0$  — поток полного теплосодержания,  $S$  — поток энтропии,  $i_0$  и  $s$  — соответственно полное теплосодержание и энтропия единицы массы газа.

Отсюда

$$\left. \begin{aligned} j_{\text{ср}} &= \frac{1}{F} \int_F j dF, \\ i_{0 \text{ ср}} &= \frac{\int_F i_0 j dF}{\int_F j dF}, \\ s_{\text{ср}} &= \frac{\int_F s j dF}{\int_F j dF}, \end{aligned} \right\}, \quad (2)$$

где  $j = \rho w$ ,  $\rho$  — плотность,  $w$  — скорость.

Зная  $j_{\text{ср}}$ ,  $i_{0 \text{ ср}}$ ,  $s_{\text{ср}}$ , с помощью уравнений состояния и изоэнтропических соотношений, связывающих статические параметры с параметрами торможения, можно найти различные параметры в осредненном потоке.

Наряду с рассмотренным способом часто используется способ осреднения из условия сохранения следующих трех интегральных характеристик — расхода газа, потока полного теплосодержания и потока импульса. В этом случае вместо третьих соотношений в (1) и (2) надо записать соответственно

$$U = \int_Q u dQ, \quad (3)$$

$$u_{\text{ср}} = \frac{\int_F u j dF}{\int_F j dF}, \quad (4)$$

где  $U$  — поток импульса,  $u$  — импульс единицы массы,  $U = Qw + pF$ ,  $u = w + p/\rho w$ ,  $p$  — давление.

Параметры осреднённого потока для первого способа обозначим индексом „s“, для второго — индексом „u“.

Во многих случаях может иметь значение правильное вычисление по осредненным параметрам, полученным из условия сохранения  $Q, I_0, S$ , потока импульса  $U$ .

В связи с этим рассмотрим величину

$$\varphi_u = \frac{U_s}{U} - 1, \quad (5)$$

которая является относительной погрешностью определения  $U$  по осредненным параметрам, полученным из условия сохранения  $Q, I_0, S$ , и дадим ей оценку.

Поскольку в обоих способах осреднения расход газа сохраняется, то вместо (5) можно записать:

$$\varphi_u = \frac{u_{ср\ s}}{u_{ср}} - 1.$$

Очевидно, что

$$\varphi_u < \frac{(u_{ср\ s})_{\max}}{(u_{ср})_{\min}} - 1. \quad (6)$$

Исследуем поведение функции  $u$ . При этом надо полагать энтропию постоянной, т. е. статические параметры осредненного потока связаны с параметрами торможения с помощью изэнтропических соотношений.

Для дальнейшего нам удобно в качестве независимых переменных, характеризующих состояние среды, взять давление  $p$  и энтропию  $s$ . Имея в виду выражение для скорости

$$w = \sqrt{2[l_0 - i(p, s)]} \quad (7)$$

и условие  $s = \text{const}$ , найдем, что  $u = u(w)$ .

Пусть  $w \geq a$  ( $a$  — скорость звука). В этом случае для газов с произвольными термодинамическими свойствами  $u(w)$  есть монотонно возрастающая функция при  $s = \text{const}$  [3]. Учитывая это, запишем вместо (6):

$$\varphi_u < \frac{u(w_{s\ \max})}{u(w_{u\ \text{кр}})} - 1, \quad (8)$$

здесь индекс „кр“ означает принадлежность к критическим параметрам.

Производная  $\left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_s = \frac{1}{\rho}$ . Отсюда функция  $i(p)$  при  $s = \text{const}$  является строго возрастающей. Во всяком равновесном состоянии давление тела должно быть положительным [2]. При наименьшем возможном давлении, т. е. при  $p = 0$ , среда будет находиться в состоянии с наименьшей энтальпией. Следовательно, из (7) следует, что  $w = w_{\max}$  при  $i_0 = \text{const}$  и  $p = 0$ .

Можно записать:

$$\begin{aligned} u(w_{s\ \max}) &= \lim_{w \rightarrow w_{s\ \max}} u(w) = \lim_{p \rightarrow 0} \left( w + \frac{p}{\rho w} \right) = \\ &= w_{s\ \max} + \frac{1}{w_{s\ \max}} \lim_{p \rightarrow 0} \frac{p}{\rho}. \end{aligned} \quad (9)$$

Используя соотношение  $i = \varepsilon + pv$  ( $\varepsilon$  — внутренняя энергия,  $v$  — удельный объем), получим:

$$\left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_s = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p}\right)_s + v + p \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_s.$$

С другой стороны,

$$\left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_s = v.$$

Сравнивая два последних выражения, найдем, что

$$\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p}\right)_s + p \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_s = 0. \quad (9a)$$

Можно записать:

$$p = - \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial v}\right)_s.$$

При  $p = 0$   $\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial v}\right)_s = 0$ , т. е. внутренняя энергия, вообще говоря, есть функция только энтропии. Отсюда  $\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p}\right)_s = 0$  и из (9a) следует:

$$p \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_s = 0.$$

Так как  $p = 0$ , то  $\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_s$  — конечная величина. Следовательно,  $v$  — конечная величина. Поэтому  $\lim_{p \rightarrow 0} \frac{p}{\rho} = \lim_{p \rightarrow 0} pv = 0$ .

Теперь вместо (9) запишем.

$$u(w_{s\ \max}) = w_{s\ \max}.$$

Выражение (6) приведем к виду:

$$\varphi_u < \frac{w_{s\ \max}}{w_{u\ \text{кр}} + \frac{p_{u\ \text{кр}}}{\rho_{u\ \text{кр}} w_{u\ \text{кр}}}} - 1 \quad (10)$$

Отметим, что с помощью этого неравенства оценивается погрешность определения величины  $U$  при предельно возможных неравномерностях потоков.

Положив в выражения для скорости в числителе  $i = 0$ , вместо (10) запишем:

$$\varphi_u < \frac{V \bar{i}_0}{V \bar{i}_0 - i_{u \text{ кр}}} \left( 1 + \frac{p_{u \text{ кр}}}{\rho_{u \text{ кр}} w_{u \text{ кр}}^2} \right) - 1. \quad (11)$$

Здесь учтено, что  $i_{0s} = i_{0u} = i_0$ .

В [4] показано, что при  $s = \text{const}$ , вместо термодинамической модели не совершенного газа можно с достаточной точностью в широком диапазоне изменения параметров использовать модель некоторого гипотетического газа, у которого термодинамические соотношения аналогичны соответствующим соотношениям совершенного газа:

$$T = A p^{(x-1)/x}, \quad i = c T + e.$$

Здесь  $T$  — температура;  $A$ ,  $x$ ,  $c$ ,  $e$  — некоторые постоянные (при различных значениях энтропии они принимают различные значения).

Учитывая, что теперь  $\frac{T_{\text{кр}}}{T_0} = \frac{2}{x+1}$  и  $\left( \frac{p}{\rho w^2} \right)_{\text{кр}} = \frac{1}{x}$ , преобразуем (11):

$$\varphi_u < \sqrt{\frac{i_0}{c_u T_0}} \cdot \frac{z_u}{V(z_u - 1)(z_u + 1)} - 1. \quad (12)$$

В случае совершенного газа  $c_u \equiv c_p$  ( $c_p$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении) и  $i_0 = c_p T_0$ . Тогда

$$\varphi_u < \frac{k}{V(k-1)(k+1)} - 1 \equiv \omega, \quad (13)$$

где  $k$  — показатель адиабаты.

Отметим, что выражение (13) может быть получено также следующим образом. Для совершенного газа  $u = \frac{k+1}{2k} w_{\text{кр}} z(\lambda)$ , где  $z(\lambda) = \frac{1}{2} \left( \lambda + \frac{1}{\lambda} \right)$ ,  $\lambda = \frac{w}{w_{\text{кр}}}$ . Учитывая это и тот факт, что  $T_{0s} = T_{0u}$ , получим вместо (6):

$$\varphi_u < z(\lambda_{\text{max}}) - 1.$$

Отсюда после элементарных преобразований приходим к выражению (13).

Зависимость величины  $\omega$  от  $k$  представлена на рис. 1.

Например, для воздуха ( $k = 1,4$ ) погрешность осреднения не будет превосходить 43%.

Для не совершенного газа при оценке максимальной погрешности осреднения необходимо учитывать множитель  $\sqrt{i_0/c_u T_0}$ . Перепишем его в следующем виде:

$$\sqrt{\frac{i_0}{c_u T_0}} = \sqrt{1 + \frac{1}{T_0} \frac{e_u}{c_u}}.$$

Пусть  $e_u/c_u < 0$ , тогда  $\sqrt{i_0/c_u T_0} < 1$ . В этом случае приходим к оценке, аналогичной (13):

$$\varphi_u < \frac{z_u}{V(z_u - 1)(z_u + 1)} - 1.$$

Пусть  $0 < e_u/c_u < T_0$ . В этом случае  $\sqrt{i_0/c_u T_0} < \sqrt{2}$  и

$$\varphi_u < \frac{z_u \sqrt{2}}{V(z_u - 1)(z_u + 1)} - 1. \quad (14)$$

Влажный водяной пар характеризуется малыми значениями  $x$  [4]. При достаточно высоких значениях  $T_0$  для него можно положить  $e_u/c_u < T_0$ . Оценка с помощью неравенства (14) дает в данном случае значительную погрешность осреднения.

Следует отметить, что в действительности неравномерности потоков будут, очевидно, значительно меньше предельно возможных.

Рассмотрим осесимметричный поток термодинамически равновесной двухфазной среды, характеризующейся тем, что  $i_0 = \text{const}$  и  $p = \text{const}$  в поперечном сечении потока.

Зададим профили скоростей, представленные на рис. 2. Здесь  $x = r/R$ ,  $r$  — текущий радиус,  $R$  — радиус поперечного сечения потока. В ядре потока скорость постоянна и равна  $w_1$ , на границе —  $w_2$ . При  $x \in [1-\delta, 1]$  для профиля 1  $w = (w_1 - w_2)(1 - z) + w_2$ , для профиля 2  $w = (w_1 - w_2) \times (1 - z^2) + w_2$ , для профиля 3  $w = (w_1 - w_2)(1 - z^3)^2 + w_2$ , где  $z = x/\delta - (1 - \delta)/\delta$ .

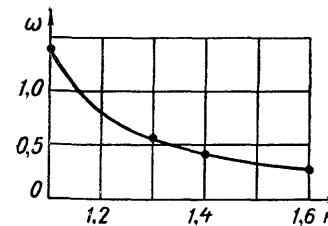


Рис. 1. Зависимость величины  $\omega$  от показателя адиабаты.

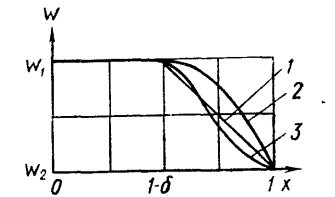


Рис. 2. Профили скорости.

В случае осесимметричного потока вместо (2) и (4) можно записать:

$$\left. \begin{aligned} j_{\text{ср}} &= 2 \int_0^1 \rho w x dx, \\ i_{0 \text{ ср}} &= \frac{2}{j_{\text{ср}}} \int_0^1 i_0 \rho w x dx, \\ s_{\text{ср}} &= \frac{2}{j_{\text{ср}}} \int_0^1 s \rho w x dx, \\ u_{\text{ср}} &= \frac{2}{j_{\text{ср}}} \int_0^1 (\omega + p/\rho w) \rho w x dx. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Для термодинамически равновесной двухфазной среды

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho'} + \frac{i_0 - i' - w^2/2}{T} \frac{dp}{dT}, \quad s = s' + \left( \frac{1}{\rho} - \frac{1}{\rho'} \right) \frac{dp}{dT}.$$

Параметры  $i'$ ,  $s'$ ,  $\rho'$  на нижней пограничной кривой являются известными функциями температуры.

Задавая величины  $s_1$ ,  $w_1$  на оси сечения,  $i_0$ ,  $w_2$ ,  $\delta$  и профиль скорости, с помощью (15) найдем  $j_{\text{ср}}$ ,  $i_{0 \text{ ср}}$ ,  $s_{\text{ср}}$ . Из уравнения

$$\frac{2 \{ i_{0 \text{ ср}} - T_s [s_{\text{ср}} - s'(T_s)] \}}{\frac{1}{\rho'(T_s)} + \frac{s_{\text{ср}} - s'(T_s)}{\left( \frac{dp}{dT} \right)_s}} = j_{\text{ср}}.$$

определим величину  $T_s$ .

Удельный импульс

$$u_s = \sqrt{2 \{ i_{0 \text{ ср}} - T_s [s_{\text{ср}} - s'(T_s)] \} + p(T_s)/j_{\text{ср}}}.$$

На рис. 3 представлены результаты расчетов величины  $\varphi_u$  (условные обозначения на рис. 3б, в соответствуют условным обозначениям рис. 3а). При расчетах принималось, что теплоемкость жидкости  $c'_{\text{ж}}$  вдоль пограничной кривой есть величина постоянная и равная 4,187 кдж/кг·гр, удельный объем жидкой фазы мал по сравнению с удельным объемом смеси  $\left( \frac{1}{\rho'} \ll \frac{1}{\rho} \right)$ . Давление на линии насыщения определялось по соотношениям, приведенным в [5, 6]. В случае, когда в некоторой области сечения, примыкающей к границе, пар находился в перегретом состоянии, его параметры

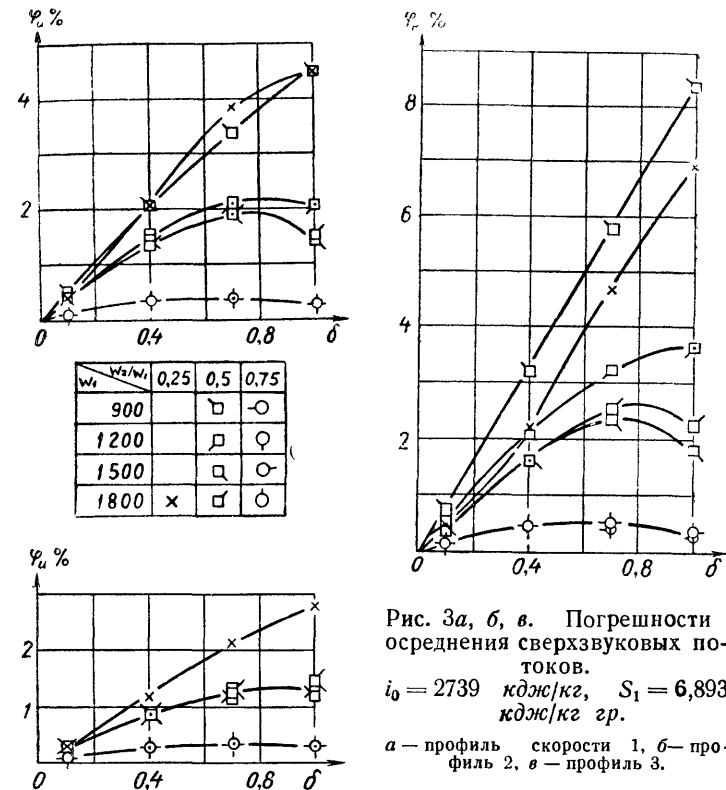


Рис. 3а, б, в. Погрешности осреднения сверхзвуковых потоков.  
 $i_0 = 2739$  кдж/кг,  $S_1 = 6,893$  кдж/кг гр.

а — профиль скорости 1, б — профиль 2, в — профиль 3.

определялись по соотношениям, справедливым для совершенных газов.

Из рисунков видно, что погрешность осреднения  $\varphi_u$  для рассмотренных потоков не превышает 8%.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Черкез А. Я. О некоторых особенностях осреднения параметров в сверхзвуковом газовом потоке. ИАН СССР, ОТН. Механика и машиностроение, № 4, 1962.
2. Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М., Наука. 1964.
3. Жаринов В. Г., Рахимзянов Р. А. К теории сверхзвукового эжектора с цилиндрической камерой смешения. Настоящий сборник.
4. Жаринов В. Г., Рахимзянов Р. А. Аппроксимации термодинамических функций несовершенных газов и приложения их к решению некоторых задач. Настоящий сборник.
5. Вукалович М. П. Термодинамические свойства воды и водяного пара. М., Машгиз, 1958.
6. Мухачев Г. А., Бородин В. А., Песконин Ю. А. Диаграммы  $i-s$  водяного пара для низких температур и давлений. — "Теплоэнергетика", 1963, № 10.

М. Г. КАГАНЕР, Ю. Н. ФЕТИСОВ

# ГАЗОВЫДЕЛЕНИЕ МАТЕРИАЛОВ, ПРИМЕНЯЕМЫХ В СОСУДАХ ДЛЯ КРИОГЕННЫХ ЖИДКОСТЕЙ С ВАКУУМНО-МНОГОСЛОЙНОЙ ТЕПЛОИЗОЛЯЦИЕЙ

В сосудах и трубопроводах, предназначенных для хранения и транспортирования криогенных жидкостей, широко применяют вакуумно-многослойную изоляцию. Одним из основных факторов, определяющих длительность откачки межстенного пространства, является газовыделение этой изоляции и адсорбента, помещаемого в это пространство для поддержания высокого вакуума при эксплуатации. Задачей данной работы являлось изучение скорости газовыделения вышеуказанных материалов.

С целью уточнения экспериментальной методики газовыделения определяли первоначально двумя методами: по методу возрастания давления и по методу потока. Первый метод всегда давал более низкие величины газовыделения. Анализ опытных данных привел к заключению, что причиной расхождения является повторная адсорбция десорбированного газа при быстром отключении прибора от насосов, приводящая к получению пониженных значений скорости газовыделения по методу возрастания давления. Поэтому последующие измерения производили по методу потока. Надежность полученных нами данных была подтверждена контрольным опытом с органическим стеклом, газовыделение которого определялось несколькими исследователями.

Полученные данные для двух основных текстур многослойной изоляции представлены на рис. 1 и 2. Измерения проводили при различной эффективной скорости откачки и пропускной способности изоляции. Опытные точки для каждой текстуры укладываются с некоторым разбросом на общие кривые (см., например, рис. 2 и линию 1 на рис. 1). Опытные данные показали, что скорость газовыделения обычно определяется пропускной способностью изоляции и мало зависит от эффективной скорости откачки.

Данные, полученные для текстуры из алюминиевой фольги и бумаги СБР из стекловолокна диаметром 5—7 мкм, укладываются на общую линию для бумаги с разным весом 1 м<sup>2</sup> при отнесении к 1 г бумаги. Это вполне естественно, так как изоляционные материалы, в отличие от монолитных, имеют развитую внутреннюю поверхность.

Опытные данные по газовыделению угля СКТ, применяемого в качестве адсорбента, укладываются при различной удельной скорости откачки на общую кривую (рис. 3). Сле-

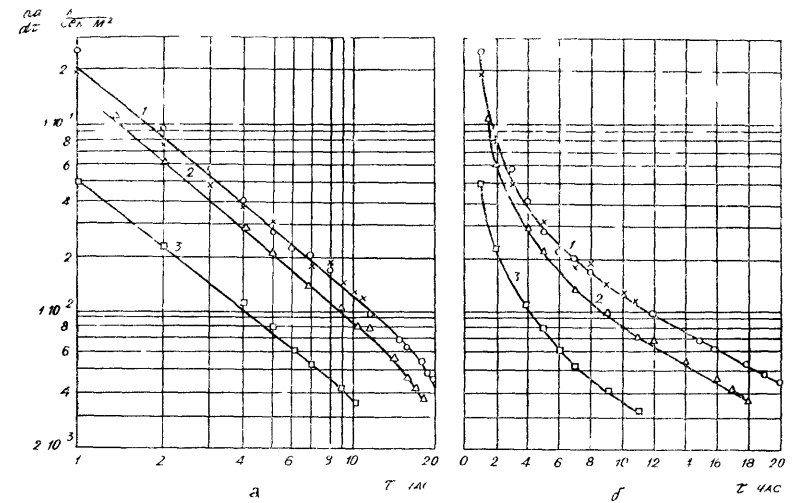


Рис. 1 Скорость газовыделения изоляции в зависимости от времени откачки.

1 — рифленая пленка ПЭТФ-ДА со стекловолокном  $\delta = 7$  мкм,  $S = 1,1$  л/сек  $\times$  —  $n = 19$  экр/см; 2 — алюминиевая фольга ( $\delta = 15$  мкм) со стеклобумагой СБР ( $\delta = 80$  мкм),  $F = 6$  м<sup>2</sup>,  $S = 1,1$  л/сек,  $n = 15$  экр/см; 3 — алюминиевая фольга ( $\delta = 15$  мкм),  $F = 3,4$  м<sup>2</sup>,  $S = 3,5$  л/сек,  $n = 23$  экр/см.

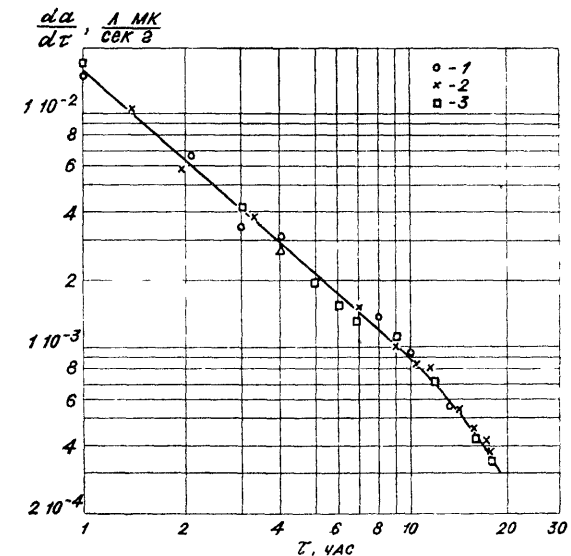


Рис. 2 Скорость газовыделения изоляции из алюминиевой фольги ( $\delta = 15$  мкм) и стеклобумаги СБР в зависимости от времени ( $n = 15$  экр/см):

1 —  $\delta = 60$  мкм,  $S = 3,5$  л/сек; 2 —  $\delta = 80$  мкм,  $S = 0,95$  л/сек; 3 —  $\delta = 120$  мкм,  $S = 3,5$  л/сек.

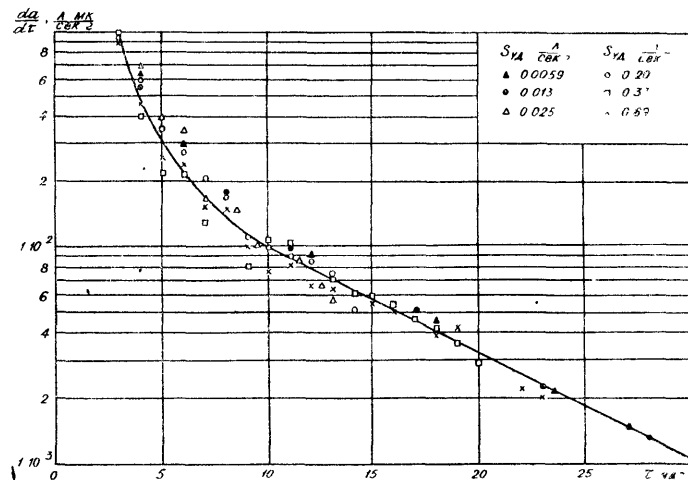


Рис. 3. Скорость газовыделения угля СКТ в зависимости от времени откачки при различной удельной быстройте откачки.

довательно, в данном случае количество выделяющегося газа пропорционально весу материала и не зависит от быстройте откачки. Внутренняя диффузия газа из пор адсорбента в вакууме происходит медленно по сравнению с внешней диффузией, то есть отводом газа от адсорбента. Поэтому даже сравнительно малая быстрая откачки обеспечивает отвод газа, выделяющегося из пор адсорбента, и дальнейшее увеличение ее не приводит к заметному снижению скорости газовыделения.

Была проведена экспериментальная оценка факторов, влияющих на общую величину газовыделения адсорбента и изоляции, на модели секции трубопровода длиной 1,5 м. Эксперименты показали, что во всех опытах газовыделение одинаково и примерно равно газовыделению угля без изоляции. Причина совпадения здесь та же, что и в опытах с углем без изоляции — решающая роль внутренней диффузии газа в порах адсорбента.

Зависимость скорости газовыделения от длительности вакуумирования может быть найдена на основе уравнения материального баланса

$$Sda = -\frac{C}{RT}pd\tau, \quad (1)$$

где  $a$  — количество газа, адсорбированное на единице площади поверхности;  $S$  — величина площади поверхности,  $c$  — пропускная способность вакуумной системы,  $p$  — давление газа,  $T$  — температура,  $R$  — газовая постоянная,  $\tau$  — время.

Если адсорбция следует линейному закону Генри  $a = \Gamma \cdot p$ , то интегрирование уравнения (1) дает формулу

$$\frac{da}{d\tau} = \frac{ca_0}{S\Gamma RT} \exp\left(-\frac{C\tau}{S\Gamma RT}\right), \quad (2)$$

где  $a_0$  — адсорбированное количество газа в начальный момент вакуумирования.

В работах [1, 2] было показано, что адсорбция газов в условиях вакуума следует в широкой области давлений уравнению

$$\ln a = \ln a_m - D\left(\ln \frac{ps}{p}\right)^2, \quad (3)$$

где  $a_m$  — количество газа, адсорбированное в мономолекулярном слое,  $p_s$  — давление насыщенного пара,  $D$  — постоянная, зависящая от свойств материала и температуры.

Учитывая, что произведение

$$A = \ln \frac{ps}{p} \exp\left[-D\left(\ln \frac{ps}{p}\right)^2\right]$$

может быть с удовлетворительным приближением принято постоянным [3], приведем уравнение (1) к виду

$$Sda = -\frac{C}{RT} \exp[H(a - B)]d\tau, \quad (4)$$

где  $B$  — постоянная,  $H = 1/2 ADa_m$ .

Интегрирование (4) дает

$$a = a_0 - \frac{1}{H} \ln\left(1 + \frac{C\tau}{\beta SRT}\right), \quad (5)$$

где  $a_0$  — значение  $a$  перед началом вакуумирования,  $\beta$  — постоянная. Дифференцирование (5) дает для достаточно большого времени откачки ( $\tau \gg \frac{\beta SRT}{C}$ )

$$\frac{da}{d\tau} = \frac{1}{H\tau}. \quad (6)$$

Таким образом, при линейной изотерме адсорбции зависимость скорости газовыделения от времени должна выражаться прямой линией в координатах  $\lg\left(\frac{da}{d\tau}\right) - \tau$ , а при изотерме адсорбции, следующей уравнению (3) — прямой линией с наклоном в  $45^\circ$  в координатах  $\lg\left(\frac{da}{d\tau}\right) - \lg \tau$ . Как следует

из графиков, опытные данные для начального периода откачки (примерно до 10 часов) хорошо описываются формулой (6). В последующий период времени скорость газовыделения,

как видно из рис. 1б и 3, изменяется в соответствии с формулой (2). Причина состоит в следующем. В процессе вакуумирования давление в системе существенно снижается. В области низких давлений изотерма адсорбции приблизительно линейна, и в результате зависимость газовой выделенности от времени начинает следовать формуле (2). По наклону прямой линии на рис. 1б и 3 может быть определена величина  $G$ , характеризующая изотерму адсорбции в области низких давлений.

Таким образом, полученные формулы согласуются с экспериментальными зависимостями и позволяют оценивать скорость газовой выделенности газов в процессе вакуумирования при наличии данных по адсорбции этих газов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дубинин М. М., Радужкевич Л. В. ДАН СССР, т. 55, 331, 1947.
2. Каганер М. Г. Журнал физической химии, т. 33, № 10, 2202, 1959.
3. Тимофеев Д. П. Кинетика адсорбции. М., Изд-во АН СССР, 1962.

УДК 621.528.1, 536.3

Л. Н. БОЛГАРОВ

### ПРОПУСКНАЯ СПОСОБНОСТЬ ШЕВРОННЫХ ЭКРАНОВ КРИОГЕННЫХ ВАКУУМНЫХ КАМЕР

В конденсационных насосах криогенных вакуумных камер обычно применяются теплозащитные экраны, значительно уменьшающие тепловые потоки к откачивающим поверхностям при сохранении достаточно высокой скорости откачки.

В известных работах [1, 2] пропускная способность шевронных экранов рассчитывалась методом Монте-Карло, причем рассматривались лишь частные случаи конструкций экранов с минимальными геометрическими размерами, определяющими их оптическую непрозрачность. В настоящей работе рассмотрен зональный метод расчета пропускной способности шевронных экранов с любыми геометрическими размерами.

На рис. 1 представлена схема конструкции откачивающей системы криогенной вакуумной камеры. Основные допущения при постановке задачи следующие: 1) в откачиваемом объеме существуют условия свободно-молекулярного течения; 2) плотность молекулярного потока на входе в экран посто-

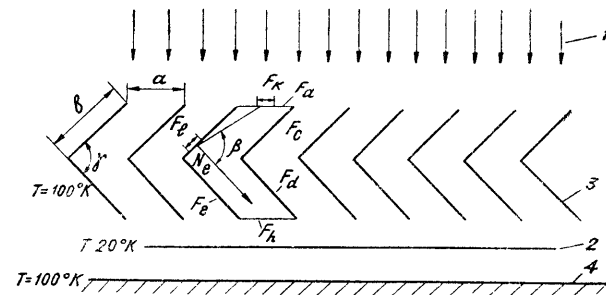


Рис. 1. Схема криогенной откачивающей системы с экранами шевронного типа:

1 — молекулярный или тепловой поток, 2 — криогенная откачивающая поверхность, 3 — теплозащитный экран шевронного типа, 4 — теплозащитный экран.

янна; 3) размеры поперечного сечения элемента экрана значительно меньше его длины; 4) отражение молекулярных потоков от поверхностей экрана диффузное, коэффициент отражения  $R=1$ ; 5) коэффициент конденсации на откачивающей поверхности равен 1 (скорость откачки определяется пропускной способностью экрана).

Из принятых допущений следует, что условия взаимодействия молекулярных потоков с поверхностями экрана тождественны с условиями взаимодействия лучистых тепловых потоков, поэтому для расчета пропускной способности экранов может быть применен зональный метод, основанный на вычислении осредненных характеристик лучистого теплообмена [3].

Рассмотрение замкнутой плоской системы заключенной между соседними ребрами экрана и состоящей из 6 зон — поверхностей ребер  $F_b, F_c, F_d, F_e$ , входной плоскости  $F_a$  и откачивающей поверхности  $F_h$ , может привести к значительным погрешностям вследствие неравномерного распределения плотностей отраженных потоков. Поэтому плоскости  $F_a$  и  $F_h$  были разделены на  $m$  одинаковых частей, обозначенных  $F_k$  и  $F_r$ , а поверхности  $F_b, F_c, F_d$  и  $F_e$  — на  $n$  частей, обозначенных соответственно  $F_i, F_p, F_q, F_r$ . Уравнение для молекулярного потока, падающего на поверхность  $F_r$ , записывается аналогично решению интегрального уравнения лучистого теплообмена для теплового потока, падающего на эту же поверхность [3]:

$$N_{\text{пад},r} = \sum_{k=1}^m N_k \Phi_{kr}, \quad (1)$$

где  $N_k$  — результирующий поток молекул, проходящих через поверхность  $F_k$ ;

$\Phi_{ki}$  — средний разрешающий угловой коэффициент излучения с поверхности  $F_k$  на поверхность  $F_i$ .

Суммарный поток молекул, падающих на поверхность  $F_h$ ,

$$N_{\text{пад}, h} = \sum_{i=1}^m \sum_{k=1}^m N_k \Phi_{ki}. \quad (2)$$

Пропускная способность экрана

$$\alpha = \frac{N_{\text{пад}, h}}{N_a} = \frac{1}{N_a} \sum_{k=1}^m \sum_{i=1}^m N_k \Phi_{ki} = \sum_{k=1}^m \sum_{i=1}^m \Phi_{ki}. \quad (3)$$

В соответствии с определением разрешающего углового коэффициента [3]

$$\Phi_{ki} = \varphi_{ki} + \sum_{s=1}^{\infty} \varphi_{ki}^{(s)}, \quad (4)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \varphi_{ki}^{(1)} &= \sum_{l, q, r=1}^n \sum_{j=l, q, r} \varphi_{kj} \varphi_{ji} \\ \varphi_{ki}^{(2)} &= \sum_{l, q, r=1}^n \sum_{j=l, q, r} \varphi_{kj}^{(1)} \varphi_{ji} \\ &\dots \dots \dots \\ \varphi_{ki}^{(s)} &= \sum_{l, q, r=1}^n \sum_{j=l, q, r} \varphi_{kj}^{(s-1)} \varphi_{ji} \end{aligned} \right\}. \quad (5)$$

В уравнении (4)  $\varphi_{ki} = 0$  вследствие оптической непрозрачности экрана величины  $\varphi_{kj}^{(1)}$ ,  $\varphi_{kj}^{(2)}$ , ...,  $\varphi_{kj}^{(s-1)}$  определяются из уравнений, аналогичных уравнениям (5).

Значения средних угловых коэффициентов между отдельными элементами поверхностей, входящих в уравнения (5), определяются их геометрическими размерами. Например, угловой коэффициент между элементарными площадками  $dF_k$  и  $dF_l$  [4]

$$d\varphi(M_k, N_l) = \frac{1}{2} d(\sin \beta). \quad (6)$$

Локальный угловой коэффициент

$$\varphi(M_k, F_l) = \frac{1}{2} \int_{F_l} d(\sin \beta). \quad (7)$$

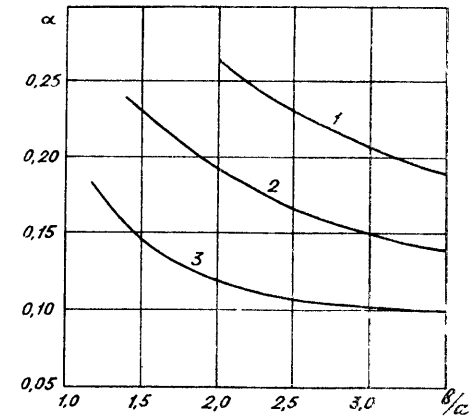


Рис. 2. Зависимость пропускной способности от геометрических размеров шевронного экрана:

1 —  $\gamma = 120^\circ$ ; 2 —  $\gamma = 90^\circ$ ; 3 —  $\gamma = 60^\circ$ .

Средний угловой коэффициент

$$\varphi_{kl} = \varphi(F_k, F_l) = \frac{1}{2F_k} \int_{F_k} \int_{F_l} d(\sin \beta) dF_k. \quad (8)$$

Для определения пропускной способности шевронных экранов в зависимости от их геометрических размеров была составлена программа и произведен расчет на вычислительной машине. На рис. 2 приведены рассчитанные зависимости пропускной способности экранов от отношения длины ребра к шагу между ребрами  $\frac{b}{a}$  и угла наклона ребер  $\gamma$ . Полученные данные совпадают с результатами расчета аналогичных экранов методом Монте-Карло.

#### ОБОЗНАЧЕНИЯ

$F_a$  — площадь сечения входной плоскости элемента экрана;  $F_h$  — площадь откачивающей поверхности, примыкающей к элементу экрана;  $F_b, F_c, F_d, F_e$  — площади поверхностей, образованных ребрами экрана;  $F_l, F_p, F_q, F_r$  — площади поверхностей, образованных при делении ребер на  $n$  частей;  $F_k, F_i$  — площади поверхностей, образованных при делении плоскостей  $F_a$  и  $F_h$  на  $m$  частей;  $N_{\text{пад}, h}$  — поток молекул, падающих на поверхность  $F_h$ ;  $N_{\text{пад}, i}$  — поток молекул, падающих на поверхность  $F_i$ ;  $N_a$  — результирующий поток молекул



через поверхность  $F_a$ ;  $N_k$  — результирующий поток молекул через поверхность  $F_k$ ;  $\alpha$  — пропускная способность экрана;  $\gamma$  — угол между поверхностями, образующими элемент шевронного экрана;  $a$  — расстояние между ребрами, образующими элемент шевронного экрана;  $b$  — длина ребер, образующих элемент шевронного экрана;  $\Phi_{ki}$  — средний разрешающий угловой коэффициент излучения с поверхности  $F_k$  на поверхность  $F_i$ ;  $\varphi_{ki}^{(0)}$  — средний итерированный угловой коэффициент, определяющий часть молекулярного потока, проходящую через экран с числом соударений  $s$ ;  $s$  — число соударений;  $\varphi_{ki}$  — средний угловой коэффициент между поверхностью  $F_k$  и поверхностью  $F_i$ ;  $\varphi_{ji}$  — средние угловые коэффициенты между поверхностью  $F_j$  ( $j = l, p, q, r$ ) и поверхностью  $F_i$ ;  $\beta$  — угол в плоскости чертежа, отсчитываемый от нормали к поверхности ребра.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Калашник Л. И., Кислов А. М.; Лифшиц Э. М. ИФЖ, 13, 904, 1967.
2. Chubb J. N. 4-th International vacuum congress. Manchester, 1968.
3. Суринов Ю. А. В сб.: Проблемы энергетики. М., Изд-во АН СССР, 1959, стр. 423—470.
4. Яков М. Вопросы теплопередачи. М., ИИЛ, 1960.

УДК 621.526

Е. Г. СИДОРОВ, Ф. Д. ПУТИЛОВСКИЙ, И. Ф. ШМЕЛЕВ,  
И. М. ЧИСТОПОЛОВ

### НЕКОТОРЫЕ ДАННЫЕ ПО СОРБЦИОННОЙ ЕМКОСТИ СОРБЕНТОВ ПО ВЛАЖНОМУ ВОЗДУХУ НЕПОСРЕДСТВЕННО В НАСОСЕ ЦВН-1,5-3

В настоящее время очень часто в качестве средств откачки применяются адсорбционные насосы. Для определения откачной способности адсорбционных насосов необходимо знать изотермы сорбции сорбента в реальных условиях, т. е. непосредственно в насосе.

В данной статье приведены некоторые экспериментальные данные по сорбционной способности сорбентов СаА, 5А, КСМ, АГ-3 непосредственно в насосе ЦВН-1,5-3.

Сорбционная способность сорбентов непосредственно в насосе ЦВН-1,5-3 снималась при откачке 80-литрового объема. Герметичность насоса ЦВН-1,5-3 и 80-литрового объема проверялась теческательем ПТИ-7 в пределах его чувствительности.

Суммарная величина натекания в объем и газовыделение его внутренних поверхностей, промытых бензином и ацетоном, составляла 0,22 л мк. рт. ст./сек. Регенерация сорбентов производилась в насосе ЦВН-1,5-3, перед снятием изотерм при температуре порядка 500°С в течение 8 часов. В конце прогрева объем и насос ЦВН-1,5-3 откачивались механическим вакуумным насосом до 1 мм рт. ст.

Перед заливкой жидкого азота в насос ЦВН-1,5-3 объем отсекался от насоса ЦВН-1,5-3. Затем поочередно в объеме создавалось давление 1, 10, 50, 100, 200, 300, 400, 500, 600 и 700 мм рт. ст. При этом, перед созданием каждого из указанных давлений насос ЦВН-1,5-3 отсекался от откачиваемого объема. После создания вышеперечисленных давлений в объеме, объем откачивался насосом ЦВН-1,5-3 в течение 60 минут, и получаемое за время откачки давление фиксировалось, результаты наносились на графики в нормальных кубических сантиметрах на грамм сорбента (рис. 1). На рис. 2 изображены взятые из литературных данных изотермы сорбции испытываемых сорбентов при охлаждении их жидким азотом.

Отличие изотерм на рис. 1 и 2 при давлении ниже  $1 \cdot 10^{-1}$  мм рт. ст. можно объяснить тем, что скорость сорбции сорбентов зависит от их расположения по отношению к откачиваемому объему.

Известно, что скорость сорбции сорбентов, которые расположены в адсорбционном насосе с наименьшей толщиной слоя при одном и том же его количестве, максимальна.

Изотермы сорбции сорбентов обычно снимаются при их идеальном расположении в откачиваемом объеме, а именно, с минимальной толщиной слоя и непосредственным расположением сорбента в объеме.

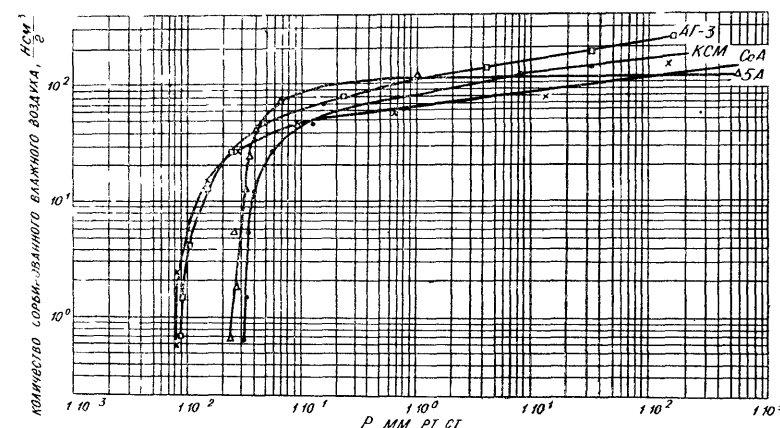


Рис. 1. Изотермы сорбции по влажному воздуху некоторых сорбентов в насосе ЦВН-1,5-3 при охлаждении его жидким азотом.

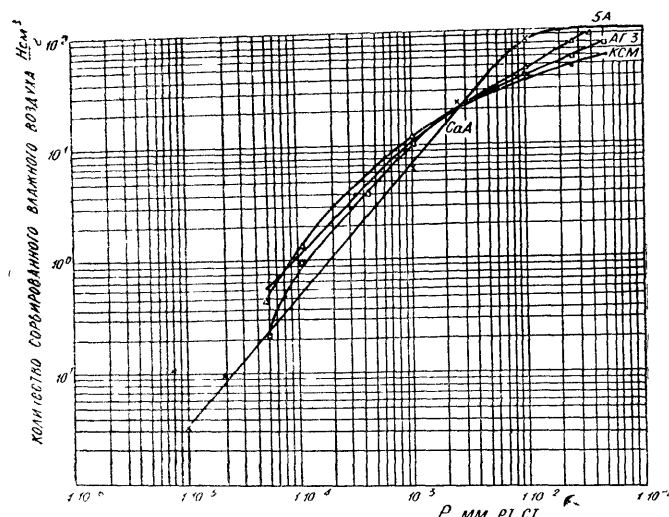


Рис. 2. Изотермы сорбции по влажному воздуху некоторых сорбентов при 77°K.

Скорость сорбции в сорбционных насосах, например ЦВН-1,5-3, ограничивается подсоединительной коммуникацией к откачиваемому объему „неидеальным“ расположением сорбента в насосе, а следовательно, проникновением откачиваемого газа в глубь сорбента.

Таблица 1

Свойства	Сорбенты			
	цеолит СаА	цеолит 5А	силикагель КСМ	уголь АГ-3
Приблизительный размер пор, Å	5	5	25—40	10
Теплопроводность при давлении $1 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. кал/сек. см, °C (сорбент обезвоженный)	0,00155	0,0014	0,00165	0,00141
Насыпной вес, г/см³ (сорбент обезвоженный)	0,65	0,7	0,67	0,4
Размер частиц, мм	2—4	1,6—3,2	3,5	1—3
Удельная поверхность м²/г	570	750	600	800

Отсюда можно предположить, что в нашем случае, когда в объеме низкое начальное давление, при подключении насоса ЦВН-1,5-3 резкого снижения давления в объеме не происходит, так как это понижение ограничивается скоростью сорбции. С другой стороны, скорость сорбции в нашем случае ограничивается газовой нагрузкой, которая, как было указано, равна 0,22 л мм рт.ст./сек.

Исходя из вышеизложенного, следует, что в практических случаях целесообразно пользоваться изотермами, изображенными на рис. 1.

В таблице приведены некоторые физические свойства испытуемых сорбентов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Физика и техника сверхвысокого вакуума. Сборник статей. Л., „Машиностроение“, 1968.
2. Пауэр Б. Д. Высоковакуумные откачные устройства. М., „Энергия“, 1969.
3. Каганер М. Г. Тепловая изоляция в технике низких температур. М., „Машиностроение“, 1966.

УДК 633.01

В. Г. ЖАРИНОВ, Ф. Г. БАШИРОВ

## РАСЧЕТ СКАЧКОВ УПЛОТНЕНИЯ В СВЕРХЗВУКОВЫХ ПОТОКАХ ПАРОГАЗОВОЙ СМЕСИ

При исследованиях течения парогазовой смеси в соплах Лаваля и других каналах, при измерении параметров сверхзвуковых потоков парогазовой смеси, при исследовании струйных аппаратов возникает необходимость рассмотрения скачков уплотнения в парогазовых смесях.

Рассмотрим прямой скачок уплотнения в сверхзвуковом потоке смеси термодинамически равновесного влажного пара с совершенным газом. Отметим, что для чистого влажного пара подобная задача рассмотрена в [1, 2].

Будем полагать, что скачок происходит с соблюдением фазового равновесия, паровая фаза термически и калорически совершенна, удельный объем жидкой фазы мал по сравнению с удельным объемом паровой фазы, химического взаимодействия между компонентами смеси не происходит, газ в жидкости нерастворим.

Пар в смеси при переходе через скачок уплотнения может быть как влажным, так и перегретым.

Пусть пар за скачком уплотнения находится во влажном состоянии. Применяя законы сохранения, после несложных преобразований запишем:

$$\left. \begin{aligned} \frac{M_2}{M_1} &= \frac{\bar{p}_{n1} \bar{T}_2 x_2}{\bar{p}_{n2} x_1}, \quad \bar{p}_2 = 1 + k_1 \bar{p}_{n1} M_1 \{M\}_{12}, \\ (1 - \sigma) \{(\bar{i}_n + \bar{\lambda} x)\}_{12} + \sigma \frac{c_{p \Gamma}}{R_n} \{\bar{T}\}_{12} + \frac{i'_n}{2} \{M'\}_{12} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Здесь индекс „1“ относится к параметрам до скачка, „2“ — после скачка, „п“ — к параметрам пара, „г“ — газа; фигурные скобки означают разность той величины, которая в них содержится, взятую между ее значениями, указанными нижним индексом (например,  $\{M^2\}_{12} = M_1^2 - M_2^2$ );

$$\bar{T} = \frac{T}{T_1}, \quad \bar{p} = \frac{p}{p_1}, \quad \bar{p}_n = \frac{p_n}{p_1}, \quad i'_n = \frac{i'_n}{R_n T_1}, \quad \bar{\lambda} = \frac{\lambda}{R_n T_1},$$

$$k_1 = \frac{z_n}{x_1 (1 - \sigma)}, \quad M = \frac{W}{V z_n R_n T_1};$$

$W$  — скорость,  $x$  — степень сухости пара,  $T$  — температура,  $p$  — давление,  $z_n$  — показатель адиабаты паровой фазы,  $\sigma$  — весовая доля газа в смеси,  $c_{p \Gamma}$  — теплоемкость газа при постоянном давлении,  $R$  — газовая постоянная,  $i'_n$  — энтальпия жидкой фазы,  $\lambda$  — скрытая теплота парообразования.

С учетом закона Дальтона давление смеси

$$p = p_n \left[ 1 + \frac{\sigma}{x (1 - \sigma)} \cdot \frac{R_\Gamma}{R_n} \right]. \quad (2)$$

Используя (2), преобразуем систему (1):

$$\left. \begin{aligned} \bar{p}_2 &= 1 + k_1 \bar{p}_{n1} M_1 \left( M_1 + \frac{\bar{p}_{n2}}{\bar{p}_{n1}} \frac{\bar{\lambda}_2}{k_1 M_1 \bar{T}_2} - \right. \\ &\quad \left. - \sqrt{\left( \frac{\bar{p}_{n2}}{\bar{p}_{n1}} \frac{\bar{\lambda}_2}{k_1 M_1 \bar{T}_2} \right)^2 - \frac{2(1 - \sigma)}{z_n} \{\bar{i}'_n\}_{21} + \frac{2\sigma c_{p \Gamma}}{z_n R_n} \{\bar{T}\}_{21} - \frac{2\bar{\lambda}_1}{k_1} - M_1^2} \right), \\ M_1 &\frac{\bar{\lambda}_1 x_1 - \{\bar{i}'_n\}_{21} - \frac{\sigma}{1 - \sigma} \frac{c_{p \Gamma}}{R_n} \{\bar{T}\}_{21}}{\bar{\lambda}_2 x_1} + \\ &+ \frac{1}{2\bar{\lambda}_2 \bar{p}_{n1}} \left( 2M_1 + \frac{\bar{p}_2 - 1}{k_1 \bar{p}_{n1} M_1} \right) (\bar{p}_2 - 1) = \frac{\bar{p}_{n2}}{\bar{T}_2 \bar{p}_{n1}} \left( M_1 - \frac{\bar{p}_2 - 1}{k_1 \bar{p}_{n1} M_1} \right). \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

При заданных параметрах потока смеси перед скачком уплотнения система (3) нелинейных уравнений содержит две неизвестные величины —  $\bar{p}_2$  и  $\bar{T}_2$ .

Скорость и степень сухости пара за скачком находится из следующих соотношений:

$$M_2 = M_1 - \frac{\bar{p}_2 - 1}{k_1 \bar{p}_{n1} M_1}, \quad (4)$$

$$x_2 = \frac{\bar{\lambda}_1 x_1 - \{\bar{i}'_n\}_{21} - \frac{\sigma}{1 - \sigma} \frac{c_{p \Gamma}}{R_n} \{\bar{T}\}_{21}}{\bar{\lambda}_2} + \frac{z_n}{2(1 - \sigma) \bar{\lambda}_2} \{M^2\}_{12}. \quad (5)$$

Область применения уравнений (3), (4), (5) ограничивается предельным значением степени сухости за скачком  $x_2 = 1$ .

Положив  $x_2 = 1$  в (1), запишем уравнение для определения  $\bar{T}_{2 \text{ гр}}$ :

$$\begin{aligned} &(\bar{\lambda}_2 - \bar{\lambda}_1 x_1) (1 - \sigma) + \{\bar{i}'_n\}_{21} (1 - \sigma) + \sigma \frac{c_{p \Gamma}}{R_n} \{\bar{T}\}_{21} - \\ &- \frac{R_n T_1 (1 - \sigma)}{2\bar{p}_{n1}} \left[ \left( 1 + \frac{\sigma}{1 - \sigma} \frac{R_\Gamma}{R_n} \right) \bar{p}_{n2} - 1 \right] \left( x_1 + \frac{\bar{p}_{n1}}{\bar{p}_{n2}} \bar{T}_2 \right) = 0. \end{aligned}$$

Для заданных  $\sigma$ ,  $x_1$ ,  $T_1$  значение скорости  $M_{1 \text{ гр}}$  перед скачком, при которой параметры влажного пара за скачком находятся на линии насыщения, можно определить теперь из соотношения:

$$M_{1 \text{ гр}} = \sqrt{\frac{\frac{1}{k_1 \bar{p}_{n1}} \left[ \left( 1 + \frac{\sigma}{1 - \sigma} \frac{R_\Gamma}{R_n} \right) \bar{p}_{n2} - 1 \right]}{1 - \frac{\bar{T}_2}{x_1} \frac{\bar{p}_{n1}}{\bar{p}_{n2}}}}.$$

Рассмотрим далее случай перегретого пара за скачком. Применяя опять законы сохранения, запишем:

$$\left. \begin{aligned} \frac{M_2}{M_1} &= \frac{1}{a} \frac{\bar{T}_2}{\bar{p}_2}, \quad \bar{p}_2 = 1 + k_1 \bar{p}_{n1} M_1 \{M\}_{12}, \\ \{\bar{T}\}_{12} b - (1 - x_1) (1 - \sigma) \bar{\lambda}_1 + \frac{z_n}{2} \{M^2\}_{12} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где

$$a = \frac{x_1 R_n (1 - \sigma) + R_\Gamma \sigma}{R_n (1 - \sigma) + R_\Gamma \sigma}, \quad b = \frac{c_{p \text{ п}}}{R_n} (1 - \sigma) + \frac{c_{p \Gamma}}{R_n} \sigma.$$

После несложных преобразований найдем:

$$\bar{p}_2 = 1 + r \pm \sqrt{r^2 + q},$$

где

$$r = \frac{x_1 \bar{p}_{n1} M_1^2 [x_1 (1 - \sigma) - ab \bar{p}_{n1}] + ab x_1 (1 - \sigma)}{x_1 (1 - \sigma) [x_1 (1 - \sigma) - 2ab \bar{p}_{n1}]},$$

$$q = \frac{2x_1 \bar{p}_{n1}^2 M_1^2 [(1 - a)b - \bar{\lambda}_1 (1 - \sigma)(1 - x_1)]}{x_1 (1 - \sigma) [x_1 (1 - \sigma) - 2ab \bar{p}_{n1}]}.$$

Знак минус перед корнем не имеет физического смысла, поэтому это решение не рассматривается.

Скорость за скачком находится с помощью (4).

$$\text{Температура } T_2 = a \bar{p}_2 \frac{M_2}{M_1}.$$

На рис. 1÷4 представлены результаты расчетов для смеси водяного пара с воздухом.

Численный анализ показывает, что величина  $\bar{p}_2$  при  $\bar{p}_{n1} = \text{const}$  практически не зависит от  $p_1$ . Некоторые результаты расчетов представлены на рис. 1.

На рис. 2÷4 даны номограммы для определения параметров потока при переходе через скачок.

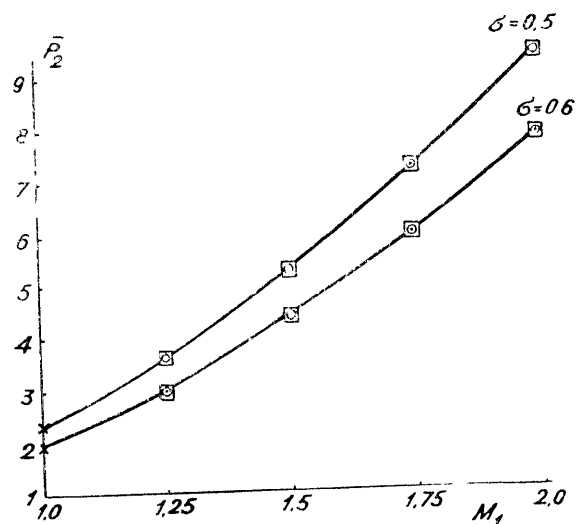


Рис. 1. Зависимость интенсивности скачка уплотнения от скорости до скачка (пар за скачком влажный).  
● —  $p_1 = 0,03$  бар; ○ —  $p_1 = 0,05$  бар; □ —  $p_1 = 0,07$  бар;  
× —  $p_1 = 1,0$  бар;  $\bar{p}_{n1} = 0,409$ .

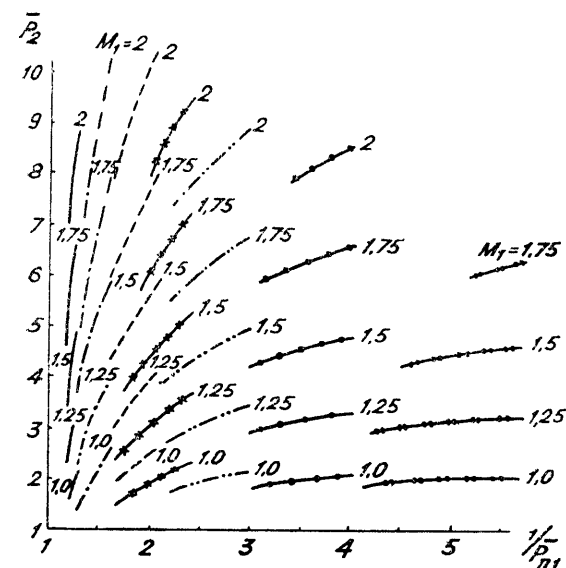


Рис. 2. Определение интенсивности прямого скачка уплотнения (пар за скачком влажный)  
—  $\sigma = 0,2$ ; ---  $\sigma = 0,3$ ; - · -  $\sigma = 0,4$ ;  
× —  $\sigma = 0,5$ ; ····  $\sigma = 0,6$ ; —●—  $\sigma = 0,7$ ;  
—●●—  $\sigma = 0,8$ .

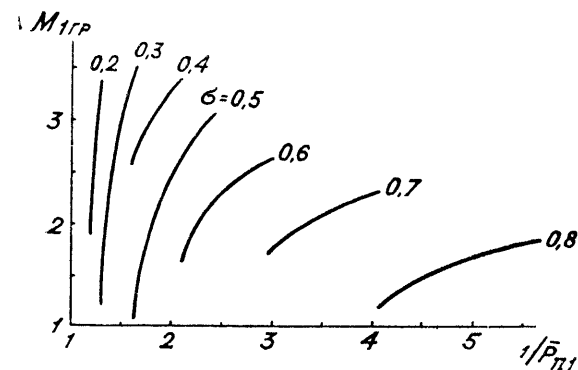


Рис. 3. Определение  $M_{1 \text{ гр}}$ .

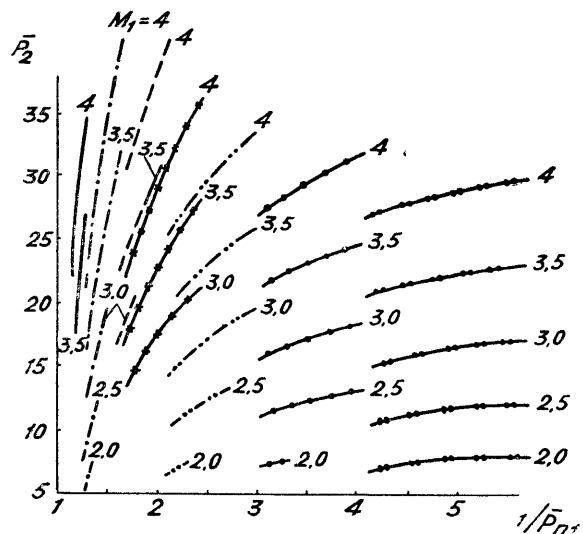


Рис. 4. Определение интенсивности прямого скачка уплотнения (пар за скачком перегретый)  
 $\sigma = 0,2$ ;  $\sigma = 0,3$ ;  $\sigma = 0,4$ ;  
 $\sigma = 0,5$ ;  $\sigma = 0,6$ ;  $\sigma = 0,7$ ;  
 $\sigma = 0,8$ .

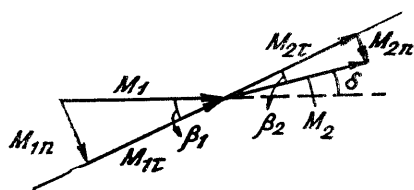


Рис. 5. Схема косо́го скачка уплотнения.

Зная параметры потока перед скачком, с помощью рис. 3 определим, в каком состоянии находится пар за скачком. Если  $M_1 < M_{1гр}$ , то пар за скачком влажный. В этом случае интенсивность скачка  $\bar{p}_2$  определяется из номограмм на рис. 2. Скорость за скачком находим с помощью (4). Решив уравнение

$$p_{n2}(T_2) = p_2 - \frac{\sigma R_{\Gamma} M_1 p_{n1}}{(1 - \sigma) R_{\Gamma} M_2 x_1 T_1} T_2, \quad (7)$$

находим температуру за скачком. Соотношение (7) получено совместным решением (2) и уравнения неразрывности системы (1). Степень сухости пара за скачком определяем из (5).

Отметим, что в случае косо́го скачка уплотнения (рис. 5) можно пользоваться этими же номограммами, но в качестве аргумента следует взять вместо  $M_1$  соотношение  $M_1 \sin \beta_1$ .

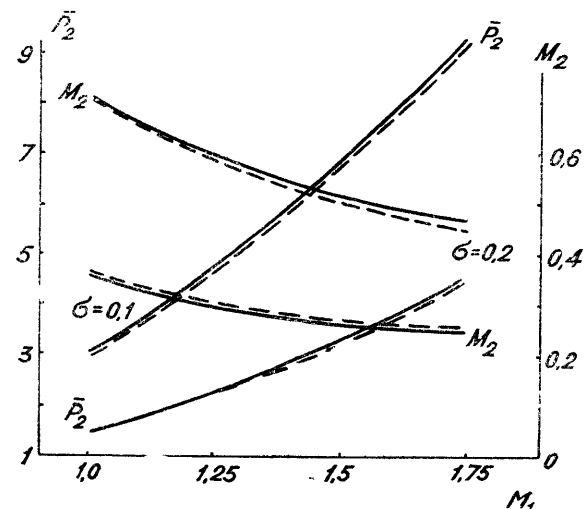


Рис. 6. Сравнение „точного“ и приближенного расчетов.  $p_1 = 0,05$  бар,  $T_1 = 303,15^\circ \text{K}$ ; — „точный“ расчет, — — приближенный расчет.

С помощью уравнения импульсов для угла поворота потока  $\delta = \beta_1 - \beta_2$  можно записать:

$$\tan \delta = \frac{1}{\tan \beta_1} \frac{\frac{\bar{p}_2 - 1}{k_1 \bar{p}_{n1} M_1^2}}{1 - \frac{\bar{p}_2 - 1}{k_1 \bar{p}_{n1} M_1^2}}.$$

Рассмотрим приближенный расчет скачков уплотнения, основанный на аппроксимациях термодинамических функций [3]. Применим соотношения  $T = D p^{(z-1)/z}$ ,  $i = cT + e$  для аппроксимации соответствующих термодинамических функций влажного пара в смеси порознь в областях до и после скачка. Вообще говоря, величины  $c$  и  $e$  с изменением энтропии принимают разные значения. Для влажного пара можно полагать  $e = \text{const}$ . Если пренебречь изменением  $c$  с изменением энтропии, то расчеты для смеси влажного пара с газом можно производить по известным соотношениям для скачков уплотнения в совершенных газах с показателем адиабаты

$$\kappa_{см} = \frac{c_1 (1 - \sigma) + \sigma c_{p \Gamma}}{\frac{c_1}{z} (1 - \sigma) + \sigma c_{v \Gamma}},$$

где  $c_{v \Gamma}$  — теплоемкость газа при постоянном объеме.

Так, например, для нахождения  $\bar{p}_2$  в этом случае используется соотношение:

$$\bar{p}_2 = 1 + \frac{2z_{см}}{z_{см} + 1} (M_1^2 - 1),$$

где  $M_1$  — число Маха смеси перед скачком.

На рис. 6 представлены результаты „точных“ и приближенных расчетов для смеси влажного водяного пара с воздухом. Значения аппроксимирующих констант по данным [3] были взяты равными

$$z = 1,065, c_1 = s_1 - 0,56 \left( s_1 + c_1 - v \frac{kdж}{кг \cdot град} \right).$$

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Вайсман М. Д. Термодинамика парожидкостных потоков. Л., „Энергия“, 1967.
2. Дейч М. Е., Филип'пов Г. А. Газодинамика двухфазных сред. М., „Энергия“, 1968.
3. Жаринов В. Г., Рахимзянов Р. А. Аппроксимации термодинамических функций несовершенных газов и приложения их к решению некоторых задач. Настоящий сборник.

УДК 533.583

В. Б. ЮФЕРОВ, П. М. КОБЗЕВ, Б. В. ГЛАСОВ

### КРИОСОРБЦИОННАЯ ОТКАЧКА В ИНТЕРВАЛЕ 760 — 10<sup>-13</sup> мм рт. ст.

Известно, что откачка вакуумных объемов ротационными форвакуумными и диффузионными насосами приводит к загрязнению последних продуктами разложения масел. Это загрязнение может быть значительно уменьшено применением различных ловушек, которые, однако, снижают эффективную скорость откачки.

Появление так называемых сухих насосов устранило необходимость применения рабочих жидкостей в вакуумных насосах и привело к исчезновению вносимых ими загрязнений. Под сухими откачивающими средствами понимают сочетание сорбционных [1—3] и ионных, а также сорбционных и конденсационных (сублимационных) насосов, работающих в области давлений ниже тройной точки откачиваемых газов [4]. Однако для получения безмасляного вакуума в системах большого объема и при наличии больших газовых потоков использование указанных средств затруднено из-за ограни-

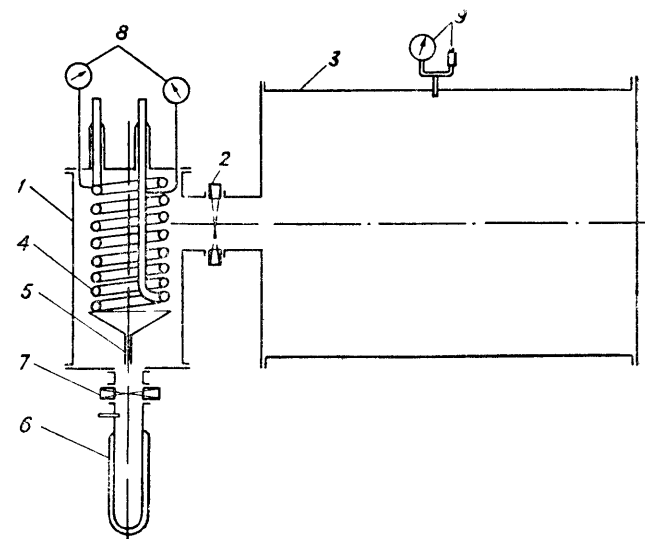


Рис. 1. Схематическая конструкция откачивающего устройства.

ченной газовой емкости сорбентов [1—3] или значительных энергетических затрат [5].

Мы считаем, что конденсационные методы откачки, используемые при высоких давлениях (начиная с атмосферного) [6] в сочетании с конденсационными (сублимационными) и криосорбционными насосами при давлениях ниже тройной точки откачиваемых газов [4, 7, 8], способны решить эту проблему [10].

#### Конструкция откачивающего устройства

На рис. 1 представлена схематическая конструкция экспериментального устройства. В вакуумной камере 1 ( $V = 50$  л), присоединенной через клапан 2 к откачиваемому объему 3 ( $V = 770$  л), размещен конденсирующий элемент 4 в виде спирали, изготовленной из медной трубы диаметром  $16 \times 1$  мм, длиной 9,5 м и припаянной к верхнему фланцу вакуумной камеры 1. Снизу к спирали прикреплена воронка 5, служащая для направленного стекания сконденсированной жидкости в сборник дьюаровского типа 6, присоединенный к камере 1 через клапан 7. Датчики 8 регистрируют температуру хладагента внутри спирали, 9 — давление в откачиваемом объеме. В качестве хладагентов использовался жидкий азот и водород. Понижение температуры жидкого азота

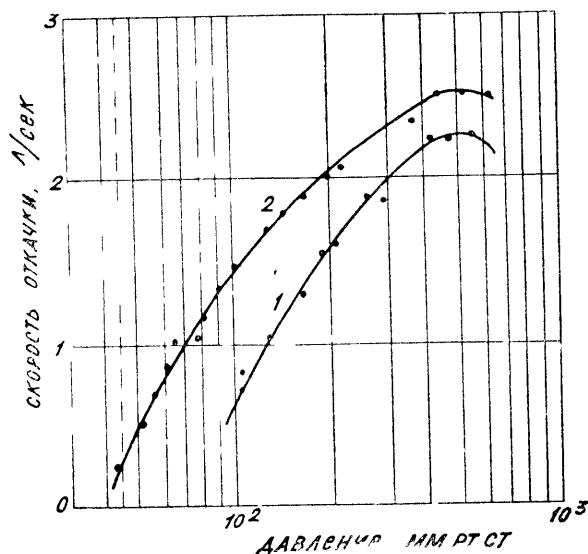


Рис. 2. Зависимость скорости откачки азотного конденсационного насоса от давления откачиваемого газа.  
1 — для азота, 2 — для воздуха.

от  $78^{\circ}\text{K}$  до  $64^{\circ}\text{K}$  осуществлялось при прокачке его через спираль механическим насосом. Жидкий водород продавливался через спираль под избыточным давлением.

### Конденсационные насосы

Включение откачивающего устройства осуществляется подачей жидкого азота в спираль. На охлаждение спирали от  $300^{\circ}\text{K}$  до  $78^{\circ}\text{K}$  требуется около 2 л жидкого азота.

На рис. 2 представлены зависимости полных скоростей конденсационной откачки азотным насосом от давления. Видно, что при откачке азота (кривая 1) по мере приближения давления в откачиваемом объеме к давлению тройной точки скорость откачки стремится к нулю, так как стремится к нулю температурный напор. Для воздуха (кривая 2) скорость откачки отлична от нуля даже при подходе к тройной точке ( $\sim$ ) 45 мм рт. ст. за счет отличного от нуля температурного напора.

Использование более низкокипящих хладагентов для откачки воздуха должно привести к увеличению скорости откачки за счет увеличения температурного напора, а также позволит получать давления в откачиваемом объеме ниже давления тройной точки [4].

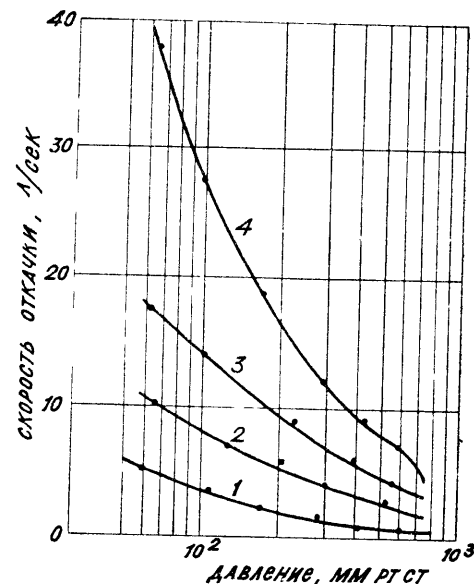


Рис. 3. Зависимость скорости откачки водородного конденсационного насоса от давления откачиваемого газа (воздуха).  
1—4 — для скоростей потока жидкого водорода через спираль 0,45, 1,2, 2,1 и 3,7 г/сек.

Эксперименты производились на том же устройстве, что и с азотным конденсационным насосом. Результаты экспериментов представлены на рис. 3, где изображены зависимости полных скоростей откачки водородного конденсационного насоса от давления. Видно, что при данной скорости потока жидкого водорода скорость откачки растет при уменьшении давления в откачиваемом объеме. Кроме того, при постоянном давлении скорость откачки увеличивается с ростом величины скорости потока водорода. Значения удельных скоростей откачки воздуха при давлениях, близких к атмосферному, и тройной точке скорости потока водорода  $3\text{ г/сек}$  получены соответственно  $3,7 \cdot 10^{-3}$  и  $28 \cdot 10^{-3}$  л/сек  $\cdot \text{см}^2$ .

Использование жидкого водорода, как уже указывалось выше, позволяет непрерывно перейти от конденсационной откачки выше тройной точки к сублимационной — ниже тройной точки и таким образом откачивать вакуумные объемы до более низких давлений. На рис. 4 представлены данные эксперимента по откачке вакуумного объема 820 л от атмосферного до давления  $1 \cdot 10^{-13}$  мм рт. ст. В интервале  $760 - 45$  мм рт. ст. использовался конденсационный метод

удаления газов из откачиваемого объема в жидкой фазе. При давлении  $p_{т.т.} = 45 \text{ мм рт. ст.}$  (точка 2) сборник вместе со сконденсированным воздухом отсекался клапаном, а процесс откачки при этом продолжался за счет сублимации газа на конденсирующей поверхности в твердую фазу.

Дальнейшая откачка осуществлялась сорбционно-конденсационными насосами [10]. Из рис. 4 видно, что на откачку объема 820 л в интервале давлений  $760 - 4 \cdot 10^{-2} \text{ мм рт. ст.}$  требуется 4 мин, при этом расход жидкого водорода составляет 3 г/сек для интервала давлений  $760 - 45 \text{ мм рт. ст.}$

Ниже тройной точки расход мог быть существенно уменьшен пропорционально снижению величин тепловых нагрузок. Суммарный расход жидкого водорода в данном эксперименте составляет 14 л.

Производительность конденсационных (сублимационных) насосов определяется количеством сконденсированного газа в единицу времени, что в свою очередь определяется коэффициентом теплопередачи  $K$ . Известно [11], что коэффициент теплопередачи  $K$  связан с коэффициентом теплоотдачи при конденсации  $\alpha_1$  и кипения хладагента  $\alpha_2$  следующим выражением:

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2}}. \quad (1)$$

Коэффициент  $\alpha_1$  зависит от физических свойств конденсируемого газа и рассчитывается по формуле:

$$\alpha_1 = 0,724 \left( \frac{rx^2\lambda^3}{\mu d\theta_1} \right)^{1/4}, \quad (2)$$

где  $r$  — теплота парообразования,  $x$  — удельный вес,  $\lambda$  — теплопроводность жидкости,  $\mu$  — вязкость,  $d$  — диаметр трубы и  $\theta_1$  — разность температур между конденсирующимся газом и охлаждаемой стенкой.

Имея вычисляемые значения коэффициента  $\alpha_1$ , по формуле (1) найдем значения коэффициента  $\alpha_2$ .

Полученные значения коэффициентов теплоотдачи  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  при работе

азотного конденсационного насоса совпадают с точностью до 20% с данными, приведенными в работах (11—13) при значениях температурного напора между конденсирующимся газом и стенкой в  $2,2^\circ \text{ К}$  и между хладагентом и стенкой в  $5,3^\circ \text{ К}$ .

Зависимость коэффициентов  $K$ ,  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  от давления в откачиваемом объеме представлена на рис. 5 кривыми 1, 2 и 3. Кривая 4 характеризует изменение тепловой нагрузки при изменении давления. Из рис. 5 видно, что коэффициент теплопередачи уменьшается при уменьшении давления в откачиваемом объеме в соответствии с понижением тепловой нагрузки. Следует заметить, что коэффициенты теплопередачи измерены при температурных напорах  $40^\circ \text{ К}$ . Для таких значений температурных напоров для теплообменов с жидким водородом коэффициенты теплопередачи и теплоотдачи по данным, которыми мы располагаем, не определялись.

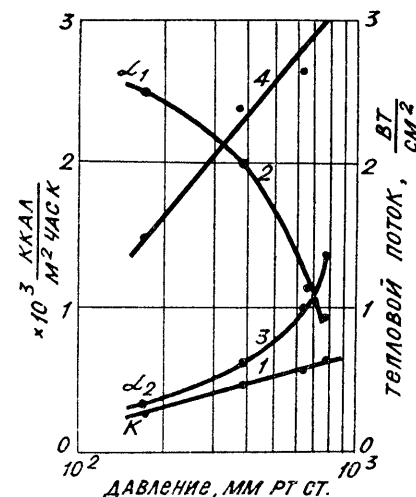


Рис. 5. Зависимость коэффициентов теплопередачи 1, теплоотдачи при конденсации воздуха 2 и кипении жидкого водорода при движении через спираль 3 от давления откачиваемого газа. Кривая 4 характеризует изменение тепловой нагрузки на конденсирующую поверхность.

## Выводы

1. Конденсационный метод откачки, основанный на удалении газов из откачиваемых объемов в жидкой фазе, вполне пригоден для безмасляной откачки объемов любых размеров.
2. В сочетании с сорбционно-конденсационной откачкой ниже тройной точки возможно осуществление полностью безмасляной откачки вакуумных объемов в интервале  $760 - 1 \cdot 10^{-13} \text{ мм рт. ст.}$
3. Измерены коэффициенты теплопередачи при работе азотного и водородного конденсационных насосов в области высоких давлений. Данные могут быть использованы при расчете конденсирующих поверхностей.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Мартинсон Е. М., Плечев Б. И., Путятин Ю. Т. ПТЭ, № 4, 1963.
2. Уиндзер Е. Сорбционные процессы в вакууме. М., Атомиздат, 1966.

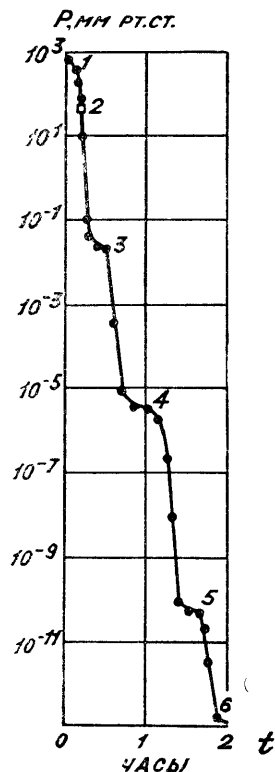


Рис. 4. Откачка объема ( $V = 820 \text{ л}$ ) от атмосферного давления до  $4 \cdot 10^{-2} \text{ мм рт. ст.}$  водородным конденсационным (до тройной точки) и сублимационным ниже тройной точки. В точке соответствующей  $P_{т.т.}$  воздуха ( $45 \text{ мм рт. ст.}$ ) сборник с сконденсированным жидким газом отсекается клапаном.



3. Донде Л. А. ПТЭ, № 1, 1969.
4. Боровик Е. С., Михайлов И. Ф., Кочан Н. А. Конференция по физике плазмы ФТИ АН УССР, 1966.
5. Бутузов О. С., Зубарев В. Б., Коняев В. П. и др. Вакуумная система Огры — II. Доклад на IV симпозиуме по инженерным проблемам термоядерных исследований. Фраскати, 1966.
6. Кобзев П. М., Юферов В. Б., Холод Ю. В. ЖТФ, № 3, 1969.
7. Юферов В. Б., Коваленко В. А., Кобзев П. М. ЖТФ, т. 37, № 9, 1967.
8. Юферов В. Б., Кобзев П. М. ЖТФ, № 3, 1969.
9. Юферов В. Б., Кобзев П. М., Гласов Б. В. ЖТФ. т. XI, 3, 592—599, 1970.
10. Герш С. Я. Глубокое охлаждение, часть II. М., Госэнергоиздат, 1960.
11. Боровик Е. С., Баграков Б. П., Кобзев П. М. ПТЭ, № 4, 1964.
12. Weil L., Lacaze A. C. R. Acad. Sci., 1950, 230, № 2.
13. Иванов М. А., Елухин П. К. „Кислород“, № 1, 1959.

УДК 533.583

**В. С. КОГАН, К. Г. БРЕСЛАВЕЦ, Р. Ф. БУЛАТОВА**

## ПРИМЕНЕНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ АДСОРБЦИИ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОГО ВАКУУМА

Активированный уголь применялся уже в первых дьюаровских сосудах для откачки межстенного пространства, однако низкотемпературный адсорбционный насос был создан только в конце 50-х годов, когда в ФТИ АН УССР [1] была предложена рациональная его конструкция и измерены его характеристики. Адсорбционный метод находится вне конкуренции, когда речь идет о получении „чистого“ вакуума без продуктов разложения масел, с минимальным парциальным давлением высококипящих компонентов воздуха. Его преимуществами являются также чрезвычайная простота, возможность эксплуатации практически без обслуживающего персонала. От других типов криогенных насосов его отличает возможность эффективного использования в качестве хладагента жидкого азота. За последние годы в ФТИ АН УССР разработано несколько серий адсорбционных насосов с закладкой адсорбента в холодную полость [1, 4] на внешнюю поверхность сосуда с хладагентом [2, 14] с использованием жалюзийной защиты [3]. Изучено большое число изотерм адсорбции различных газов в широком интервале низких температур и давлений на большом числе адсорбентов, выпускаемых промышленностью [12]. Показаны принципиальные возможности метода обеспечивать вакуум лучше

$10^{-10}$  мм рт. ст. при тщательной тренировке адсорбента и исключении десорбции газа со стенок прибора [13].

Низкотемпературные адсорбционные насосы нашли широкое применение для откачки рентгеновских трубок, электронографов и др., где они обеспечивают стабильность и длительность работы калящихся катодов [5]; электронных микроскопов и приборов для вакуумной высокотемпературной металлографии (обеспечение высокого качества шлифов) [6], масс-спектрометров (обеспечение низкого фона установки) [7], приборов для отливки и высокотемпературной обработки металлов и сплавов [8], для получения вакуумных конденсатов [15], (чистота вакуума улучшает их физические и механические свойства). Простота обращения, отсутствие коммуникаций электрического тока, охлаждающей воды, выброса откачанного газа позволяет помещать адсорбционный элемент непосредственно в сосуд с охлаждающей жидкостью. На этом принципе основаны методы получения сверхнизких температур откачкой паров гелия [9, 10] и водорода [11]. Адсорбционный метод широко применяется для откачки межстенного пространства хранилищ ожиженных газов, для длительной тренировки вакуумных приборов и, т. д.

Применение низкотемпературного адсорбционного метода основано на использовании адсорбентов, выпускаемых промышленностью для совершенно других целей. Были приняты исследования для разработки адсорбентов со структурами и физическими свойствами, оптимальными для целей криовакуумной техники. Для выбора оптимальных размеров пор и выяснения влияния пористой структуры на характеристики низкотемпературной адсорбции была исследована адсорбция молекулярных (водород, азот) и атомарных газов (гелий, неон) на серии углей, карбонизованных при различных температурах в интервале  $100—950^{\circ}\text{C}$  и активированных с различным процентом обгара — от 5 до 30%. Такие угли имеют ультрамелкопористую структуру, адсорбция в которой характеризуется большими теплотами, т. е. низкими равновесными давлениями. Однако адсорбция в таких порах, входы в которые примерно равны размерам молекул газа, не приводит при самых низких температурах к заполнению всего их объема. Для этого нужно повысить температуру адсорбента и тем активировать процесс адсорбции [16].

Для учета влияния этого эффекта и изучения его особенностей снимались два вида изотерм адсорбции газов на карбонизованных углях — обычные при  $20,4^{\circ}\text{K}$  и отогранные — на дрейфе температур от  $30—40^{\circ}\text{K}$  до  $20,4^{\circ}\text{K}$ .

Из результатов исследований, приведенных на рис. 1 и 2, видно, что угли с температурой карбонизации  $300$  и  $450^{\circ}\text{C}$  (адсорбенты № 1 и 2) обладают ультрамикроскопическими порами с размерами меньше диаметра молекул. Из-за моле-

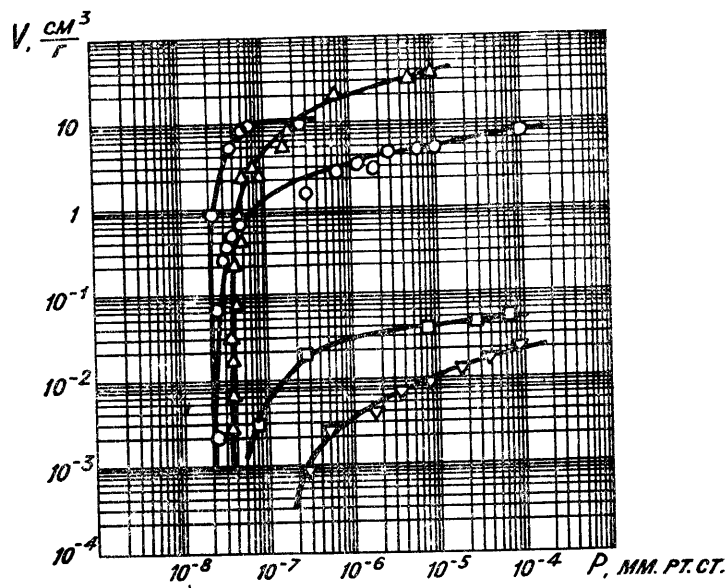


Рис. 1. Изотермы адсорбции водорода на карбонизованных углях при 20,4° K.

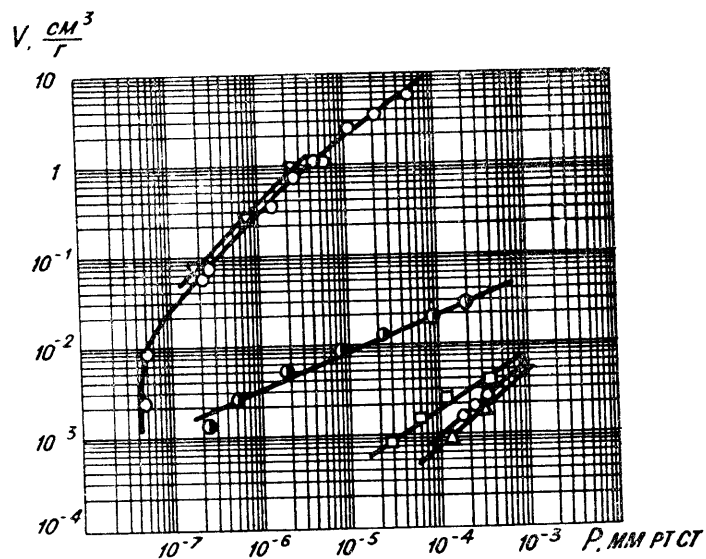


Рис. 2. Изотермы адсорбции неона на карбонизованных адсорбентах при 20,4° K.

кулярно-ситовых свойств адсорбция в них чрезвычайно низка. Угли с температурой карбонизации 550° C (адсорбент № 3) обладают довольно высокой адсорбционной емкостью, особенно в области высокого вакуума, причем на отогривной изотерме емкость по водороду на порядок выше. Для инертного неона, проникающего в мелкие поры с малой энергией активации, обычные и отогривные изотермы практически совпадают. Максимальная адсорбционная емкость достигается у угля, карбонизованного при 750° C (адсорбент № 4). По-видимому, ультрамикропористые карбонизованные угли и активные угли с малым обгаром являются наиболее перспективными для целей криовакуумной техники.

Специальные исследования были проведены для выяснения теплопроводности адсорбентов и массопереноса в них. Снимались изотермы адсорбции на тонком слое адсорбента (3 мм), толстом слое (около 200 мм) и толстом слое, пронизанном на всю глубину холодными перегородками, отстоящими друг от друга на 3 мм. Показано, что на время установления равновесия и достигнутые заполнения влияет как диффузия внутри слоя, так и характер распределения в нем температуры, обусловленный теплопроводностью.

Для повышения теплопроводности слоя адсорбента были приготовлены и исследованы адсорбенты (активные угли СКТ) с гранулами, покрытыми слоем меди. Особенно эффективными оказались адсорбенты с гранулами, поверхность которых металлизирована лишь частично. Скорость адсорбции в отдельной грануле в 4—5 раз ниже, чем в свободной от меди, но этот недостаток компенсируется менее крутой зависимостью от толщины — в результате равновесие в слое 30 мм у медненного угля устанавливается в 2—3 раза быстрее, чем у немедненного. Благодаря частично свободной от металла поверхности, адсорбционная емкость медненного угля не только не ниже, чем у исходного, а даже выше за счет более выгодного распределения температур в слое (особенно в промышленных установках, где в слое адсорбента могут создаваться значительные температурные градиенты).

Таким образом, основным путем создания эффективных адсорбентов для криовакуумной техники является разработка адсорбентов с максимальным объемом пор оптимального размера (лишь немного превосходящего диаметр адсорбируемых молекул) и достаточно высокой теплопроводностью. Существенным при работе с такими адсорбентами для обеспечения высокого предельного вакуума и большого ресурса насоса является обеспечение оптимальной температуры адсорбента, высокая степень его регенерации для освобождения ультрамикропор и тщательное обезгаживание стенок прибора для того, чтобы эти поры не оказались заполненными десорбируемым с них газом.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Лазарев Б. Г., Федорова М. Ф. ЖТФ, т. 29, вып. 7, 1959; ЖТФ, т. 30, вып. 7, 1960.
2. Донде А. Л. Авт. свид. № 177024 от 21/6 1962; ПТЭ, № 3, 167, 1967.
3. Боровик Е. С., Лазарев Б. Г., Федорова М. Ф., Цин Н. М. УФЖ, вып. 2, 175, 1957.
4. Лазарев Б. Г., Федорова М. Ф. ЖТФ, т. 31, вып. 7, 1961.
5. Коган В. С., Селиванов В. П., Булатова Р. Ф. ПТЭ, № 1, 145, 1959.
6. Гегузин Я. Е., Овчаренко Н. Н. ПТЭ, № 6, 117, 1958.
7. Бреславец К. Г., Донде А. Л. УФЖ, т. 13, № 5, 716, 1968.
8. Васютинский Б. М., Донде А. Л. и др. Известия АН СССР "Металлы", № 6, 160, 1967.
9. Швеиц А. Д. ПТЭ, 16, 5, 1965.
10. Булатов А. С., Коган В. С. ЖТФ, 54, 390, 1968.
11. Лазарев Б. Г., Миленко Ю. Я., Бреславец К. Г. ДАН СССР (серия физическая) 178, 1, 1968.
12. Федорова М. Ф., Алиев А. Н. Известия АН АзССР, № 2, 1964; ЖФХ, 38, 989, 1964; ЖФХ, 38, 2792, 1964; Известия АН БССР, серия химическая, № 1, 39, 1966; ЖФХ, 40, 877, 1966; ЖФХ, 40, 2603, 1966.
13. Лазарев Б. Г., Донде А. Л., Шаронов В. И. ПТЭ, 2, 220, 1967.
14. Донде А. Л. ПТЭ, 3, 167, ПТЭ, 5, 240, 1967.
15. Коган В. С., Серюгин А. Л. ФММ, 31, вып. 4, 1971.
16. Коган В. С., Федорова М. Ф., Карнус А. И. Основные проблемы теории физической адсорбции (Труды I Всесоюзной конференции по теоретическим вопросам адсорбции. Москва, 1968), М.: "Наука", 1970.

УДК 523.036.7:533.6.01

**В. Г. ЖАРИНОВ, Р. А. РАХИМЗЯНОВ**

### АППРОКСИМАЦИИ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ НЕСОВЕРШЕННЫХ ГАЗОВ И ПРИЛОЖЕНИЯ ИХ К РЕШЕНИЮ НЕКОТОРЫХ ЗАДАЧ

Многие задачи о течении газов все в большей степени требуют учета реальных свойств газов, изменения качества составных частей сред и их относительного содержания. Движение газов во многих случаях сопровождается химическими реакциями. При движении материальных тел важное значение могут иметь процессы фазовых переходов.

В вакуумной технике, стационарной и транспортной энергетике, авиации, химическом и металлургическом производствах и других отраслях техники рабочие процессы сопровождаются фазовыми переходами.

Для решения подобных задач модель совершенного газа становится непригодной.

Термодинамические свойства газов можно определить при решении различных задач либо с помощью уравнений состояния (эмпирических или полученных на основе некоторых физических моделей), либо с помощью таблиц, либо с помощью систем функциональных уравнений.

При решении различных задач о течении газов на машинах очень невыгодно вводить в память машины непосредственно значения функций в виде таблиц. Поэтому применяют различные аппроксимации таблиц термодинамических функций по двум переменным или получают для этих функций приближенные аналитические формулы на основе упрощенной модели газа [1÷9].

Решение даже простейших задач о течении несовершенных газов возможно, вообще говоря, лишь численными методами. Одной из основных причин этого является сложность соотношений, определяющих термодинамические модели газов.

В настоящей работе рассматриваются аппроксимации термодинамических функций несовершенных газов, позволяющие использовать аналитические методы исследования течений газов. Применяются методы чебышевского приближения. Рассматривается приложение аппроксимаций к решению некоторых задач.

В зависимости от того, какие параметры будут выбраны в качестве зависимых и независимых переменных, способы задания термодинамических моделей сред могут быть самыми различными.

При решении различных задач о течении газов часто бывает удобным использовать такие пары независимых переменных, когда одной из переменных является энтропия.

Пусть для некоторого гипотетического газа задана функция  $\rho = \alpha(s) p^{\beta(s)}$ , здесь  $\rho$  — плотность,  $s$  — энтропия,  $p$  — давление. С помощью соотношений  $\frac{1}{\rho} = \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_s$ ,  $T = \left(\frac{\partial h}{\partial s}\right)_p$  найдем

$$h = \frac{p^{1-\beta(s)}}{\alpha(s) [1-\beta(s)]} + \varphi(s),$$

$$T = \frac{[\beta(s) - 1] \left[ \alpha(s) \frac{d\beta}{ds} \ln p + \frac{d\alpha}{ds} \right] + \alpha(s) \frac{d\beta}{ds}}{\{\alpha(s) [1-\beta(s)]\}^2 p^{\beta(s)-1}} + \frac{d\varphi}{ds},$$

где  $T$  — температура,  $\varphi(s)$  — произвольная функция энтропии.

Задача построения гипотетической модели для заданной среды в данном случае сводится:

1) к задаче аппроксимации функции  $\rho = \rho(p, s)$  при  $s = \text{const}$  заданной среды функцией  $\rho = \alpha p^{\beta}$ ;

2) к задаче аппроксимации функции  $h = h(p, s)$  при  $s = \text{const}$  функцией  $h = \frac{p^{1-\beta}}{\alpha(1-\beta)} + \varphi$ ;

3) к задаче интерполирования функций  $\alpha(s)$ ,  $\beta(s)$ ,  $\varphi(s)$ , заданных в  $n$  точках.

Для определения  $\varphi$  вместо  $h(p, s)$  можно использовать, очевидно, и  $T(p, s)$

Пусть теперь задана функция  $T = \alpha(s)p^{\beta(s)}$ . В этом случае

$$h = \int \alpha(s) p^{\beta(s)} ds + \varphi(p), \quad p = \left\{ \frac{\partial}{\partial p} \left[ \int \alpha(s) p^{\beta(s)} ds \right] + \frac{d\varphi}{dp} \right\}^{-1}.$$

Задача построения гипотетической модели в данном случае также сводится к трем задачам, аналогичным выше рассмотренным.

Отметим, что в [10] для воздуха с учетом диссоциации и ионизации энтальпия выражается в виде  $h = \alpha(s)a^{\beta(s)}$  или  $h = \alpha(s)a^2 + \beta(s)$ , где  $a$  — скорость звука.

Точность приближенного представления величин характеризуется относительной погрешностью.

При аппроксимации какой-либо функции  $f(x)$  другой,  $g(x)$ , мы одинаково заинтересованы в том, чтобы относительное отклонение было мало во всех отдельно взятых точках, т. е. нас интересует равномерная аппроксимация. Мерой приближения является максимальное относительное отклонение в промежутке, т. е. число

$$\delta = \sup_{x \in [a, b]} \left| \frac{f(x) - g(x)}{f(x)} \right|.$$

Функции  $f$  и  $g$  будем предполагать однозначно заданными и непрерывными.

Таким образом, приходим к задаче наилучшего равномерного приближения по принципу минимизации модуль-максимума относительной погрешности в промежутке  $[a, b]$ :

$$\max_{x \in [a, b]} \left| \frac{f(x) - g(x)}{f(x)} \right| = \min_{\{g(x)\}}.$$

Если энтропия тождественно постоянна, модель гипотетического газа можно задать функциями  $p = p(\rho)$  (или  $T = T(p)$ ) и  $h = h(T)$ . В этом случае удобно воспользоваться соотношениями:

$$p = B\rho^x \quad (1)$$

или

$$T = Dp^{(x-1)/x} \quad (2)$$

и

$$h = cT + e, \quad (3)$$

где  $B, x, D, c, e$  — некоторые постоянные.

Нетрудно убедиться, что в первом случае (соотношения (1) и (3))  $T = Dp^{(x-1)/x} + F$ , где  $D = \frac{x}{x-1} \frac{B^{1/x}}{c}$ ,  $F$  — постоянная интегрирования. Величина  $F$  может быть определена из условия наилучшей аппроксимации функции  $T(p)$  найденным соотношением. Используя обозначение  $\bar{T} = T - F$ , можно записать

$$\bar{T} = Dp^{(x-1)/x}, \quad p = b\bar{T}, \quad h = c\bar{T} + \bar{e},$$

где

$$b = c \frac{x-1}{x}, \quad \bar{e} = e - cF.$$

Во втором случае (соотношения (2) и (3)) после несложных преобразований найдем  $p = B\rho^x$ ,  $p = b\rho T$ .

Таким образом, если в первом случае использовать величину  $\bar{T}$ , а во втором — непосредственно температуру  $T$ , соотношения для гипотетического газа в обоих случаях подобны по форме соответствующим соотношениям для совершенного газа.

Обычный прием, при помощи которого находят  $B$  и  $x$  при аппроксимации  $p = p(\rho)$  политропическим соотношением (1), заключается в том, что по известным значениям параметров в начале и конце процесса находят

$$x = \frac{\ln p_2 - \ln p_1}{\ln \rho_2 - \ln \rho_1} \quad \text{и} \quad B = \frac{p_1}{\rho_1^x} = \frac{p_2}{\rho_2^x}.$$

В случае влажного водяного пара принимают на протяжении всего процесса  $x = 1,13$  [11], равное показателю адиабаты на линии насыщения.

При решении различных задач наряду с аппроксимацией  $\frac{p}{\rho^x} = \text{const}$  применяют уравнение состояния в форме  $p = \rho RT$ .

В одних случаях в качестве  $R$  вводится постоянная для данного газа (равная универсальной газовой постоянной, деленной на молекулярный вес данного газа), как например в [12], т. е. применяется для реального газа уравнение, справедливое для совершенного газа. Несомненно, что применение этого уравнения может привести к значительным отклонениям от результатов, полученных с учетом точных свойств газов. В качестве примера сошлемся на данные, полученные в [12].

В других случаях, когда отдельные газы и смесь в целом подчиняются локально уравнениям совершенных газов, то в качестве  $R$  вводится значение газовой постоянной в начале процесса, как например в [13], или среднее значение между начальным и конечным значениями, как в [14].

Вообще говоря, указанные обычные приемы аппроксимации связи между  $p$  и  $p$  политропической зависимостью и применение термического уравнения состояния, справедливого для совершенных газов, основаны в большей мере на физической интуиции, косвенных или грубых оценках, на факте, что при этом соблюдается общая закономерность в поведении основных параметров, характеризующих состояние газа, чем на строгом соответствии уравнениям состояния. В связи с этим они применяются, в основном, для грубого или предварительного анализа.

На рис. 1, 2 построены зависимости  $\lg T = f(\lg p)$  и  $h = h(T)$  при различных значениях энтропии для диссоцииру-

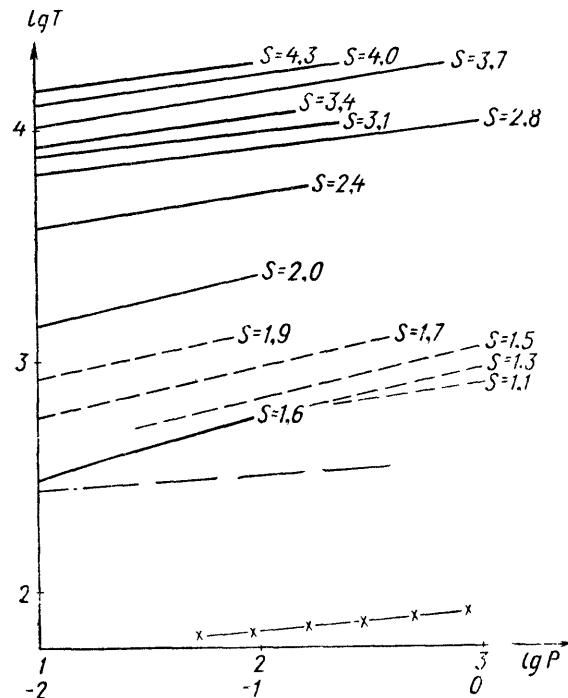


Рис. 1. Зависимости  $\lg T = f(\lg p)$  вдоль изоэнтропы для различных сред.

$T$  — °К,  $p$  — бар,  $s$  —  $\frac{\text{ккал}}{\text{кг. гр.}}$ .  
 — воздух, — перегретый водяной пар,  
 ×—×— влажный воздух, ·—·— влажный водяной пар.  
 Нижняя шкала по оси  $\lg p$  относится к влажному воздуху и влажному водяному пару.

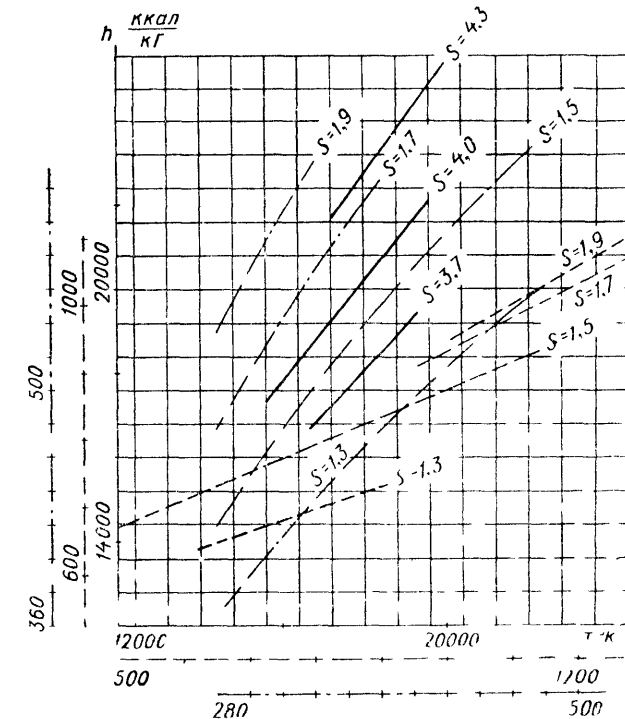


Рис. 2. Зависимости  $h = h(T)$  вдоль изоэнтропы для различных сред.

$s$  —  $\frac{\text{ккал}}{\text{кг. гр.}}$ ; — воздух, — перегретый водяной пар,  
 ·—·— влажный водяной пар.

ющего и влажного воздуха по данным [15, 16], перегретого и влажного водяного пара по данным [17]. Построенные зависимости почти линейны. Из представленных данных видно, что подобная ситуация наблюдается для сред, существенно отличающихся по своим свойствам. Очевидно, это свойство является в той или иной мере общим для несовершенных газов.

Анализ показывает, что для указанных сред в широком диапазоне изменения параметров наилучшее равномерное приближение в указанном выше смысле функций  $T = T(p)$ ,  $h = h(T)$  соответственно функциям (2) и (3) производится с точностью до нескольких процентов.

В частности, для влажного водяного пара в интервале давлений 0,006112 — 1,01325 бар максимальная погрешность при аппроксимации зависимости  $T = T(p)$  соотношением (2)

не превышает 0,8%. При этом  $D = 369,1$ ,  $\kappa = 1,065$  ( $p$  — в бар,  $T$  — в °K).

В указанном диапазоне давлений для влажного водяного пара аппроксимация энтальпии при различных значениях энтропии соотношением (3) производится с максимальной погрешностью, не превышающей 1%.

При этом для  $1,3 \leq s \leq 2,1 \frac{\text{ккал}}{\text{кг. гр.}}$  можно положить величину  $e = \text{const}$  и равной  $36,5 \frac{\text{ккал}}{\text{кг. гр.}}$ , а „ $c$ “ представить в виде  $c = s - 0,134$ .

Значения  $D$ ,  $\kappa$ ,  $c$ ,  $e$  отыскивались с помощью численных расчетов.

Для равновесных двухфазных сред существует однозначная зависимость между температурой и давлением. В этом случае, если аппроксимировать зависимость  $T = T(p)$ , величины  $D$  и  $\kappa$  не будут зависеть от энтропии. Это обстоятельство (в особенности постоянство  $\kappa$ ) приводит в некоторых случаях к преимуществу применения соотношений (1) и (3) по сравнению с соотношениями (2) и (3).

Рассмотрим упрощенную модель двухфазной среды: удельный объем жидкой фазы значительно меньше удельного объема двухфазной среды, для насыщенного пара справедливо уравнение Клапейрона — Менделеева, скрытая теплота парообразования есть линейная функция температуры, теплоемкость  $c_{ж}$  насыщенной жидкости вдоль пограничной кривой есть величина постоянная.

Для кривой упругости в данном случае можно записать

$$\ln p = \frac{A}{T} + L \ln T + E, \quad (4)$$

где  $A$ ,  $L$ ,  $E$  — некоторые постоянные величины. Функцию (4) разложим в точке  $T = T_0$  в ряд Тейлора, считая за независимую переменную  $\ln T$ . Сохранив два первых члена, будем иметь:

$$\ln p \cong \frac{A}{T_0} \left( 1 + \ln \frac{T_0}{T} \right) + L \ln T + E. \quad (5)$$

Сравнивая (2) и (5), получим

$$\kappa = \frac{LT_0 - A}{LT_0 - T_0 - A}, \quad D = \exp \left( \frac{A + ET_0 + A \ln T_0}{A - LT_0} \right). \quad (6)$$

Относительная погрешность для давления

$$\varepsilon_p = \left| 1 - \exp \left[ \frac{A}{T_0} \left( 1 + \ln \frac{T_0}{T} - \frac{T_0}{T} \right) \right] \right|.$$

Функция  $\varepsilon_p(T)$  имеет единственную экстремальную точку — точку минимума при  $T = T_0$ . Отсюда следует, что максимальное

значение относительной погрешности достигается на одном из концов заданного интервала.

Для энтальпии можно записать [18]:

$$h = c_{ж} T \left( 1 + \ln \frac{N}{T} \right) \equiv h(T), \quad (7)$$

где  $N = T_k \exp(S/c_{ж})$ ,  $T_k$  — некоторая известная температура, от которой отсчитывается энтропия, энтальпия отсчитывается от 0° K. Отсюда  $\left( \frac{\partial^2 h}{\partial T^2} \right) = -\frac{c_{ж}}{T} < 0$ , т. е. функция  $h(T)$  при  $s = \text{const}$  является строго вогнутой.

В качестве искомого наилучшего представления функции (7) функцией (3) в данном случае получим [19]

$$h = \sigma e_0 + c_0 T. \quad (8)$$

Здесь значения  $e_0$ ,  $c_0$  определяются из системы линейных уравнений:

$$\left. \begin{aligned} e_0 + c_0 T_1 &= h(T_1), \\ e_0 + c_0 T_2 &= h(T_2), \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

выражающих равенство функций (3) и (7) на концах промежутка  $[T_1, T_2]$ . Величина

$$\sigma = \frac{2}{1 + \Phi(\xi; e_0, c_0)}, \quad (10)$$

где  $\xi \in [T_1, T_2]$  — точка, в которой функция

$$\Phi(T; e_0, c_0) = \frac{e_0 + c_0 T}{h(T)} = \min.$$

Отметим, что точка  $\xi$  находится внутри промежутка  $[T_1, T_2]$  в строгом смысле. Действительно, на концах промежутка функция  $\Phi(T; e_0, c_0)$  принимает равные значения ( $\Phi = 1$ ), в промежуточных точках  $\Phi > 1$ . В силу непрерывности эта функция внутри промежутка достигает своего максимального значения. Таким образом, данная задача имеет единственное решение [19].

Учитывая (8), (9), (10), для постоянных  $c$  и  $e$  запишем:

$$c = \frac{2c_{ж}}{1 + \Phi(\xi)} \left( 1 + \frac{\ln \frac{N}{T_1} - \frac{T_2}{T_1} \ln \frac{N}{T_2}}{1 - \frac{T_2}{T_1}} \right),$$

$$e = \frac{2c_{ж} T_2 \ln \frac{T_1}{T_2}}{(1 + \Phi(\xi)) \left( 1 - \frac{T_2}{T_1} \right)}.$$

Определение стационарной точки  $T = \xi$  сводится к решению трансцендентного уравнения

$$c_0 T + e_0 \ln \frac{N}{T} = 0.$$

Соответствующее значение минимальной величины модуль-максимума относительной погрешности в промежутке  $[T_1, T_2]$  будет

$$\epsilon_n = |1 - \sigma|.$$

Рассмотрим приложения аппроксимаций к решению некоторых задач.

Соотношения (1) и (3) (или (2) и (3)) дают возможность применять для решения задач об изоэнтропическом течении не совершенных газов уравнения, справедливые для совершенных газов. Например, в случае одномерных установившихся движений можно применять хорошо разработанный аппарат газодинамических функций.

Если параметры торможения (их будем обозначать звездочкой сверху) находятся вне области данной аппроксимации, то вводим условные параметры торможения (звездочка внизу):

$$T_* = \frac{h^* - e}{c}, \quad p_* = \left( \frac{T_*}{D} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}}, \quad \rho_* = \left( \frac{p_*}{B} \right)^{1/\gamma}.$$

Если критические параметры находятся также вне области аппроксимации, удобно воспользоваться условными критическими параметрами, связанными с условными параметрами торможения соотношениями (1) и (3). Использование условных параметров позволит решать задачи так же как и в случае, если бы параметры торможения находились в области аппроксимации.

Рассмотрим прямой скачок уплотнения во влажном паре. Пусть пар за скачком влажный. Применяя законы сохранения и полагая  $\gamma = \text{const}$  и  $e = \text{const}$ , запишем:

$$\rho_1 V_1 = \rho_2 V_2, \quad p_2 - p_1 = \rho_1 V_1 (V_1 - V_2),$$

$$\frac{\gamma p_1}{(\gamma-1) \rho_1} + \frac{V_1^2}{2} = \frac{\gamma p_2}{(\gamma-1) \rho_2} + \frac{V_2^2}{2} = h_*, \quad (11)$$

где  $h_* = h^* - e$ . Введем безразмерную скорость  $\lambda = \frac{V}{\sqrt{2 \frac{\gamma-1}{\gamma+1} h_*}}$ . После соответствующих преобразований по-

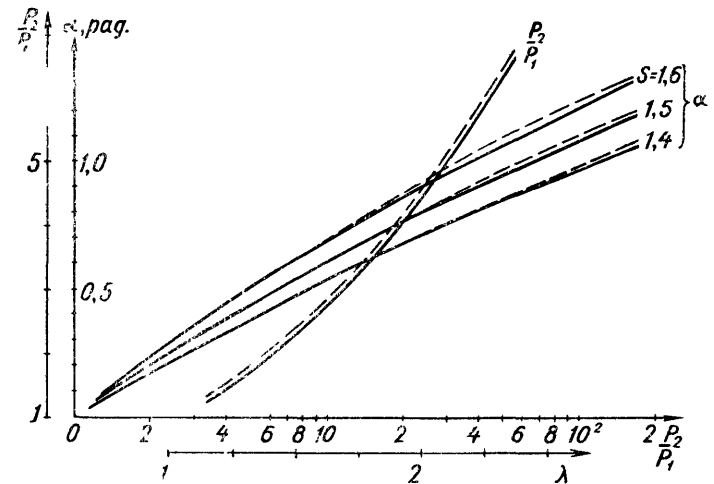


Рис. 3. Зависимости для скачка уплотнения и угла отклонения скорости.

$$\frac{P_2}{P_1} = f(\lambda_1), \quad p_1 = 0,0124 \text{ бар}, \quad \rho_1 = 0,0368 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3},$$

$$\alpha = f\left(\frac{P_2}{P_1}\right), \quad h^* = 675 \frac{\text{ккал}}{\text{кг}}, \quad p_1 = 1,01325 \text{ бар}, \quad s = \frac{h^* a_1}{\kappa_2 \cdot 2p}.$$

лучим следующие кинематическое и динамическое соотношения, аналогичные соотношениям для совершенных газов:

$$\lambda_1 \lambda_2 = 1, \quad \frac{P_2}{P_1} = \frac{\lambda_1^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1}}{1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \lambda_1^2}.$$

На рис. 3 приведены результаты расчетов интенсивности скачка в зависимости от числа  $\lambda_1$  набегающего потока (пунктирная линия). „Точное“ решение (сплошная линия) производилось методом подбора с помощью соотношений, приведенных в [20].

Пусть теперь пар за скачком перегретый, причем подчиняющийся закономерностям совершенного газа. В этом случае вместо третьего уравнения из (11) следует записать:

$$\frac{\gamma p_1}{(\gamma-1) \rho_1} + \frac{V_1^2}{2} + e = \frac{k p_2}{(k-1) \rho_2} + \frac{V_2^2}{2} + h_c,$$

где  $k$  — показатель адиабаты,  $h_c = \text{const}$  — некоторая постоянная. После соответствующих преобразований получим:

$$\lambda_2 = z(\lambda_1) \frac{k(\gamma+1)}{\gamma(k+1)} - \sqrt{\left[ z(\lambda_1) \frac{k(\gamma+1)}{\gamma(k+1)} \right]^2 - \frac{(\gamma+1)(k-1)}{(k+1)(\gamma-1)} [1 - \theta]},$$

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{2z\lambda_1(\lambda_1 - \lambda_2)}{(z+1) - \lambda_1^2(z-1)}, \quad z(\lambda_1) = \frac{1}{2}\left(\lambda_1 + \frac{1}{\lambda_1}\right), \quad \theta = \frac{h_c - e}{h_*}.$$

В заключение рассмотрим задачу об обтекании угла плоским сверхзвуковым потоком газа. При условии, что энтропия и полная энтальпия набегающего потока постоянны, для угла отклонения скорости можно записать следующее уравнение:

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

Используя аппроксимации (соотношения (2) и (3)), также введем безразмерную скорость  $\lambda$ . После соответствующих преобразований получим уравнение, аналогичное уравнению для совершенных газов:

$$d\alpha - \sqrt{\frac{\frac{2}{z+1}\lambda^2}{1 - \frac{z-1}{z+1}\lambda^2}} \frac{d\lambda}{\lambda} = 0.$$

Отсюда

$$\alpha = F(\lambda) - F(\lambda_1),$$

где

$$F(\lambda) = \sqrt{\frac{z+1}{z-1}} \arctg\left(\sqrt{\frac{z-1}{z+1}} \sqrt{\frac{\lambda^2 - 1}{1 - \frac{z-1}{z+1}\lambda^2}}\right) - \arctg \sqrt{\frac{\lambda^2 - 1}{1 - \frac{z-1}{z+1}\lambda^2}},$$

индекс „1“ относится к параметрам набегающего потока.

На рис. 3 приведены результаты расчетов для влажного водяного пара. Сплошные линии относятся к „точным“ решениям [21].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Hansen C. F. Approximation for the thermodynamic and transport properties of high-temperature air. NASATR R-50, 1959.
2. Михайлов В. В. Об аналитическом представлении термодинамических функций воздуха. — „Инженерный сборник“, 1960, 28, 31.
3. Наумова И. Н. Аппроксимация термодинамических функций воздуха. — „Ж. вычисл. матем. и матем. физ.“, 1961, 1, № 2.
4. Вертушкин В. К. Аппроксимация термодинамических функций воздуха. — „Инженерный журнал“, 1962, т. 2, № 4.
5. Крайко А. Н. Аналитическое представление термодинамических функций воздуха. — „Инженерный журнал“, 1964, т. 4, № 3.
6. Дьяконов Ю. Н. Пространственное обтекание затупленных

тел с учетом равновесных физико-химических реакций. ДАН СССР, 1964, 157, № 4.

7. Синченко С. Ф. Аппроксимация термодинамических функций воздуха. — „Ж. вычисл. матем. и матем. физ.“, 1968, 8, № 4.

8. Любимов А. Н., Русанов В. В. Течения газа около тупых тел, части I, II. М., „Наука“, 1970.

9. Алемасов В. Е., Дрегаллин А. Ф., Тишин А. П., Худяков В. А. Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания. т. I АН СССР, ВИНТИ, М., 1971.

10. Квашнина С. С., Коробейников В. П. Решение некоторых задач о движении воздуха с учетом диссоциации и ионизации. ИАН СССР, ОТН. „Механика и машиностроение“, 1960, № 2.

11. Соколов Е. Я., Зингер Н. М. Струйные аппараты. М. — Л., Госэнергиздат, 1960.

12. Кацкова О. Н. Расчет равновесных течений газа в сверхзвуковых соплах. М., ВЦ АН СССР, 1964.

13. Алемасов В. Е., Дрегаллин А. Ф., Тишин А. П. Теория ракетных двигателей. М., „Машиностроение“, 1969.

14. Васильев А. П., Кудрявцев В. М., Кузнецов В. А., Курпатенков В. Д., Обельницкий А. М., Поляев В. М., Полуян Б. Я. Основы теории и расчета жидкостных ракетных двигателей. М., „Высшая школа“, 1967.

15. Предводителев А. С., Ступоченко Е. В., Самуйлов Е. В., Стаханов И. П., Плешанов А. С., Рождественский И. Б. Таблицы термодинамических функций воздуха. М., Изд-во АН СССР, т. 1, 1957; т. 2, 1959; т. 3, 1961.

16. Вегенер П. П., Мак Л. М. Конденсация в сверхзвуковых и гиперзвуковых аэродинамических трубах. — В сб.: Проблемы механики, вып. III. М., ИЛ, 1961.

17. Вукалович М. П., Ривкин С. А., Александров А. А. Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара. М., Изд-во стандартов, 1969.

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

19. Ремез Е. Я. Общие вычислительные методы чебышевского приближения. Киев, Изд-во АН УССР, 1957.

20. Дейч М. Е., Филиппов Г. А. Газодинамика двухфазных сред. М., „Энергия“, 1968.

21. Жаринов В. Г. Обтекание угла плоским сверхзвуковым потоком термодинамически равновесного влажного пара. — В сб.: Вакуумная техника, вып. 2. Казань, Таткиноиздат, 1970.

УДК 533.6.011.8

Н. М. ГУМЕРОВ, Ф. Д. ПУТИЛОВСКИЙ, Ф. Х. ХУСНУЛЛИН

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОВОДИМОСТИ ЭЛЕМЕНТОВ ВАКУУМНЫХ СИСТЕМ

Количество газа, протекающего через элемент вакуумной системы, связано с его проводимостью зависимостью

$$Q = U(P_1 - P_2),$$

где  $P_1$  и  $P_2$  — давления для сечений 1-й и 2-й вакуумной системы соответственно.



Рассмотрим систему, в которой при постоянном потоке газа  $Q$  разность давлений ( $P_1 - P_2$ ) для исследуемой модели сравнивается с разностью давлений тонкостенной диафрагмы с известной площадью отверстия. Из этого сравнения определяем проводимость исследуемой модели, эквивалентную проводимости диафрагмы с известной площадью отверстия.

Поскольку проводимость тонкостенной диафрагмы легко определяется теоретически, то, имея рассмотренную систему, можно найти проводимость элемента вакуумной системы любой конструкции.

Для изучения проводимости элементов вакуумной системы той или иной конструкции на принципе сравнения спроектирована и изготовлена экспериментальная установка, которая состоит из вакуумной камеры, затвора, паромасляного диффузионного и механического форвакуумных насосов, пульта управления, натекателя, образцового вакуумметра, ионизационно-термопарного вакуумметра ВИТ-1А с термопарными и ионизационными преобразователями ЛТ-2 и ЛМ-2.

Основной частью установки является экспериментальная камера, общий вид которой представлен на рис. 1.

Вакуумная камера 1 состоит из двух частей, между которыми вмонтирован диск 2 с двумя отверстиями. Одно отверстие представляет собой тонкостенную диафрагму 3 с треугольным отверстием в виде равностороннего треугольника. Величина отверстия меняется с помощью металлической шторки 4, движущейся при вращении маховичка микрометрического винта. Другое отверстие 5 служит для установки исследуемой модели.

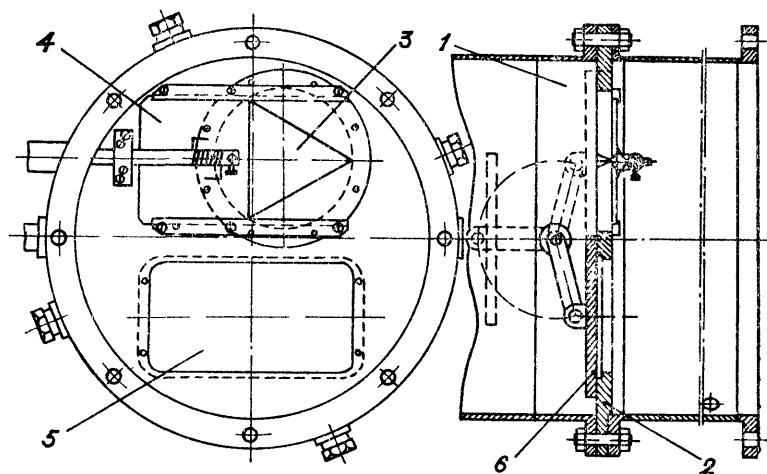


Рис. 1. Общий вид экспериментальной вакуумной камеры.

Величина проводимости диафрагмы с отверстием в виде равностороннего треугольника тарируется при помощи набора калиброванных диафрагм с круглыми отверстиями.

Камера имеет заслонку 6, которая попеременно в зависимости от желания экспериментатора может перекрывать или отверстие с испытуемой моделью, или отверстие сравнительной диафрагмы.

В [1] описана установка, принцип работы которой также основан на сравнении проводимости исследуемой модели с эквивалентной площадью диафрагмы, но обладающая существенным недостатком. Вакуумная камера ее имеет круглый вращающийся столик с восемью отверстиями постоянного диаметра, в то время как данная конструкция позволяет плавное изменение площади сравнительной диафрагмы, что увеличивает исследовательские возможности установки.

Перед началом эксперимента в камеру устанавливается исследуемая модель. Сравнительная диафрагма при этом закрыта заслонкой. Камера герметизируется. Включаются насосы и открывается затвор, соединяющий экспериментальную камеру с откачной системой. При помощи натекателя устанавливается требуемая разность давлений ( $P_1 - P_2$ ). Затем заслонкой перекрывается отверстие испытуемой модели, одновременно открывается отверстие сравнительной диафрагмы. Не меняя величину потока  $Q$ , установленную при помощи натекателя, вращением маховичка выбираем такое отверстие диафрагмы, при которой установится та же разность давлений ( $P_1 - P_2$ ), что и для исследуемой модели. По показаниям шкалы манометрического винта записываем значение площади отверстия диафрагмы  $F$ .

Согласно зависимости

$$U = \frac{Q}{P_1 - P_2},$$

проводимость исследуемой модели равна проводимости диафрагмы с данной площадью отверстия  $F$ .

Так как в экспериментах используется разность давлений ( $P_1 - P_2$ ), а не их абсолютные значения, исключается влияние ошибки показаний самого датчика давления.

Абсолютное значение проводимости исследуемой модели определяется расчетом проводимости диафрагмы с площадью отверстия  $F$  по известным теоретическим зависимостям.

Установка позволяет определить проводимость элементов вакуумных систем любой формы для различных режимов течения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Современная вакуумная техника. Сборник статей. М., ИИЛ, 1963

В. В. КОШЕРОВ, Е. Н. МАРТИНСОН, А. И. ШАЛЬНИКОВ

# УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СОРБЦИОННЫХ СВОЙСТВ ОКСИДНЫХ ПЛЕНОК НА АЛЮМИНИИ И ДРУГИХ МЕТАЛЛАХ ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ ДО $1,6^{\circ}\text{K}$ И ДАВЛЕНИЯХ ДО $10^{-13}$ мм рт. ст.

Обычно применяемые сорбенты, такие, как активированный уголь, цеолит и др., представляющие собой гранулированные нетеплопроводные материалы, при давлении ниже  $10^{-6}$  мм рт. ст. практически невозможно охладить до температуры охлаждающей ванны, так как выделяющееся тепло сорбции вследствие малой теплопроводности гранул отводится в основном только теплопроводностью остаточного газа и излучением. В этих условиях, естественно, не достигается предельное остаточное давление, соответствующее температуре охлаждающей ванны.

Улучшение охлаждения сорбента возможно, например, в условиях, когда тонкий слой сорбента находится в хорошем тепловом контакте с поверхностью металла с высокой теплопроводностью. Эти условия должны выполняться при применении в качестве сорбента, например, оксидной пленки на алюминии, титане, так как ее незначительная толщина, хороший тепловой контакт с металлом обеспечивают поддержание температуры сорбента, близкой к температуре охлаждающей ванны. Ранее одним из авторов уже было предложено использовать в качестве сорбента оксидную пленку на поверхности алюминия [1, 2]. Для исследования сорбционных свойств оксидных пленок на металлах в условиях сверхвысокого вакуума до  $10^{-13}$  мм рт. ст. и низких температур до  $1,6^{\circ}\text{K}$  была создана экспериментальная установка, принципиальная схема которой приведена на рис. 1.

Сорбционный элемент представляет собою алюминиевую трубу 1 с оксидной пленкой на ее внутренней поверхности. Оксидные пленки толщиной от 20 до 150 мк получались методом анодного оксидирования в сернокислотном электролите. Охлаждение сорбционного элемента производится погружением его в криостат с жидким гелием (или азотом), состоящий из гелиевого 3 и азотного 4 сосудов Дьюара. Для уменьшения притока тепла к сорбционному элементу последний соединяется с вакуумной системой с помощью тонкостенной трубы 2 из нержавеющей стали. Напуск исследуемого газа осуществляется с помощью нагнетателя 7 через трубку 20. Давление в сорбционном элементе измеряется инверсномагнетронным манометром ММ-14М 5 в диапазоне давлений

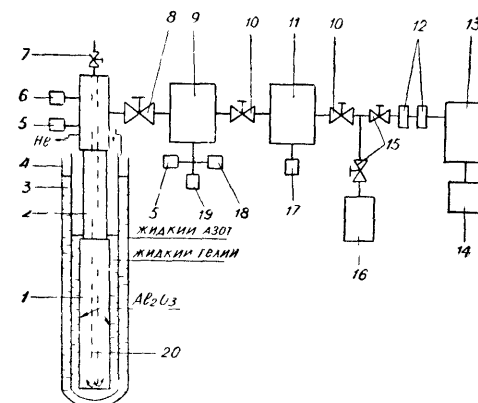


Рис. 1. Принципиальная схема установки:

1 — сорбционный элемент, 2 — тепловая развязка, 3 — гелиевый сосуд Дьюара, 4 — азотный сосуд Дьюара, 5 — инверсно-магнетронный манометр ММ-14М, 6 — датчик омегатронный РМО-4С, 7 — нагнетатель НК-2Р, 8 — прогреваемый вентиль Ду-40, 9 — магнитоэлектроразрядный насос ТРИОН-150, 10 — прогреваемый вентиль Ду-25, 11 — магнитоэлектроразрядный насос НЭМ-100-1, 12 — азотная ловушка, 13 — диффузионный насос ЦВЛ-100, 14 — механический насос ВН-461М, 15 — непрогреваемый вентиль Ду-25, 16 — цеолитовый форвакуумный насос, 17 — ионизационный манометр МИ-12-7, 18 — ионизационный манометр МИ-12-8, 19 — термопарный манометр МТ-8, 20 — трубка для напуска газа.

$10^{-5} - 10^{-13}$  мм рт. ст. или ионизационным манометром МИ-12-8 — в диапазоне давлений  $10^{-5} - 10^{-10}$  мм рт. ст. Состав остаточных газов в сорбционном элементе при давлениях до  $10^{-10}$  мм рт. ст. определяется датчиком РМО-4С 6 измерителя парциальных давлений ИПДО-1 [3, 4]. Алюминиевый сорбционный элемент соединен с тепловой развязкой из нержавеющей стали с помощью переходного кольца, выполненного из биметалла Х18Н9Т + АМг6. Такой переходник выдерживает многократный прогрев до  $400^{\circ}\text{C}$  и охлаждение до  $1,6^{\circ}\text{K}$  без нарушения вакуумной плотности.

С целью получения чистой сорбирующей поверхности на конечной стадии обезгаживания и откачки системы применены магнитоэлектроразрядные титановые насосы. Обезгаживание сорбента, манометрических датчиков, вентилей 8 и основного насоса ТРИОН-150 9 производится под откачкой насосом НЭМ-100-1 11. Предельный вакуум  $4 - 5 \cdot 10^{-11}$  мм рт. ст. в сорбционном элементе (до его охлаждения) достигается с помощью насоса ТРИОН-150 9.

После закрытия вентилей 8 и заполнения криостата жидким гелием манометрический датчик ММ-14М фиксирует давление ниже  $10^{-13}$  мм рт. ст. Дальнейшее понижение температуры сорбционного элемента достигается путем понижения

давления над жидким гелием в криостате с помощью механического вакуумного насоса, заданное давление при этом поддерживается с помощью регулятора скорости откачки.

Спектр остаточных газов в обезгаженном сорбционном элементе, откачиваемым насосом НЭМ-100-1, при давлении  $5 \cdot 10^{-9}$  мм рт. ст. состоял из  $H_2$ , А, СО и следов гелия. При откачке насосом ТРИОН-150 с анодом, охлаждаемым жидким азотом, при давлении  $5 \cdot 10^{-10}$  мм рт. ст. спектр остаточных газов состоял из водорода и окиси углерода.

Полученная изотерма сорбции гелия оксидной пленкой толщиной 20 мк при охлаждении жидким гелием удовлетворительно подчиняется уравниванию Фрейндлиха

$$V = kp^{1/n}.$$

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Шальников А. И. Авт. свид. СССР, кл. GO2 d, № 156262.
2. Герасимов Л. Л., Данилова Н. П., Шальников А. И., ПТЭ, № 4, 1964
3. Аверина А. П. ПТЭ, № 3, 1962.
4. Туровцева З. Н., Шевалевский Л. Д. ПТЭ, № 6, 1963.

УДК 536.63

Ю. А. ПОСКОНИН

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИЗОХОРНОЙ ТЕПЛОЕМКОСТИ

В основе созданной установки для измерения теплоемкости  $C_v$  паров и жидкостей в диапазоне температур 280—400 К лежит метод и конструкция калориметра, предложенные в [1] и [2].

Конструкция калориметрической части установки приведена на рис. 1. Исследуемое вещество помещается в тонкостенный (0,16 мм) отполированный с обеих сторон калориметр ( $d = 48$  мм), изготовленный из нержавеющей стали, вес которого  $\sim 80$  г, а внутренний объем при  $t = 20^\circ \text{C}$  —  $248,89 \text{ см}^3$ . Нагреватель 2 калориметра выполнен из константана ( $\sim 15 \text{ ом}$ ) и пропущен через нержавеющий капилляр ( $\varnothing 1,2 \times 0,3$  мм). Количество выделяемого нагревателем тепла измеряется с погрешностью  $\sim 0,2\%$  (погрешности  $i$  и  $v \sim 0,05\%$ , а  $\tau \sim 0,1\%$ ). При этом используется потенциометр Р-307 и секундомер С-11-16.

Для измерения температуры применен образцовый платиновый термометр сопротивления 3 ( $W_{100} = 1,39252$ ;  $W_{-182,97} = 0,24388$ ;  $R_0 = 99,6190 \text{ ом}$ ), который располагается в медной гильзе 4. Сопротивление термометра измеряется при двух

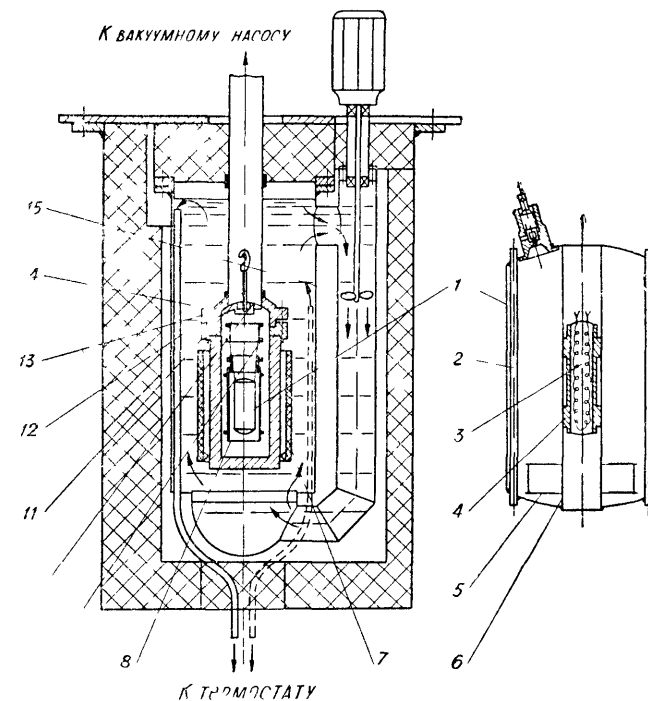


Рис. 1. Конструкция калориметрической части установки.

направлениях рабочего тока потенциометром Р-308. Погрешность измерения температуры по шкале термометра  $\sim 0,001^\circ$ .

С целью устранения влияния гидростатического эффекта на вещество, а также градиента температуры у вещества по высоте калориметра внутри него размещена мешалка 5, изготовленная из пермаллоя и перемещающаяся по направляющей 6 под действием селеноидов 7. Контроль за градиентом температуры по высоте калориметра осуществляется с точностью  $\sim 0,003^\circ$  односпайной медь-константановой термопарой, подключенной к гальванометру М17/1. Чтобы исключить потери тепла за счет теплопроводности, среда, окружающая калориметр, вакуумируется ( $\sim 10^{-5} - 10^{-6}$  тор). Потери тепла на излучение устраняются адiabатизацией калориметра тонкостенной медной (0,2 мм) ширмой 8, посеребренной и отполированной изнутри. Ширма изготовлена электролитическим способом. Адиабатизация калориметра осуществляется вручную с помощью нагревателя, укрепленного на внешней стороне ширмы клеем БФ-6. Градиент температуры между калориметром и ширмой контролируется с точностью  $0,001^\circ$  трехспайной дифференциальной медь-константановой термопарой и гальванометром М17/1.

Ф. Д. ПУТИЛОВСКИЙ, И. Г. ШНЕЙДЕР

# ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОНДЕНСАТА ПАРОВ ВЕЩЕСТВ ПО ВЫПУКЛОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

При конструировании установок для нанесения пленок испарением веществ в вакууме необходимо прежде всего определить геометрию расположения испарителей относительно приемной поверхности.

В основу расчета, как правило, кладется знание трех параметров: допуска на равномерность пленочного покрытия, размеров объекта напыления и его формы.

В случае плоского или вогнутого сферического объекта напыления поставленная задача легко решается на основании теоретического рассмотрения изменения толщины пленочного покрытия по поверхности напыления в зависимости от расстояния и расположения испарителей относительно ее [1]. Для объектов выпуклых криволинейных форм в опубликованной литературе подобные рассмотрения касаются в основном цилиндра, что не позволяет конструктору выбрать правильное решение при разработке установок для получения вакуумных пленочных покрытий криволинейных объектов других форм.

Для восполнения этого пробела ниже разобраны случаи распределения конденсата паров веществ по выпуклой сферической поверхности при их испарении из центрального источника и испарителей, расположенных по окружности. При этом, в случае центрального источника, последний и центр сферической поверхности расположены на одной прямой, а в случае испарителей, расположенных по окружности, — центры сферы и окружности лежат на одной нормали к плоскости расположения испарителей.

## Распределение конденсата по выпуклой сферической поверхности от центральных точечного и плоскостного испарителей

Толщина конденсата в точке, соответствующей площадке  $dS$  (рис. 1), определяется [1] выражением:

$$t = \frac{m}{4\pi\rho} \cdot \frac{\cos\theta}{l^2} \quad (1)$$

— для точечного испарителя и

$$t = \frac{m}{\pi\rho} \cdot \frac{\cos\varphi \cdot \cos\theta}{l^2} \quad (1')$$

— для испарителя плоскостного,

Провода, идущие от калориметра, обматываются вокруг ширмы и крепятся с помощью клея БФ-2. Затем провода обматываются таким же способом вокруг кольца 9, температура которого с помощью нагревателя, укрепленного на нем, поддерживается равной температуре ширмы с точностью  $\sim 0,003\%$ . Таким образом исключается теплообмен по проводам между калориметром и ширмой, а ширмы с кольцом. Контроль за градиентом температуры между ширмой и кольцом осуществляется односпайной медь-константановой термопарой и гальванометром М17/1. Провода от кольца выведены по вакуумному трубопроводу 10, а из него в окружающую среду — через вакуумные вводы на фланце вакуумного агрегата ВА-05-4.

Калориметрическая часть установки на тонких металлических нитях подвешена к медному экрану 11, прижатому подвесом 12 к бронзовому фланцу медного блока 13. Медный блок термостатируется проточным методом в масляной ванне 14. В качестве термостатирующей жидкости используется трансформаторное масло, которое подается из термостата И-8 и интенсивно перемешивается в ванне устройством 15. Исследования показали, что через 10—14 часов термостатирования и при работе селеноидов 7 один-два цикла за пять минут (цикл — движение мешалки 5 вверх-вниз) на внутренней поверхности медного блока устанавливается температура с точностью  $0,01 \div 0,03^\circ$ , а по высоте блока наблюдается градиент температуры  $0,005 \div 0,007^\circ$  на 100 мм высоты.

Методика проведения эксперимента заключается в следующем. После заполнения калориметра исследуемым веществом калориметрическая часть установки, находящаяся в среде воздуха (гелия), выводится с помощью термостата на необходимый для измерения температурный режим. Далее производится вакуумирование и подбирается с помощью нагревателей на ширме и на кольце устойчивый по времени температурный ход калориметра  $\sim 1,01$  град/час. Затем включается нагреватель калориметра и замеряется его мощность. После выключения нагревателя так же как до и в период нагрева, строго соблюдается адиабатизация калориметра. По достижении устойчивого по времени температурного хода того же порядка, как и до нагрева, снова включается нагреватель калориметра и цикл измерений повторяется. Значение температуры до и после нагрева, а также значение температурного шага находится путем экстраполяции температурных ходов на середину периода нагрева.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Воронель А. В., Стрелков П. Г. ПТЭ, № 6, 111, 1960.
2. N. de Nevers, J. J. Martin. A. J. Ch. J. vol. 6, 1, 44, 1960.

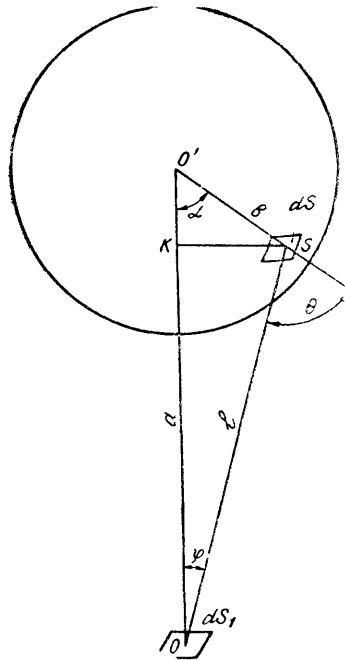


Рис. 1. Схема обозначения параметров для центрального испарителя.

где  $m$ ,  $\rho$  — соответственно масса и плотность испаряемого вещества;

$\varphi$ ,  $\theta$  — углы, под которыми поток пара соответственно испаряется и поступает на приемную поверхность.

Как видно из рис. 1, входящие в формулы (1) и (1') величины определяются тремя параметрами: расстоянием от центра сферы до испарителя  $O'O = a$ , азимутом рассматриваемой точки сферы  $\alpha$  и радиусом сферы  $O'S = b$ .

Действительно:

$$l^2 = a^2 + b^2 - 2ab \cos \alpha, \quad (2)$$

$$\cos \theta = \frac{a^2 - b^2 - l^2}{2}, \quad (3)$$

$$\cos \varphi = \frac{a - b \cos \alpha}{l}. \quad (4)$$

Внося соотношения (2), (3), (4) в (1) и (1') и применив следующие обозначения:

$A = \frac{a}{b}$  — расстояние в долях радиуса сферы,

$$k = \frac{m}{4\pi\rho b^2}; \quad k' = \frac{m}{\pi\rho b^2},$$

получим:

для точечного источника:

$$t = k \frac{A \cos \alpha - 1}{[A^2 - 2A \cos \alpha + 1]^{3/2}}, \quad (5)$$

при  $\alpha = 0$  толщина над источником:

$$t_0 = k \frac{1}{(A - 1)^2}; \quad (5')$$

для плоскостного источника:

$$t = k' \frac{(A - \cos \alpha)(A \cos \alpha - 1)}{A^2 - 2A \cos \alpha + 1}, \quad (6)$$

при  $\alpha = 0$  толщина над источником:

$$t_0 = k' \frac{1}{(A - 1)^2}. \quad (6')$$

## Распределение конденсата по выпуклой сферической поверхности от испарителей, расположенных по окружности

В случае окружности с непрерывным распределением элементарных испарителей количество металла, испаренного элементом окружности в данном направлении, составит:

$$dm = \frac{m}{2\pi} d\gamma,$$

где  $d\gamma$  — элемент дуги окружности.

С учетом этого положения получим для толщины конденсата в точке соответствующей площадке  $dS$  сферической поверхности от элементарного испарителя  $dS_1$  следующие выражения:

$$dt = \frac{dm}{4\pi\rho} \cdot \frac{\cos \theta}{l^2} = k_1 \frac{\cos \theta}{l^2} d\gamma \quad (7)$$

— для точечного испарителя,

$$dt = \frac{dm}{\pi\rho} \cdot \frac{\cos \theta \cdot \cos \varphi}{l^2} = k'_1 \frac{\cos \theta \cos \varphi}{l^2} d\gamma \quad (8)$$

— для плоскостного источника,

$$\text{где } k_1 = \frac{m}{8\pi^2\rho}, \quad k'_1 = \frac{m}{2\pi^2\rho}.$$

Далее из рис. 2 при разборе  $\triangle SO'S_2$ ,  $\triangle SS_1S_2$  и  $\triangle SO'O''$  получим для  $l$  и  $\varphi$  выражения:

$$l^2 = N + L \cdot \cos \gamma, \quad (9)$$

где  $N = a^2 + r^2 + b^2 - 2ab \cos \alpha$ ;  
 $L = 2br \sin \alpha$

$$\cos \varphi = \frac{a - b \cos \alpha}{l}; \quad (10)$$

а из  $\triangle SO''S_1$  и  $\triangle O''S_1O$  с учетом (9) —

$$\cos \theta = \frac{M - (N + L \cos \gamma)}{2bl}, \quad (11)$$

где  $M = a^2 + r^2 - b^2$ .

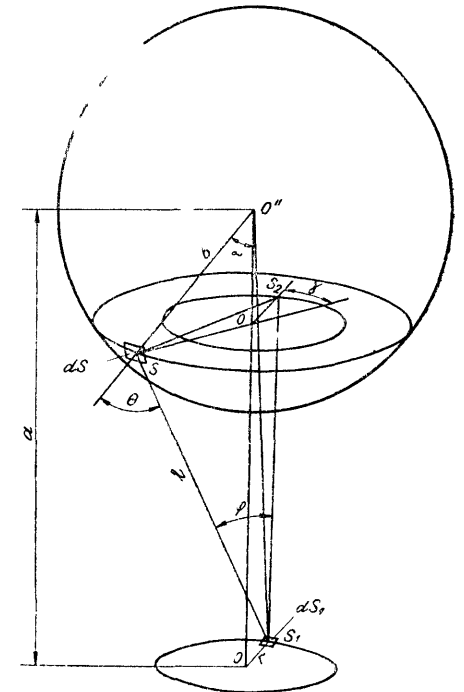


Рис. 2. Схема обозначения параметров для испарителей, расположенных по окружности.

Внося в (7) значения  $L$ ,  $\cos \theta$ , а в (8) еще значение  $\cos \varphi$  и произведя преобразования, получим для точечного и плоскостного испарителей соответственно:

$$dt = \frac{k_1}{2b} \left[ \frac{M}{(N + L \cos \gamma)^{3/2}} - \frac{1}{(N + L \cos \gamma)^{1/2}} \right] \cdot d\gamma, \quad (12)$$

$$dt = \frac{k'_1}{2b} D \left[ \frac{M}{(N + L \cos \gamma)^2} - \frac{1}{N + L \cos \gamma} \right] d\gamma, \quad (13)$$

где  $D = a - b \cos \alpha$ .

Интегрирование (12) и (13) по всей окружности, как можно показать [2], дает для толщины пленки в произвольной точке  $S$  сферической поверхности следующие выражения:

для точечных испарителей:

$$t = k_2 \frac{M}{N-L} \cdot E \cdot \frac{2L}{N-L} - K \frac{2L}{N+L}, \quad (14)$$

где

$$k_2 = \frac{2k_1}{b \sqrt{N+L}} = \frac{m}{4\pi^2 \rho b \sqrt{N-L}},$$

а  $E$  и  $K$  — полные эллиптические интегралы 2-го и 1-го рода соответственно;

для плоскостных испарителей:

$$t = k'_2 \frac{N(M-N) + L^2}{(N^2 - L^2)^{3/2}}, \quad (15)$$

где

$$k'_2 = \pi \frac{k'_1 D}{b} = \frac{m(a - b \cos \alpha)}{2\pi \rho b}.$$

При  $\alpha = 0$  выражение (15) принимает вид:

$$t_0 = \frac{m}{\pi \rho b^2} \cdot \left[ \frac{A-1}{(A-1)^2 + R^2} \right]^2, \quad (15')$$

где  $A = \frac{a}{b}$ ,  $R = \frac{r}{b}$ .

Предельные значения формул (5), (6), (14) и (15), когда  $b \rightarrow \infty$ , а  $(a-b) \rightarrow h = \text{const}$ , дают известные распределения по плоскости [1].

### Числовой расчет распределения конденсата

Для плоскостных испарителей было проведено более детальное рассмотрение распределения конденсата по приемной поверхности путем анализа расчетных кривых по выражениям (6), (6'), (15) и (15').

На рис. 3 представлено семейство кривых изменения относительной толщины конденсата  $\frac{t}{t_0}$  по азимуту  $\alpha$  точек сферы при различных значениях параметра  $A$  для центрального испарителя. Отсчет азимута  $\alpha$  ведется от оси.

По приведенным графикам можно определить, на какое расстояние  $A$  при заданном радиусе сферы  $R$  следует удалить источник для соблюдения определенного допуска на равномерность покрытия, какого размера следует выбрать экран для удержания нежелательной части потока из испарителя, какую часть сферической поверхности можно покрыть при заданном допуске на равномерность и т. д.

Аналогичные сведения дают графики распределения и в случае расположения испарителей по окружности. Для этого случая расчет кривых распределения относительной толщины покрытия велся по формуле:

$$\frac{t}{t_0} = \frac{(A - \cos \alpha) [(A-1)^2 - R^2]^2 [(A \cos \alpha - 1) (A^2 + R^2 + 1 - 2A \cos \alpha) + 2R^2 \sin^2 \alpha]}{(A-1)^2 [(A^2 + R^2 + 1 - 2A \cos \alpha)^2 - (2R \sin \alpha)^2]^2}, \quad (16)$$

которая получается при совместном решении (15) и (15') и подстановке в них значений  $L$ ,  $M$ ,  $N$  и  $D$ .

Как видно из формулы (16), распределение толщины для такого расположения испарителей зависит от двух параметров  $A$  и  $R$ .

На рис. 4, 5, приведены примеры графиков расчетных кривых изменения относительной толщины покрытия  $\frac{t}{t_0}$  по азимуту  $\alpha$  точек сферы при различных значениях параметров  $A$  и  $R$  для расположения испарителей по окружности.

Анализ графиков, соответствующих различным значениям  $A$  и  $R$  позволил выявить значения  $R$ , при которых пленочное покрытие оказывается наиболее равномерным (рис. 4). Семейство кривых с очень плохой равномерностью приведено на рис. 5.

При выполнении работы все расчеты производились на электронно-вычислительной машине „Наири“.

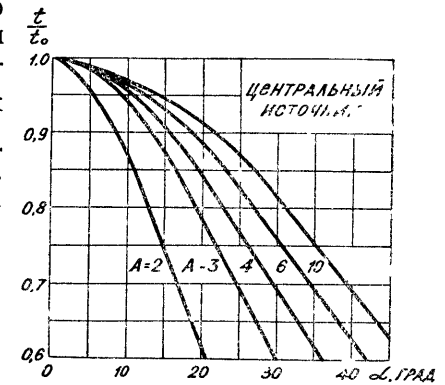


Рис. 3. Изменение относительной толщины покрытия по азимуту точек сферы для центрального испарителя.

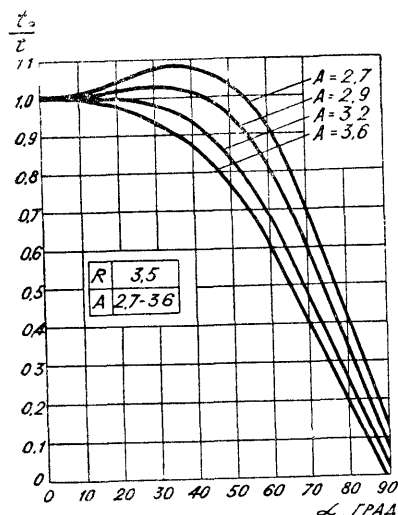


Рис. 4. Изменение относительной толщины покрытия по азимуту точек сферы для расположения испарителей по окружности при  $R = 3,5$ .

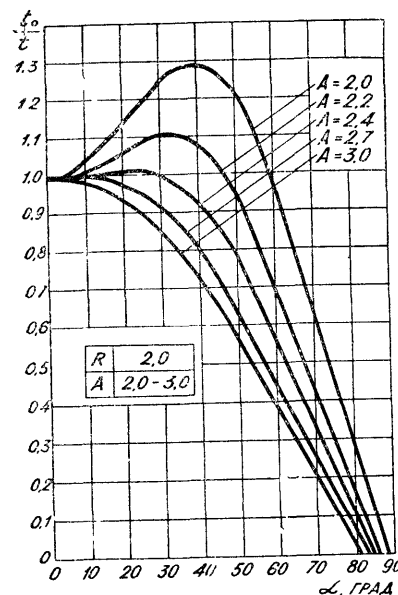


Рис. 5. Изменение относительной толщины покрытия по азимуту точек сферы для расположения испарителей по окружности при  $R = 2$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Холланд Л. Нанесение тонких пленок в вакууме. М.—Л., Госэнергоиздат, 1963.
2. Градштейн И. С. и Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., Госфизматиздат. 1962.

УДК 621.793.14

Ф. Д. ПУТИЛОВСКИЙ, И. Г. ШНЕЙДЕР

## ПОЛУЧЕНИЕ РАВНОМЕРНЫХ ПЛЕНОЧНЫХ ПОКРЫТИЙ НА ВЫПУКЛЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЯХ

### I. ВВЕДЕНИЕ

Если распределение конденсата паров веществ по плоской поверхности и внутренней поверхности сферы имеет теоретическое, так и практическое решение [Л 1, 2], и результаты этих работ позволяют довольно точно предсказывать степень

равномерности пленочного покрытия на образцах при испарении веществ из точечных и плоскостных источников пара и определять местоположение этих источников относительно образцов, то в известной литературе, к сожалению, отсутствуют теоретические работы по равномерным пленочным покрытиям на выпуклых сферических поверхностях, а имеющиеся данные практических работ [3] явно недостаточны для проектирования.

### II. ОБОСНОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ РАВНОМЕРНОГО ПОКРЫТИЯ НА ВЫПУКЛОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В литературе приводятся теоретические решения распределения толщины конденсата на плоскости из различно расположенных источников пара. Так, например, известны кривые распределения конденсата на плоскости при испарении из центрального источника, из кольцевого источника и др.

Анализ кривых Штекельмехера [1] по распределению конденсата, испаряемого из центрального источника на плоскую приемную поверхность, показывает, что толщина пленки всегда уменьшается от точки плоскости, находящейся над испарителем, к периферии.

При тех же условиях нанесения покрытия на выпуклую сферическую поверхность изменение толщины к периферии окажется более резким, т. к. углы, под которыми молекулярный поток пара поступает на различные участки приемной поверхности будут, при прочих равных условиях, больше чем для плоскости. Следовательно, нельзя ожидать получения равномерного по толщине тонкопленочного покрытия на сферической поверхности с помощью центрального источника, не создавая при этом особой механической системы для сложного перемещения сферы относительно источника пара.

Иное распределение конденсата по приемной поверхности можно получить от кольцевых испарителей. Если расположить испарители по окружности, а плоскую приемную поверхность — параллельно плоскости круга с испарителями, то распределение конденсата может иметь падающую, равномерную или возрастающую характеристики [1].

На рис. 1 представлены кривые распределения конденсата по Штекельмехеру для указанной геометрии, где по оси ординат отложена величина  $t$ , пропорциональная толщине покрытия, по оси абсцисс величина  $A$ , равная отношению расстояния точки плоскости от начала отсчета к радиусу кольца  $R$ . Анализ кривых показывает, что их характер зависит от величины  $A$ .

Возрастание толщины пленки к периферии плоской поверхности происходит в том случае, когда расстояние  $h$  до приемной поверхности меньше радиуса окружности  $R$ , на кото-

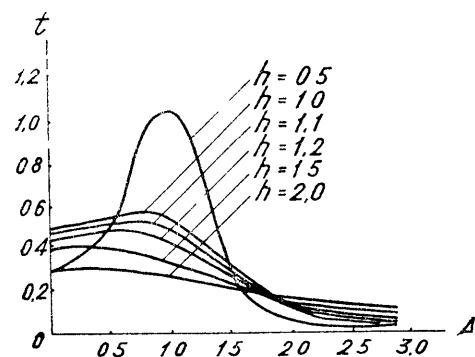


Рис. 1. Распределение покрытия на плоской поверхности при испарении из кольцевого поверхностного источника.

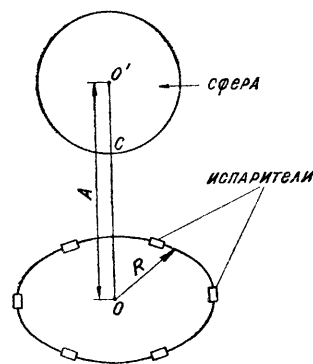


Рис. 2. Схема кругового расположения испарителей относительно приемной сферической поверхности.

рой расположены испарители. Используем эту геометрию расположения испарителей относительно приемной выпуклой поверхности сферы. Иными словами, расположим сферу над плоскостью круга так, чтобы ее центр (рис. 2) проектировался в центр круга, по окружности которого расположены испарители, а расстояние от центра сферы до плоскости круга  $A$  сделаем меньше радиуса круга  $R$ . В этом случае распределение конденсата по сферической поверхности может оказаться равномернее, чем на плоскости за счет того, что угол падения молекулярного потока на сферу, исключая области нормального падения, при прочих равных условиях, больше, чем на плоскую поверхность, и, следовательно, толщина пленки к „периферии“ сферы должна уменьшаться в соответствии с косинусом угла падения. Под „периферией“ понимаются точки сферы, удаленные от точки  $C$ .

Таким образом, меняя параметры  $A$  и  $R$  рабочего пространства, можно ожидать, при некотором их отношении, достаточно равномерную конденсацию пара металлов на значительной части поверхности сферы.

Приведенное предположение показывает принципиальную возможность получения равномерной пленки на выпуклой сферической поверхности образца и нашло свое экспериментальное подтверждение в работе.

### III. КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО СТЕНДА

Для проведения исследований был смонтирован экспериментальный стенд. Стенд состоит из следующих основных частей:

1. Вакуумная напылительная камера.
2. Откачная система.
3. Блок низковольтных источников питания.
4. Пульт управления.

Оснастка вакуумной напылительной камеры позволяет:

1. Имитировать круговое распределение испарителей путем вращения напыляемого образца вокруг вертикальной оси.
2. Направлять поток пара на любую часть поверхности сферы путем подачи на образец вращения и вокруг горизонтальной оси.
3. Перемещать в любом направлении испарители.
4. Вводить в камеру низковольтную мощность.
5. Измерять температуру в любой точке камеры, образцов и испарителей.

### IV. МЕТОДИКА ТОПОГРАФИРОВАНИЯ ПЛЕНКИ НА ПОВЕРХНОСТИ СФЕРЫ И ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

На поверхности пленки, напыленной на образцы, рисовалась сетка, подобная геодезической, которая разбивала поверхность на большое число участков (см. рис. 3). Точки пересечения меридиан и параллелей определяли в градусах координаты точек  $N_i$ :  $\varphi_i$  — широту,  $\lambda_i$  — долготу. В окрестности каждой точки толщина измерялась в 10 местах многократно и за толщину пленки в точке  $N_i$  принималось среднее значение этих измерений. Далее, по экспериментальным данным замеров толщины находились: относительное отклонение толщины в каждой точке  $\Delta_i$  от среднего арифметического значе-

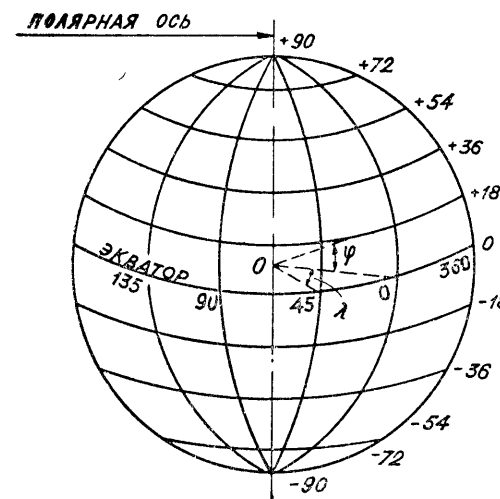


Рис. 3. Координатная сетка на сферической поверхности.



ния толщины  $\varepsilon_{\text{ср}}$  по всем замерам  $\delta = \frac{\Delta_l}{\varepsilon_{\text{ср}}} \%$  и отношение абсолютного средне-арифметического значения отклонений по всем замерам к среднему значению толщины пленки по поверхности  $\delta^* = \frac{|\sum \Delta_l|}{n \varepsilon_{\text{ср}}} \%$ , где  $n$  — количество замеров. Методика проведения замеров толщины и применяемые приборы были определены в работе, предшествующей данной.

## V. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЫ

Экспериментальный материал позволяет вести анализ в двух направлениях: во-первых, как зависит средне-арифметическое отклонение толщины пленки от расположения испарителей и, во-вторых, как изменяется толщина пленки на сфере.

Наибольшую наглядность результаты эксперимента имеют при их графическом изображении. Так семейство кривых, соответствующих опытам на полусфере, представлено на рис. 4, а для сферы — на рис. 5. В качестве координат при-

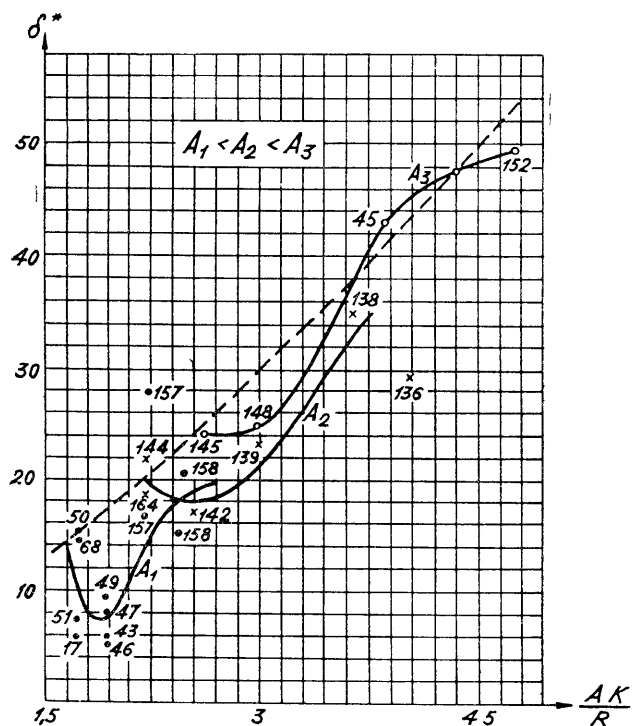


Рис. 4. Зависимость  $\delta^*$  для полусферы от положения испарителей.

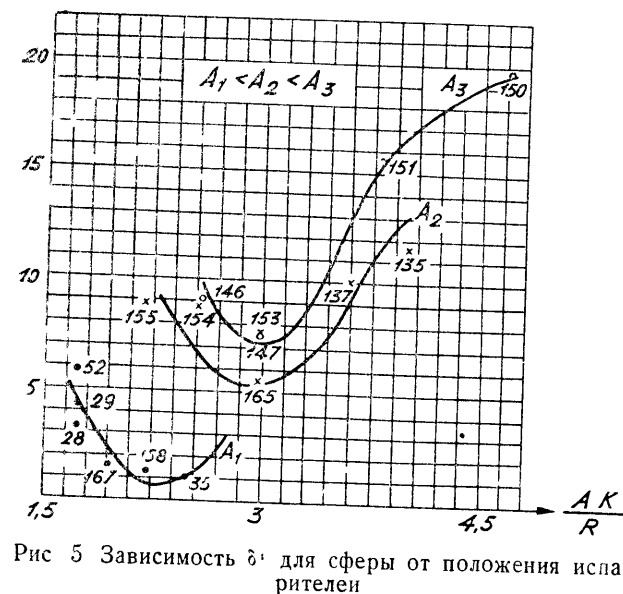


Рис. 5. Зависимость  $\delta^*$  для сферы от положения испарителей

няты величины  $\delta^*$  и отношение параметров  $\frac{Ak}{R}$ . Смысл величин  $A$  и  $R$  понятен из рис. 2,  $k$  — коэффициент.

Каждая точка на графиках соответствует одному опыту; номер опыта отмечен цифрой. Опыты с одинаковыми значениями  $A$  образуют самостоятельные кривые.

Анализ семейств кривых рис. 4 и 5 показывает их следующие особенности:

1. Каждая кривая при постоянном  $A$  имеет минимум.
2. С уменьшением значения  $A$  минимум смещается в область меньших отношений  $A/R$ , причем само значение функции  $\delta^*$  в минимуме также уменьшается.
3. Кривые рис. 5 имеют более пологие минимумы, чем кривые рис. 4.
4. Для любого значения параметра  $A/R$  значение функции  $\delta^*$  при выбранном  $A$  всегда меньше для кривых рис. 5, чем для кривых рис. 4. Иными словами, если параметры  $A$  и  $R$  позволяют получить на полусфере покрытие с приемлемым допуском на равномерность, то равномерность пленки для полной сферы и подавно будет лежать в требуемом допуске, что весьма важно при выборе параметров  $A$  и  $R$  рабочего пространства камеры.

С целью наглядного представления распределения толщин пленки по сфере на рис. 6 и 7 приводятся графики по топо-

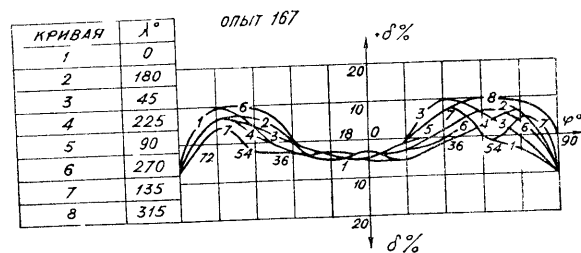


Рис. 6. Распределение относительной толщины пленки на сфере.

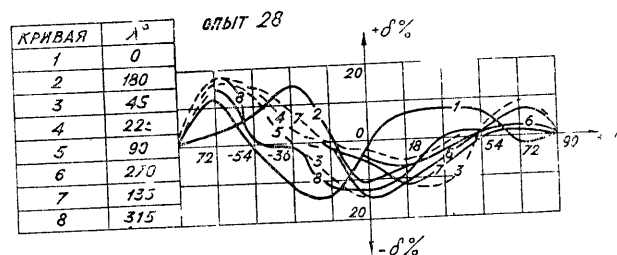


Рис. 7. Распределение относительной толщины пленки на сфере.

графии пленочного покрытия для двух опытов. Они построены в координатах  $\delta$ ,  $\varphi$ , где

$\varphi$  — широта нахождения точки в градусах,

$\delta$  — относительное отклонение толщины в данной точке от средне-арифметического значения толщины по всем замерам.

Каждая кривая соответствует определенному меридиану. Графики позволяют проследить как меняется толщина пленки вдоль меридиана, от одного меридиана к другому и в каких границах колеблется толщина по всей сфере.

Как следует из графиков рис. 5 и видно из графиков рис. 6, при двойном вращении наиболее равномерная пленка получается при расположении испарителей, характеризующем параметрами опыта 167 и менее равномерная пленка в опыте 28. Максимальное отклонение от среднего значения толщины в этих опытах оказалось не более соответственно

$$\delta_{167} = \pm 10\% \text{ и } \delta_{28} = \pm 17\%.$$

Отступление от выбранной геометрии приводит к ухудшению равномерности. Аналогичные закономерности наблюдаются и для пленок на полусфере. Причем наилучшей равномерностью на полусфере обладают пленки, полученные при таком же расположении испарителей, как и для сферы.

На основе анализа экспериментов можно утверждать, что задача получения тонкопленочного покрытия на выпуклой сферической поверхности с допуском на равномерность  $\pm (10-20)\%$  решена.

## VI. ВЫВОДЫ

1. На наружной поверхности сферы или полусферы можно получать пленочные покрытия с определенным допуском на равномерность.

2. Аппаратура для нанесения пленок должна состоять из блока испарителей, расположенных в горизонтальной плоскости по кругу, и узла, обеспечивающего вращение образца вокруг одной оси или двух взаимноперпендикулярных осей одновременно. Одна ось вертикальная и проходит через центры образца и круга с испарителями. Вторая ось проходит через центр образца параллельно плоскости расположения испарителей.

3. Степень равномерности пленочного покрытия определяется двумя параметрами:

а) расстоянием от центра сферической поверхности до плоскости испарителей —  $A$ ;

б) радиусом круга расположения испарителей —  $R$ .

4. При одинаковых значениях параметров расположения испарителей покрытие на сфере получается более равномерным чем на полусфере.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Холлэнд Л. Нанесение тонких пленок в вакууме. Перевод. М.—Л., Госэнергоиздат, 1963.
2. Стронг Д. Техника физического эксперимента. Л., 1948.
3. Физика тонких пленок. Под общей редакцией Г. Хасса и Р. Туна. Перевод с английского, под ред. В. Б. Сandomирского. М., „Мир“, 1967.

УДК. 621.793.14

Ф. Д. ПУТИЛОВСКИЙ, И. Г. ШНЕЙДЕР

## К ВОПРОСУ О ЗАКОНЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТОКА ПАРА ИЗ ИСТОЧНИКА

При расчете толщины покрытия на поверхностях, напыляемых из реальных источников, обычно пользуются двумя законами распределения потока пара из источника. Например, для испарителей-лодочек принимается, что распределение потока пара подчиняется закону косинуса, испарители-

проволоки представляют как совокупность расположенных в линию точечных источников.

Толщина покрытия  $t$  в точке, принадлежащей элементарной площадке напыляемой поверхности, для испарителя-лодочки определяется выражением:

$$t = \frac{m}{\pi \cdot \rho} \cdot \frac{\cos \theta \cdot \cos \varphi}{l^2}, \quad (1)$$

где  $m$  — масса испаряемого вещества;

$\rho$  — плотность испаряемого вещества;

$\varphi$  — угол, под которым поток испаряемого вещества движется из источника к данной точке напыляемой поверхности;

$\theta$  — угол, под которым поток испаряемого вещества приходит в данную точку напыляемой поверхности;

$l$  — кратчайшее расстояние источника до точки напыляемой поверхности, в которой определяется толщина покрытия.

Входящий в формулу сомножитель —  $\cos \varphi$  характеризует закон распределения потока пара из источника в зависимости от угла  $\varphi$ .

В ряде практических случаев специфические требования конкретного процесса напыления вынуждают применять в качестве источников испарители другого типа, например, тигли, закон распределения потока пара из которых отличается от косинусного.

В общем случае выражение для определения толщины покрытия в точке можно записать в виде:

$$t = \frac{m}{\pi \rho} \frac{\cos \theta \cdot F(\varphi)}{l^2}, \quad (2)$$

где  $F(\varphi)$  — функция или закон распределения потока пара из источника.

Смысл входящих в формулы (1) и (2) параметров поясняется рис. 1, где показана схема напыления на плоскость.

Чтобы вести расчеты толщины покрытия на напыляемой поверхности в случае применения конкретного источника, необходимо, прежде всего, знание закона распределения потока пара из него.

Установление этого закона может быть выполнено либо чисто теоретически, либо аппроксимацией какой-либо функцией экспериментальных зависимостей распределения потока пара из источника.

В целях получения однотипных выражений для различных случаев определения толщины покрытия представляется целесообразным принимать:

$$F(\varphi) = \cos^{n(\varphi)} \varphi. \quad (3)$$

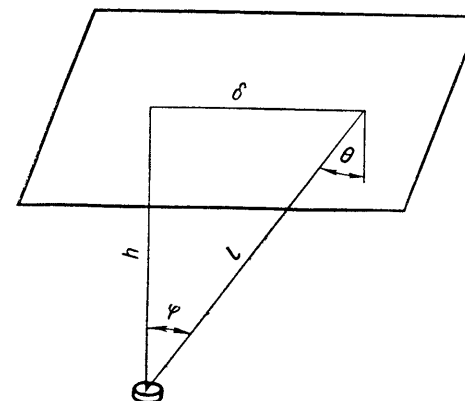


Рис. 1. Схема напыления на плоскость.

В общем случае  $n$  является функцией угла  $\varphi$ . При  $n=1$  имеем косинусный закон распределения, при  $n=0$  имеем закон распределения потока пара из точечного источника.

Ниже для тигля, имеющего эффузионное отверстие в виде цилиндрической трубки с отношением длины к диаметру равным 0,2, показаны последовательность необходимых вычислений, результаты эксперимента и найденная зависимость  $n=f(\varphi)$ . Принятые при этом допущения, что поток пара молекулярный или близкий к нему, а размеры эффузионного отверстия достаточно малы по сравнению с расстоянием от источника до напыляемой поверхности, позволяют считать траектории движения частиц испаряемого вещества прямыми.

Если в формулу (2) подставить выражение (3), то для случая напыления на плоскость, поскольку углы  $\theta$  и  $\varphi$  равны из-за параллельности плоскостей приемной и источника, выражение для определения толщины покрытия запишется так:

$$t = \frac{m}{\pi \cdot \rho} \cdot \frac{\cos^{n+1} \varphi}{l^2}. \quad (4)$$

Или, заменяя  $\cos \varphi$  и  $l$  через величины отрезков  $h$  и  $\delta$ , будем иметь:

$$t = \frac{m}{\pi \cdot \rho} \cdot \frac{h^{n+1}}{(h^2 + \delta^2)^{\frac{1}{2}(n+3)}}. \quad (5)$$

Относительное распределение толщины по поверхности принято характеризовать отношением толщины в любой точке к толщине над источником. В рассматриваемом случае

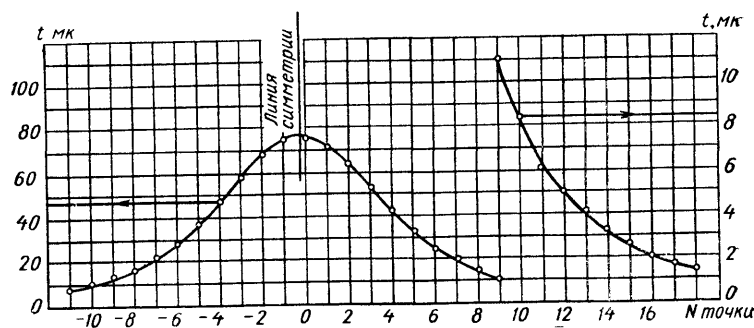


Рис. 2. Распределение толщины конденсата по плоскости.

это отношение будет равно:

$$\frac{t}{t_0} = \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{\delta}{h}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}(n+3)}} \quad (6)$$

Зная  $\frac{t}{t_0}$ ,  $\delta$  и  $h$ , можно вычислить значения  $n(\varphi)$  для каждой точки.

Для определения указанных величин был проведен эксперимент, содержание которого сводилось к следующему. Над тиглем на расстоянии 90 мм параллельно поверхности выхода потока пара из эффузионного отверстия тигля устанавливалась стеклянная пластина, на которую производилось напыление меди. Толщина свободно снимаемой с подложки пленки в точках пластины, расположенных друг от друга на расстояниях 10 мм, измерялась оптиметром вертикальным ИКВ. На рис. 2 представлен график распределения толщины конденсата по пластине, полученной в одном из опытов.

На рис. 3 приведены результаты обработки эксперимен-

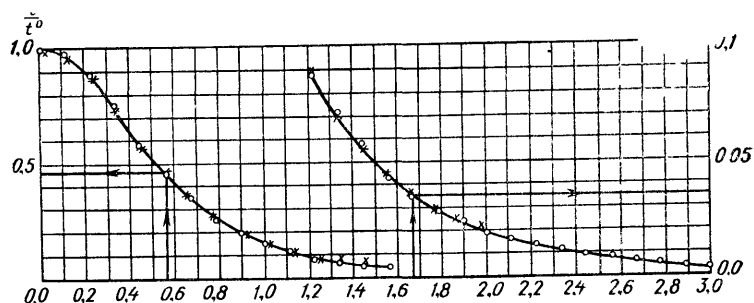


Рис. 3. Относительное распределение толщины конденсата по плоскости.

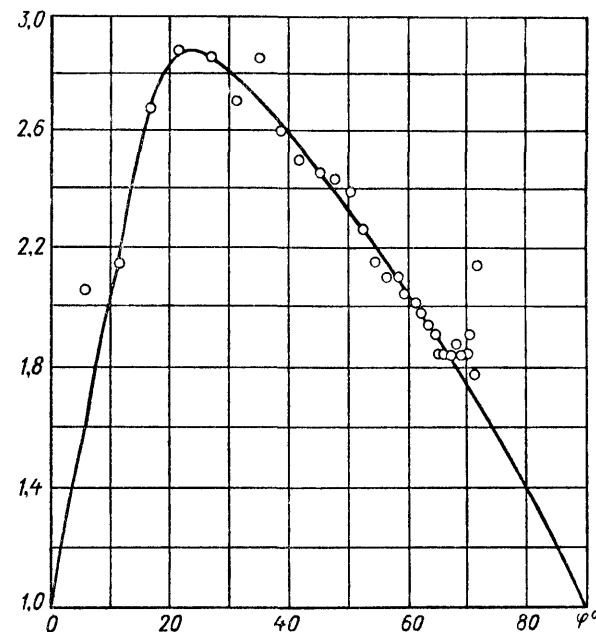


Рис. 4. Показатель степени косинуса угла  $\varphi$  при испарении из тигля.

тальных данных в виде зависимости  $\frac{t}{t_0} = f\left(\frac{\delta}{h}\right)$ , принятые для определения искомой зависимости  $n(\varphi)$ , а на рис. 4 сама зависимость — показатель степени косинуса угла  $\varphi$  при испарении из тигля. Точками на поле графика рис. 4 показаны значения  $n$ , полученные в результате его вычислений по исходным данным. Значения  $n$  при всех углах  $\varphi$  превышают единицу.

На основании вышеизложенного можно заключить:

— при расчетах толщины покрытия на напыляемых поверхностях необходимо учитывать конкретный закон распределения потока пара из источника;

— для тигля, имеющего эффузионное отверстие в виде цилиндрической трубки с отношением длины к диаметру равным 0,2 можно применять закон распределения потока пара в форме  $\cos^{n(\varphi)} \varphi$ , принимая значения  $n$  для конкретного  $\varphi$  по графику рис. 4.

#### ЛИТЕРАТУРА

Холланд Л. Нанесение тонких пленок в вакууме. М.—Л., Госэнергоиздат., 1963.

Ф. Д. ПУТИЛОВСКИЙ, И. Г. ШНЕЙДЕР

# ОБОБЩЕННАЯ ФОРМУЛА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТОЛЩИНЫ ПОКРЫТИЯ В ПРОИЗВОЛЬНОЙ ТОЧКЕ ВЫПУКЛОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В работе определяется толщина пленочного покрытия на выпуклой сферической поверхности, когда ось симметрии парового потока источника и вертикальная ось сферы лежат в одной плоскости и пересекаются под некоторым углом. Как было показано ранее [1], в общем случае толщина в произвольной точке напыляемой поверхности может быть выражена формулой

$$t = k \frac{m}{\pi \rho} \frac{\cos \theta \cos^n \varphi}{l^2}, \quad (1)$$

где  $m$  — масса испаряемого вещества;

$\rho$  — плотность испаряемого вещества;

$\varphi$  — угол между нормалью к источнику и направлением, под которым поток испаряемого вещества движется из источника к данной точке;

$\theta$  — угол, под которым поток испаряемого вещества приходит в данную точку напыляемой поверхности;

$l$  — расстояние от источника до рассматриваемой точки напыляемой поверхности;

$n$  — показатель степени, описывающий закон распределения потока пара из источника;

$k$  — коэффициент, характеризующий тип источника [1].

Для определения толщины покрытия по формуле (1) необходимо знать величины  $\cos \theta$ ,  $\cos \varphi$  и  $l$ .

Пусть дана сферическая поверхность произвольного радиуса  $b$  (рис. 1). Центр сферической поверхности  $O''$  находится на расстоянии  $O''O = a$  от горизонтальной плоскости  $Q$  в точке  $S_1$ , которой расположен элементарных размеров источник  $dS_1$ . Расстояние  $OS_1$  от источника до оси симметрии сферы, совпадающей с  $O''O$ , равно  $r$ . По условию ось симметрии потока пара из источника составляет некоторый угол  $\varphi_0$  с нормалью к плоскости  $Q$  в точке  $S_1$ .

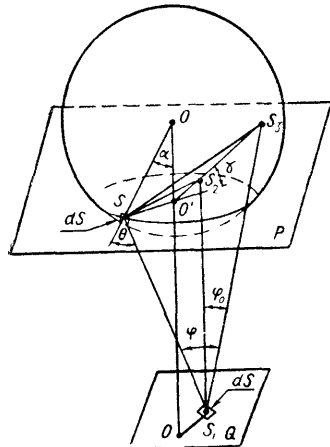


Рис. 1. Схема взаимного расположения источника и напыляемой поверхности.

Возьмем на сферической поверхности элементарный участок  $dS$  с центром в точке  $S$ . Проведем через  $S$  плоскость  $P$  нормально вертикали  $O''O$ . Находим точки  $O'$ ,  $S_3$ ,  $S_2$  пересечения с этой плоскостью соответственно прямой  $O''O$ , нормали к плоскости  $Q$ , проходящей через точку  $S_1$  и оси симметрии потока пара из источника  $dS_1$ . Обозначив  $SS_1 = l$ , после несложных построений, представленных на рис. 1, можно определить вышеуказанные величины, входящие в формулу (1), выразив их через параметры  $a$ ,  $r$  и сферические координаты рассматриваемой точки: длину полярного радиуса-вектора —  $b$ , полярное расстояние —  $\alpha$  и долготу —  $\gamma$ .

Из рассмотрения отрезка  $SS_2b\Delta SS_2S_1$  и  $\Delta SS_2S_1$  вытекает равенство

$$l^2 - S_2S_1^2 = O'S^2 + r^2 + 2O'S \cdot r \cos \gamma, \quad (2)$$

т. к. в  $\Delta O''O'S$

$$O'S = b \sin \alpha, \quad (3)$$

$$O'O'' = b \cos \alpha, \quad (4)$$

и, имея в виду, что

$$S_2S_1 = a - O'O'' = a - b \cos \alpha, \quad (5)$$

приведа (2) к рациональному виду, окончательно будем иметь

$$l^2 = a^2 + b^2 + r^2 - 2ab \cos \alpha + 2br \sin \alpha \cos \gamma. \quad (6)$$

Аналогично из рассмотрения попарно треугольников  $SO''S_1$ ,  $O''S_1O$ ,  $SS_3S_1$  и  $SS_3O'$  найдем  $\cos \theta$  и  $\cos \varphi$ .

Для первой группы треугольников имеем:

$$b^2 + l^2 + 2bl \cos \theta = a^2 + r^2,$$

откуда получаем непосредственно

$$\cos \theta = \frac{a^2 + r^2 - b^2 - l^2}{2bl}. \quad (7)$$

Вторая группа треугольников дает соотношение

$$l^2 + S_1S_3^2 - 2lS_1S_3 \cos \varphi = O'S^2 + O'S_3^2 + 2O'S \cdot O'S_3 \cos \gamma. \quad (8)$$

Внесем в (8) значения  $S_1S_3$  и  $O'S_3$ . Из  $\Delta S_2S_3S_1$  с учетом (3) и (5) имеем:

$$S_1S_3 = \frac{S_2S_1}{\cos \varphi_0} = \frac{a - b \cos \alpha}{\cos \varphi_0}.$$

Из рисунка (1) видно, что

$$O'S_3 = r + S_2S_3 = r + S_2S_1 \operatorname{tg} \varphi_0 = r + (a - b \cos \alpha) \operatorname{tg} \varphi_0,$$

и выражение (8) принимает вид

$$l^2 + \frac{(a - b \cos \alpha)^2}{\cos^2 \varphi_0} - 2l \frac{a - b \cos \alpha}{\cos \varphi_0} \cos \varphi = \\ = b^2 \sin^2 \alpha + [(a - b \cos \alpha) \operatorname{tg} \varphi_0 + r]^2 + \\ + 2b \sin \alpha [(a - b \cos \alpha) \operatorname{tg} \varphi_0 + r] \cos \gamma,$$

отсюда

$$\cos \varphi = \frac{\cos \varphi_0}{2l(a - b \cos \alpha)} \times \\ \times \left\{ l^2 + \frac{(a - b \cos \alpha)^2}{\cos^2 \varphi_0} - b^2 \sin^2 \alpha - [r + (a - b \cos \alpha) \operatorname{tg} \varphi_0]^2 - \right. \\ \left. - 2b \sin \alpha [(a - b \cos \alpha) \operatorname{tg} \varphi_0 + r] \cdot \cos \gamma \right\}. \quad (9)$$

Выражение (9) допускает значительные упрощения посредством несложных алгебраических и тригонометрических преобразований. Произведя их, имеем:

$$\cos \varphi = \frac{(a - b \cos \alpha) \cos \varphi_0 - \sin \varphi_0 (b \sin \alpha \cos \gamma + r)}{(a^2 + b^2 + r^2 - 2ab \cos \alpha + 2br \sin \alpha \cos \gamma)^{1/2}}. \quad (10)$$

Выразим  $l$ ,  $\cos \theta$  и  $\cos \varphi$  через безразмерные параметры

$$R = \frac{r}{b}; \quad A = \frac{a}{b};$$

получим последовательно:

$$l^2 = b^2 (A^2 + R^2 + 1 - 2A \cos \alpha + 2R \sin \alpha \cos \gamma); \quad (11)$$

$$\cos \theta = \frac{A \cos \alpha - R \sin \alpha \cos \gamma - 1}{(A^2 + R^2 + 1 - 2A \cos \alpha + 2R \sin \alpha \cos \gamma)^{1/2}}; \quad (12)$$

$$\cos \varphi = \frac{(A - \cos \alpha) \cos \varphi_0 - \sin \varphi_0 (\sin \alpha \cos \gamma + R)}{(A^2 + R^2 + 1 - 2A \cos \alpha + 2R \sin \alpha \cos \gamma)^{1/2}}. \quad (13)$$

Подставив полученные выражения в формулу для определения толщины пленочного покрытия в произвольной точке напыляемой поверхности, будем иметь

$$t = k \frac{m}{\pi \rho b^2} (A \cos \alpha - R \sin \alpha \cos \gamma - 1) \times \\ \times \frac{[(A - \cos \alpha) \cos \varphi_0 - (R + \sin \alpha \cos \gamma) \sin \varphi_0]^n}{[(A - \cos \alpha)^2 + (R + \sin \alpha \cos \gamma)^2 + (\sin \alpha \sin \gamma)^2]^{\frac{n+3}{2}}}. \quad (14)$$

Полученная формула позволяет определять толщину в точке на сферической поверхности и вести анализ по изменению толщины на сферической поверхности, по влиянию взаимного расположения источника и сферы на распределение и величину толщины.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Путиловский Ф. Д., Шнейдер И. Г. К вопросу о законе распределения потока пара из источника (см. настоящий сборник).
2. Холланд Л. Нанесение тонких пленок в вакууме. Госэнергоиздат, 1963.
3. К. Г. Берндт. Физика тонких пленок, том 3. М., „Мир“, 1968.
4. Behrndt K. H., Dughty D. W. I. Vac. Sc. Technol. 3(5) sept-oct, 1966.
5. Авторское свидетельство, № 175566.

УДК 621.739.14

### Ф. Д. ПУТИЛОВСКИЙ, И. Г. ШНЕЙДЕР ВЛИЯНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ИСПАРИТЕЛЯ НА СТЕПЕНЬ РАВНОМЕРНОСТИ ПЛЕНКИ И КОЭФФИЦИЕНТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МАТЕРИАЛА ПРИ НАПЫЛЕНИИ НАРУЖНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

В большинстве случаев применения пленочных покрытий к ним предъявляется требование высокой равномерности.

Известно, что равномерность распределения конденсата по напыляемой в вакууме поверхности зависит от ее расположения относительно источника пара.

Удаленность источника от напыляемой поверхности уменьшает долю попадающего на эту поверхность испаряемого материала, которую можно оценивать коэффициентом использования материала.

Из сказанного ясно, что положение источника одновременно влияет на степень равномерности пленки и коэффициент использования материала.

В настоящей работе раскрывается зависимость этих величин от положения испарителя при напылении наружных сферических поверхностей.

Согласно [1], толщина пленки в любой точке выпуклой сферической поверхности, когда ось симметрии парового потока источника и вертикальная ось сферы лежат в одной плоскости и пересекаются под некоторым углом, определяется формулой:

$$t = k \cdot \frac{m}{\pi \rho b^2} (A \cos \alpha - R \sin \alpha \cos \gamma - 1) \times \\ \times \frac{[(A - \cos \alpha) \cos \varphi_0 - (R + \sin \alpha \cos \gamma) \sin \varphi_0]^n}{[(A - \cos \alpha)^2 + (R + \sin \alpha \cos \gamma)^2 + (\sin \alpha \sin \gamma)^2]^{\frac{n+3}{2}}}, \quad (1)$$

где  $m$  — масса испаряемого вещества;

$\rho$  — плотность испаряемого вещества;

$n$  — показатель степени, описывающий закон распределения потока пара из источника;  
 $k$  — коэффициент, характеризующий тип источника;  
 $\alpha, \gamma$  — полярные координаты точек сферической поверхности произвольного радиуса  $b$ ;  
 $\varphi_0$  — угол между полярной осью сферы — нормалью к плоскости расположения источника и осью симметрии его парового потока;  
 $A, R$  — безразмерные параметры, показывающие в долях радиуса сферы  $b$  соответственно расстояние от центра сферы до плоскости расположения источника и расстояние от источника до полярной оси.

Формулу (1) можно записать в виде двух сомножителей

$$t = B \cdot T, \quad (2)$$

где 
$$B = k \frac{m}{\pi \cdot \rho \cdot b^2}; \quad (3)$$

$$T = (A \cdot \cos \alpha - R \sin \alpha \cdot \cos \gamma - 1) \times \\ \times \frac{[(A - \cos \alpha) \cos \varphi_0 - (R + \sin \alpha \cdot \cos \gamma) \cdot \sin \varphi_0]^n}{\frac{n+3}{2}}. \quad (4)$$

Сомножитель  $B$  зависит от размеров напыляемой сферы, плотности и массы испарившегося вещества. Сомножитель  $T$  зависит от безразмерных параметров  $A, R$  и  $\varphi_0$ , определяющих положение источника относительно напыляемой сферы, и координат точек ее поверхности. Этот сомножитель можно назвать безразмерной толщиной пленочного покрытия.

Вполне очевидно, что физический смысл имеют те значения толщины по выражению (4), которые соответствуют видимой из источника части сферы.

Если сферу рассечь плоскостями, перпендикулярными полярной оси на шаровые слои, как показано на рис. 1, то окружности — линии пересечения сферы плоскостями будут одновременно и линиями пересечения сферы конусами, у которых углы при вершине равны  $\alpha$ , а вершины лежат в центре сферы.

Если теперь сферу привести во вращение вокруг вертикальной — полярной оси, то при напылении произойдет выравнивание толщин вдоль точек окружностей на поверхности сферы, имеющих одинаковые значения угла  $\alpha$ . Аналитическое определение выравненной или средней толщины  $t_\alpha$  для каждого значения угла  $\alpha$ , для общего случая расположения источника пара относительно напыляемой поверхности, не представляется возможным из-за математической сложности и разрывности получающихся подынтегральных выражений. Это определение можно выполнить численным интегрированием с применением ЭВМ.

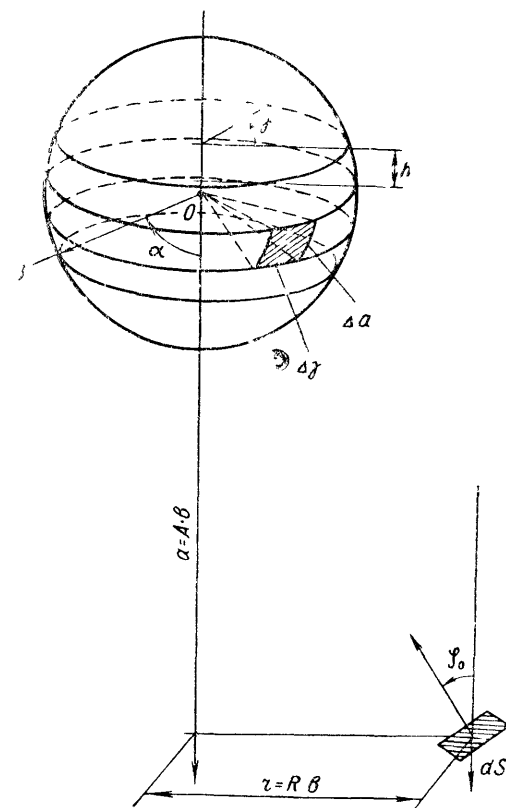


Рис. 1. Схема сечений сферической поверхности.

Средняя безразмерная толщина пленочного покрытия  $T_\alpha$  на каждой такой окружности будет определяться как частное от деления суммы толщин в точках, приходящихся на видимую из источника часть окружности, к длине всей окружности.

Расстояние  $L$  от этих точек до источника удовлетворяет неравенству

$$L < \sqrt{A^2 + R^2 - 1}.$$

Подставив вместо  $L$  его значение по [1] и проведя преобразования, будем иметь

$$\cos \gamma < \frac{A \cos \alpha - 1}{R \cdot \sin \alpha}. \quad (5)$$

Отсюда видимая из источника часть сферы, соответствующая заданному  $\alpha$ , определяется значениями угла  $\gamma$ , лежащими

в интервале

$$\begin{aligned} \gamma_1 < \gamma < \gamma_2, \\ \text{где} \quad \gamma_1 &= \arccos \frac{A \cos \alpha - 1}{R \cdot \sin \alpha}, \\ \gamma_2 &= 2\pi - \arccos \frac{A \cos \alpha - 1}{R \cdot \sin \alpha}. \end{aligned}$$

При значениях угла  $\gamma$ , лежащих вне указанного интервала, формула (4) дает отрицательные значения безразмерной толщины, что не имеет физического смысла.

Согласно сказанному выше,

$$T_a = \frac{1}{2\pi} \sum_{j=\gamma_1/\Delta\gamma}^{j=\gamma_2/\Delta\gamma} T(j \cdot \Delta\gamma) \cdot \Delta\gamma, \quad (6)$$

где  $j$  — число целое.

Зная толщину  $T_a$  вдоль каждой окружности, можно определить среднее значение толщины по всей напыляемой поверхности. Если принять, что толщина шарового слоя определяется величиной дуги  $\Delta\alpha$ , то поверхность  $i$ -го слоя будет равна

$$S_i = 2\pi \cdot b^2 \cdot \Delta\alpha \cdot \sin(i\Delta\alpha). \quad (7)$$

Допустив далее, что толщина покрытия в любой точке поверхности произвольного слоя равна среднему значению толщины покрытия вдоль средней окружности этого слоя, получим для объема пленочного покрытия  $i$ -го слоя выражение

$$V_i = 2\pi \cdot b^2 \cdot \Delta\alpha \cdot \sin(i\Delta\alpha) \cdot T_a(i\Delta\alpha). \quad (8)$$

Объем покрытия по рассматриваемой части поверхности сферы определяется как сумма объемов  $V_i$

$$V = 2\pi b^2 \cdot \Delta\alpha \sum_{i=1}^{i=\alpha_0/\Delta\alpha} \sin(i\Delta\alpha) \cdot T_a(i\Delta\alpha), \quad (9)$$

где  $V$  — объем покрытия рассматриваемой части сферы.

$\alpha_0$  — угол, определяющий рассматриваемую часть поверхности сферы.  $0 \leq \alpha_0 \leq \pi$ .

Среднее значение толщины по рассматриваемой части поверхности сферы определяется как отношение объема напыленного материала к величине этой поверхности

$$T_{cp} = \frac{V}{\sum_{i=1}^{i=\alpha_0/\Delta\alpha} S(i\Delta\alpha)}$$

или с учетом (9)

$$T_{cp} = \frac{\sum_{i=1}^{i=\frac{\alpha_0}{\Delta\alpha}} \sin(i\Delta\alpha) \cdot T_a(i\Delta\alpha)}{\sum_{i=1}^{i=\frac{\alpha_0}{\Delta\alpha}} \sin(i\Delta\alpha)}. \quad (10)$$

Абсолютное отклонение толщины в каждой точке сферической поверхности от среднего по этой поверхности выражается разностью

$$|T_a - T_{cp}|.$$

Для оценки степени равномерности распределения толщины пленки по поверхности предлагается выражение

$$\varepsilon = \frac{\sum_{i=1}^{i=\alpha_0/\Delta\alpha} |T_a(i\Delta\alpha) - T_{cp}| \cdot S_i(i\Delta\alpha)}{T_{cp} \cdot \sum_{i=1}^{i=\alpha_0/\Delta\alpha} S_i(i\Delta\alpha)},$$

где  $i$  — целое число, которое с учетом (7) приводится к виду

$$\varepsilon = \frac{\sum_{i=1}^{i=\alpha_0/\Delta\alpha} |T_a(i\Delta\alpha) - T_{cp}| \cdot \sin(i\Delta\alpha)}{T_{cp} \cdot \sum_{i=1}^{i=\alpha_0/\Delta\alpha} \sin(i\Delta\alpha)}. \quad (11)$$

Выражение (11) показывает, какое среднее относительное отклонение имеет толщина пленочного покрытия в произвольной точке сферической поверхности от среднего ее значения для сферы.

Коэффициент полезного использования материала определяется на основании следующих соображений.

Количество вещества, попавшее на напыляемую поверхность сферы или ее часть определяется выражением

$$\Delta m = t_{cp} \cdot \rho \cdot \Delta S = B \cdot T_{cp} \cdot \rho \cdot \Delta S, \quad (12)$$

где  $t_{cp}$  — средняя толщина покрытия по сферической поверхности,

$\rho$  — плотность испаряемого материала,  
 $\Delta S$  — поверхность, на которую произведено напыление материала.



Если  $m$  — количество испаренного вещества, то коэффициент использования напыляемого материала можно записать

$$\eta = \frac{\Delta m}{m} = \frac{B \cdot T_{\text{ср}} \cdot \rho \cdot \Delta S}{m},$$

что с учетом (3) дает для  $\eta$  следующее выражение

$$\eta = k \cdot \frac{T_{\text{ср}}}{\pi \cdot b^2} \cdot \Delta S. \quad (13)$$

Для частного случая — напыления полусферы из плоскостного источника, для которого  $k=1$ , формулы (10), (11) и (13) примут соответственно вид

$$T_{\text{ср}} = \Delta \alpha \sum_{i=1}^{i=\frac{\pi}{2\Delta\alpha}} \sin(i\Delta\alpha) \cdot T_{\alpha},$$

$$\frac{\Delta \alpha}{T_{\text{ср}}} \sum_{i=1}^{i=\frac{\pi}{2\Delta\alpha}} |T_{\alpha} - T_{\text{ср}}| \sin(i\Delta\alpha)$$

$\eta = 2T_{\text{ср}}$ , т. е. коэффициент использования испаряемого материала для плоскостного источника, численно равен удвоенной толщине пленочного покрытия.

На рис. 2 и 3 представлены результаты определения степени поверхностной неравномерности  $\varepsilon$  и коэффициента использования испаряемого материала  $\eta$  для полусферы в зависимости от  $\frac{A}{R}$  и ряда значений  $\varphi_0$ .

Как можно видеть из графиков рис. 2, характер изменения поверхностной неравномерности  $\varepsilon$  с изменением  $\frac{A}{R}$  одинаков для любого значения  $\varphi_0$ . Кривые имеют ярко выраженный минимум. При определенном значении  $\varphi_0$  минимальная степень неравномерности пленочного покрытия соответствует определенному значению  $\frac{A}{R}$ .

Из сказанного следует, что при нанесении покрытия на полусферу существует такое взаимное положение сферы и источника, при котором поверхностная неравномерность достигает минимума.

Согласно рис. 2, с увеличением  $\varphi_0$  от 0 до  $90^\circ$  минимум  $\varepsilon$  смещается в сторону меньших значений  $\frac{A}{R}$ , однако в ин-

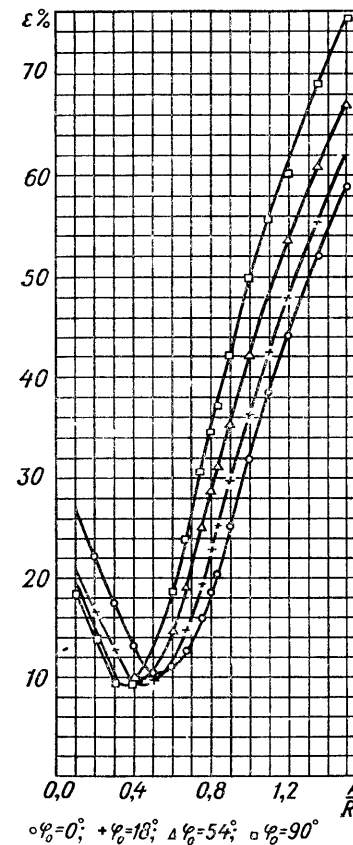


Рис. 2. Зависимость степени равномерности пленки от взаимного положения источника и сферы.

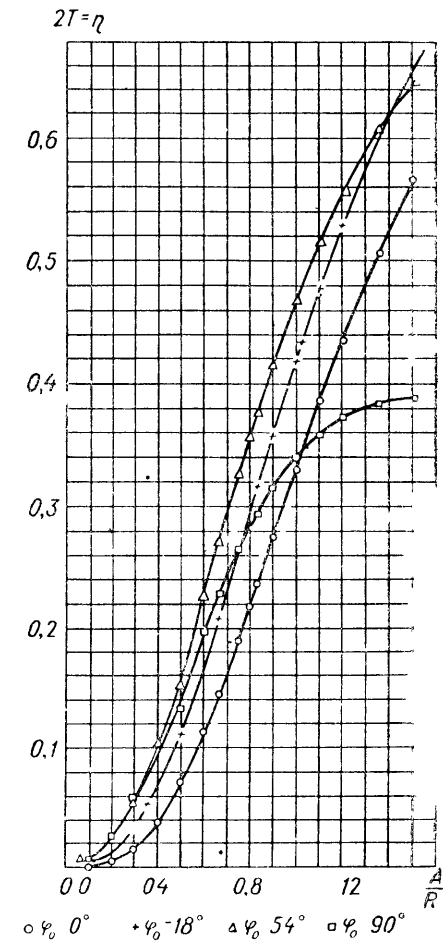


Рис. 3. Зависимость коэффициента использования материала от взаимного положения источника и сферы.

тервале изменения  $0,35 \leq \frac{A}{R} \leq 0,5$  значение  $\varepsilon_{\text{min}}$  колеблется в пределах  $9,5 \leq \varepsilon_{\text{min}} \leq 10,5$  процентов.

Таким образом, предельно возможная равномерность пленочного покрытия на полусфере, которую можно достичь за счет взаимного положения полусферы и источника, составляет в среднем 10%.

Как следует из рассмотрения графиков рис. 3, безразмерная толщина покрытия  $T_{\text{ср}}$ , а согласно (13) и коэффициент

использования материала увеличивается с возрастанием отношения  $\frac{A}{R}$ .

Из совместного рассмотрения графиков рис. 2 и рис. 3 следует:

— в пределах лучшей равномерности пленочного покрытия, когда  $\epsilon = 9,5 \div 10,5\%$ , за счет поворота источника на угол  $\varphi_0$  от  $18^\circ$  до  $54^\circ$  коэффициент использования материала увеличивается незначительно с 0,07 до 0,09;

— повышение коэффициента использования напыляемого материала возможно за счет ухудшения равномерности распределения толщины покрытия. Представляет практический интерес возможность увеличения коэффициента использования испаряемого материала при заданных параметрах  $A$  и  $R$  за счет поворота оси вращения сферической поверхности относительно испарителя на угол  $\varphi_0 = 18-54^\circ$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Путиловский Ф. Д., Шнейдер И. Г. Обобщенная формула определения толщины покрытия в произвольной точке выпуклой сферической поверхности (см. настоящий сборник).
2. Берндт К. Г. Физика тонких пленок, том 3. М., „Мир“, 1968.
3. Холлэнд Л. Нанесение тонких пленок в вакууме. М.—Л., Госэнергоиздат, 1963.
4. Палатник Л. С. и др. „Заводская лаборатория“ 1968 г. т. XXXIV, № 2.
5. Thomas A. Anastasio and William I. Slattery. I. Vac. Sci. Technol 4 (4), 1967.

УДК 536. 423. 1

Г. А. МУХАЧЕВ, В. Г. ТОНКОНОГ

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЪЕМНОГО ПАРОСОДЕРЖАНИЯ В ВЫСОКОВЛАЖНЫХ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКАХ МЕТОДОМ РАДИОГРАФИИ

При диагностике двухфазных потоков значительный интерес представляет определение степени сухости, которая является одной из важнейших характеристик процесса парообразования [1]. Для этой цели можно воспользоваться радиоактивными методами [2, 3]. Одним из них является метод просвечивания двухфазного потока широким пучком рентгеновских лучей. Метод основан на различной поглощательной способности рентгеновских лучей жидкой и паровой фазами. Он позволяет определять объемную степень сухости

как в продольном, так и в поперечном сечениях канала, не внося значительных возмущений в поток.

Ослабление пучка рентгеновских лучей следует экспоненциальному закону

$$I = I_0 e^{-\mu x}. \quad (1)$$

Интенсивность излучения можно измерить различными способами: сцинтилляционными счетчиками, ионизационными дозиметрами, радиографией и т. д. [4].

Выбранный метод определения интенсивности излучения радиографией основан на свойстве ионизирующих излучений воздействовать на чувствительный слой пленки. Плотность почернения фотографической эмульсии

$$S = \lg \frac{I_0}{I} \quad (2)$$

зависит от экспозиции. Под экспозицией понимают произведение интенсивности воздействующего на пленку излучения на время облучения. При неизменном спектральном составе излучения экспозиция прямо пропорциональна дозе излучения

$$D = c \cdot I \cdot \tau. \quad (3)$$

Доза излучения выбирается из сенситометрической характеристики пленки. Наиболее удобной для дозиметрических целей является область нормальных экспозиций, соответствующих прямолинейному участку на кривой  $S = f(\lg D)$ .

Измерения проводились на установке, смонтированной на Казанской ТЭЦ-2 и описанной в работе [5]. Исследовались плоские каналы различной формы, при параметрах не догретой воды на входе  $P = 5-15$  бар,  $t = 100-190^\circ\text{C}$ .

В качестве источника рентгеновского излучения применялась рентгеновская трубка 0,4БПМГ-120. Рентгенограммы обрабатывались на двухлучевом регистрирующем микрофотометре ИФО-451. Специальными тарировками устанавливалась зависимость  $\mu = f(I, \varphi)$ . При проведении экспериментов установка защищалась свинцовыми экранами.

Один из характерных графиков изменения объемного паросодержания в расширяющейся части сопла Лавала приводится на рис. 1.

В сужающейся части сопла процесс

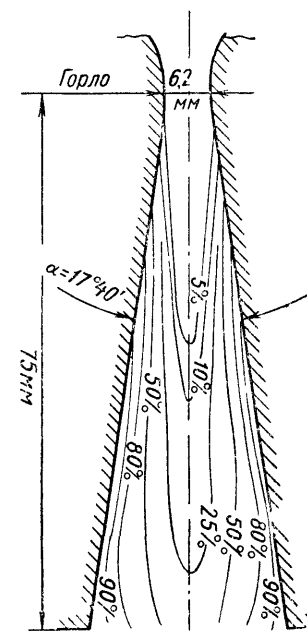


Рис. 1.

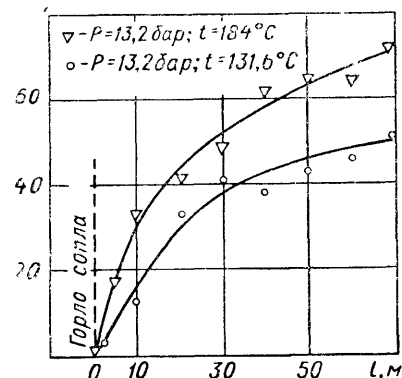


Рис. 2.

— 90%.

На рис. 2 показано изменение усредненной степени сухости в расширяющейся части сопла. Усреднение проводилось методом графического интегрирования.

Характер изменения степени сухости говорит о том, что интенсивный процесс парообразования начинается в расширяющейся части сопла, несколько отступая от минимального сечения.

Одновременно со снятием рентгенограмм проводились измерения статического давления по длине сопла, расхода воды, температур и давлений во входном и выходном ресиверах, а для сопел с прозрачными стенками — визуальные наблюдения и фотографирование, что подтвердило полученный характер процесса парообразования в соплах.

Результаты работы показывают, что применяемый метод определения паросодержания обладает достаточной степенью точности, ( $\varepsilon \leq 20\%$ ), и пригоден для исследования структуры двухфазных потоков.

#### Обозначения

$I$  — интенсивность излучения,  $\mu$  — линейный коэффициент ослабления интенсивности излучения;  $x$  — толщина поглощающего слоя;  $S$  — оптическая плотность почернения;  $D$  — доза излучения;  $\varphi$  — объемная степень сухости двухфазного потока;  $P$  — давление воды на входе в канал;  $t$  — температура на входе в канал.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Несис Е. И. Кипение жидкостей. М., «Наука», 1973.
2. Агафонова Ф. А., Куров А. А., Епифанов В. К. «Известия вузов СССР. — Энергетика», № 10, 1972.

3. Миропольский З. Л., Стырикович М. А. Известия АН СССР. О. Т. Н., № 9, 1955.

4. Иванов В. И. Дозиметрия ионизирующих излучений. М., Атомиздат, 1964.

5. Мухачев Г. А., Павлов В. М., Тонконог В. Г. Труды КАИ, вып. 158, 1973.

УДК 533. 59:535.217:535. 338. 43

Р. Б. ТАГИРОВ, М. А. ВАЛИДОВ, Н. А. ЗЮЗИН,

Э. Т. ТАЛЬДАЕВ, Н. И. КУКСИНСКИЙ, С. А. ПАЙМЕРОВ

### ДЕСОРБЦИОННАЯ СПОСОБНОСТЬ НЕКОТОРЫХ ИСТОЧНИКОВ СВЕТА, УСТАНОВЛЕННЫХ В ВАКУУМИРУЕМЫХ ОБЪЕМАХ

С целью ускорения получения высокого и сверхвысокого вакуума, помимо выполнения других обязательных условий, часто прибегают к ускорению десорбции адсорбированных газов путем нагревания откачиваемого объема, трубопроводов и вентилях, соединяющих откачиваемый объем с высоковакуумным насосом.

Оказывается, если откачиваемая система не допускает нагревания, можно значительно ускорить получение высокого вакуума, применяя для этого свет высокотемпературных источников света. К числу указанных источников [1, 2], помимо большого семейства импульсных ламп, могут применяться лампы накаливания с йодным циклом [3], строботроны типа ИСШ-500 с кварцевой колбой, дуговые газоразрядные лампы сверхвысокого давления с кварцевой же колбой. Исключением являются ртутные лампы высокого и сверхвысокого давления, которые перестают гореть в вакуумной камере из-за перегрева, не войдя в нормальный режим.

С целью оценки эффективности различных ламп проведены измерения их десорбционной способности либо за один импульс (для импульсных ламп и строботронов, работающих в режиме одиночных импульсов), либо за одну секунду (для строботронов, работающих в нормальном режиме, дуговых газоразрядных ламп сверхвысокого давления и ламп накаливания с йодным циклом). Причем измерения проведены для первых импульсов, когда количество десорбированных молекул велико. Вакуум создавался в объеме из углеродистой стали с площадью облучаемой поверхности около  $1 \text{ м}^2$ . Облучаемая поверхность шлифована мелким

наждаком. Расчет числа десорбируемых частиц производился по известной формуле [4]

$$N = 9,656 \cdot 10^{18} \frac{PV}{T},$$

где  $P$  — давление в *мм рт. ст.*,  $T$  — абсолютная температура,  $V$  — рабочий объем, путем измерения давления до и после импульса света. При этом учитывалось, очевидно, число частиц, выделяемых за время измерения давления после импульса света из-за естественной десорбции. Результаты измерения приведены в таблице.

Таблица 1

№	Тип лампы и режим ее работы	Полное число десорбированных молекул	Число молекул, десорбированных с 1 см <sup>2</sup> площади
1	ИФК-2000, низковольтный режим, один импульс $U = 500$ в, $C = 16000$ мкф . . . . .	$1,7 \cdot 10^{17}$	$1,7 \cdot 10^{13}$
2	ИФК-2000, $U = 1500$ в, $C = 1600$ мкф, разряд через индуктивность $L = 120$ мкгн, один импульс . . . . .	$2,1 \cdot 10^{17}$	$2,1 \cdot 10^{13}$
3	ИФК-2000, $U = 1500$ в, $C = 1600$ мкф, один импульс без индуктивности . . . . .	$7,8 \cdot 10^{17}$	$7,8 \cdot 10^{13}$
4	ИФК-2000, $U = 5000$ в, $C = 150$ мкф, двойной импульс . . . . .	$3,7 \cdot 10^{18}$	$3,7 \cdot 10^{14}$
5	Строботрон ИСШ-500, $U = 10$ кв, $C = 1,3$ мкф, одиночный импульс . . . . .	$1,2 \cdot 10^{16}$	$1,2 \cdot 10^{12}$
6	Лампа с йодным циклом ( $W = 500$ вт) за одну секунду . . . . .	$1,2 \cdot 10^{16}$	$1,2 \cdot 10^{12}$
7	Лампа ГСВД-120 за одну сек . . . . .	$4,7 \cdot 10^{16}$	$4,7 \cdot 10^{11}$
8	Строботрон в нормальном режиме, $U = 10$ кв, $C = 0,1$ мкф, за одну сек $\nu = 4$ гц . . . . .	$5,8 \cdot 10^{16}$	$5,8 \cdot 10^{12}$
9	ИФК-2000, $U = 1500$ в, $C = 1650$ мкф, $W = 1850$ дж Колпак стеклянный . . . . .	$5,7 \cdot 10^{18}$	$2,3 \cdot 10^{15}$

Из первых четырех строк таблицы видно, что переход от низковольтного импульса к более высоковольтным без включения индуктивности последовательно с лампой и, тем более, к двойному импульсу [5] приводит к увеличению числа десорбированных частиц. Этим и была обусловлена попытка использовать более высоковольтные строботроны. Однако применение их особых преимуществ не дает, так как чрезмерное увеличение напряжения увеличивает вероятность пробоя на вводах и сами лампы ИСШ-500 менее доступны по сравнению с лампами ИФК-2000.

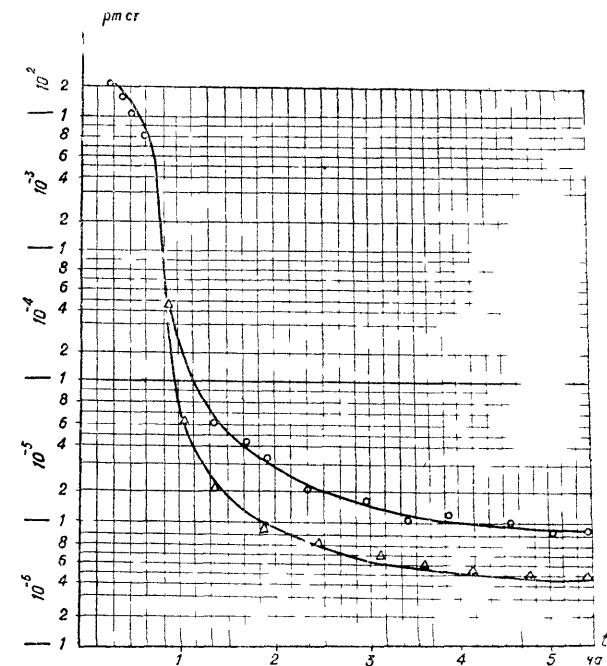


Рис 1. Кривая зависимости глубины вакуума от времени без применения (кружочки) и с применением (треугольники) фотодесорбции Лампа ИФК-2000, энергия вспышки около 2000 дж, подача импульсов производилась после 45 минут от начала откачки интервалами в 10—15 секунд.

Более перспективно применение ламп с йодным циклом, так как чрезвычайно проста техника их эксплуатации.

К сожалению, габаритные данные делают неудобным применение более мощных импульсных ламп. В связи с этим была предпринята попытка использовать две лампы ИФК-2000, соединенных последовательно. Такая методика оказалась более перспективной и применение ее показало, что уже при энергиях вспышки порядка 3000—3200 дж удается за один импульс десорбировать полностью один мономолекулярный слой, хотя питание ламп осуществляется по обычной методике получения одиночных импульсов.

Представляет интерес выяснить, ускоряет ли фотодесорбция получение высокого вакуума? На рис. 1 приведена кривая зависимости глубины вакуума от времени для нашей установки со стальной рабочей камерой объемом около 70 л. Лампа ИФК-2000 при этом располагалась в центре камеры. Верхняя кривая на рис. 1 (проведена по кружочкам) отно-

## ВАКУУМНЫЕ НАСОСЫ

сится к откачке без применения фотодесорбции, а нижняя получена при применении фотодесорбции от лампы ИФК-2000 с энергией вспышки около 2000 дж. Световые импульсы подавались через 15—20 секунд, начиная с 40-й минуты откачки.

Из рисунка видно, что применение фотодесорбции ускоряет получение высокого вакуума, причем, если выигрыш во времени для получения вакуума  $2 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст. составляет всего 30%, то получение вакуума в  $1 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст. ускоряет уже более чем в два раза. По-видимому, применение более мощных импульсов света может дать более значительный выигрыш во времени.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Маршак И. Импульсные источники света. М.—Л., Госэнергоиздат, 1963.
2. Справочник „Электровакуумные приборы“, Высокоинтенсивные источники света, том XVIII, 1969.
3. Кругер М. Я. и др. Справочник конструктора оптико-механических приборов, изд. 2-е. Л., Машиностроение, 1967.
4. Дэшман С. Научные основы вакуумной техники, изд. „Мир“, 1964.
5. Emmett J. L. and Schawlow. Appl. Phys. Letters, 2, N 11, 1963.
6. Тагиров Р. Б. и др. Материалы Уральского совещания по спектроскопии. Свердловск, 1971.

УДК 621 524:533.51

В. И. ВАСИЛЬЕВ, В. А. ВЕДЕНИН, А. А. ВОЛКОВ,  
Ю. М. СЕРГЕЕВ, В. М. ШОРНИКОВ

МАЛОРАСХОДНЫЙ БЕЗМАСЛЯНЫЙ  
ВАКУУМ-НАСОС ВНМ-4

В МВТУ им. Баумана был разработан безмасляный вакуум-насос ВНМ-4, который спроектирован на следующие параметры:

Давление нагнетания	— 800 мм рт. ст.
Конечное давление всасывания	— 20 мм рт. ст.
Объемная производительность	— 115 л/мин.
Ресурс работы	— 1500 час.
Режим работы	— непрерывный.

Специальным требованием, в основном определившим конструктивные особенности машины, явилась недопустимость загрязнения смазочными материалами откачиваемого газа.

Вакуумный агрегат в целом представляет из себя блочную конструкцию, состоящую из вакуум-насоса, понижающего редуктора и приводного электродвигателя Д-1500 постоянного тока, жестко скрепленных между собой посредством фланцевого соединения. Этот агрегат укреплен в герметичной капсуле с помощью амортизирующего соединения, которое гасит вибрации высокой частоты и предохраняет вакуум-насос от выхода из строя при случайных внешних ударах. Такое конструктивное решение подвески в сочетании с капсулой, обклеенной изнутри поролоном, позволило снизить уровень шума с 80—90 дб до 50—60 дб, а также обеспечить работоспособность вакуум-насоса при понижении давления окружающей среды до  $1 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст. Всасывающий и нагнетательный патрубки, штуцера подвода и отвода воды, а также герметичный штепсельный разъем силового кабеля вынесены на торцевую стенку капсулы.

Непосредственно вакуум-насос представляет из себя трехступенчатую пластинчато-роторную машину, причем все ступени выполнены в одном корпусе, имеющем водяное

охлаждение. Для уменьшения веса и получения более технологичной конструкции корпус выполнен сварным.

В связи с тем, что в машине отсутствует смазка, а откачиваемый воздух может иметь влажность до 100%, корпус, ротор и другие основные детали выполнены из нержавеющей стали различных марок. Так, корпус выполнен из стали IX18H9T, а ротор — из стали 2X13. Между ступенями сжатия имеются два промежуточных холодильника, в трубное пространство которых подается вода. Концевой холодильник отсутствует. После III ступени газ выбрасывается в капсулу, откуда выводится через нагнетательный патрубок. Всасывание в вакуум-насос производится через герметичный всасывающий патрубок, проходящий внутри капсулы и имеющий выход на торец капсулы. При этом с целью снижения жесткости патрубка часть его выполнена в виде сильфона.

Для снижения мощности, потребляемой вакуум-насосом на нерасчетном режиме  $p_{вс} > 20$  мм рт. ст., каждая ступень снабжена автоматическим разгрузочным клапаном, который сбрасывает газ из ступени сжатия во внутреннее пространство капсулы при достижении в ступени давления, равного давлению нагнетания.

Чтобы уменьшить вес и габариты машины, была принята довольно высокая скорость вращения — 2500 об/мин, при этом скорость относительного движения пластины по цилиндру 1-ой ступени составила 9,8 м/сек. В связи с этим одной из основных проблем при создании вакуум-насоса явился подбор пары трения пластины — цилиндр, удовлетворительно работающей без смазки при значительных скоростях. С этой целью на специально изготовленном стенде, имитирующем условия работы 1-ой ступени, были испытаны различные материалы, среди них графиты марок ПК-0, 2П-1000, АГ-Б-1500, УГ-20; текстолиты и различные композиции на основе фторопласта. По результатам испытаний в качестве материала для пластин была выбрана фторопластовая композиция ФКН-7, разработанная НИИХИММАШем.

Для получения и сохранения в течение всего срока работы вакуум-насоса высокой ( $\nabla 9 \div \nabla 10$ ) чистоты внутренней поверхности цилиндров с целью уменьшения износа пластины в корпус были запрессованы стальные (сталь 2X13) втулки, термообработанные до твердости 45—48 HR<sub>C</sub>. Втулки имеют большое количество мелких ( $\varnothing 1,5$ —2 мм) радиальных сверлений, через которые происходит всасывание и нагнетание газа. Как показали испытания, при таких окнах всасывания и нагнетания износ пластин меньше, чем при окнах, представляющих из себя одно отверстие значительных размеров. Кроме того, при наличии втулок значительно

проще обеспечить точность расположения кромок окон. Роторы вращаются в подшипниках качения с уплотнительными шайбами, предотвращающими вытекание консистентной смазки из подшипников и попадание ее в рабочую камеру.

В связи с тем, что приводящий электродвигатель имеет 4000 об/мин, в вакуум-насосе есть встроенный понижающий редуктор, также работающий без смазки. Для обеспечения его работоспособности ведущая шестерня выполнена из стали 40X, ведомая — из бронзы ОФ-10-1. Как показали испытания, этот редуктор удовлетворительно работает в течение всего срока службы вакуум-насоса.

Испытания вакуум-насоса ВНМ-4, проведенные в лаборатории Э-5 МВТУ им. Н. Э. Баумана, включали снятие объемных и энергетических характеристик в широком диапазоне давлений всасывания и степени сжатия, выяснение работоспособности примененных материалов и исследование работы каждой из ступеней сжатия для расчета оптимального числа ступеней и соотношения описанных объемов с целью улучшения и доводки вакуум-насоса.

Некоторые результаты испытаний представлены на рис. 1, 2 и 3.

Из приведенных зависимостей видно, что при номинальных оборотах  $n = 4000$  об/мин остаточное давление составляет 9 мм рт. ст., а при  $p_{вс} = 20$  мм рт. ст. производительность равна  $V_e = 118$  л/мин, что примерно равно расчетной.

Мощность  $N_e$  растет с увеличением скорости вращения и давления всасывания.

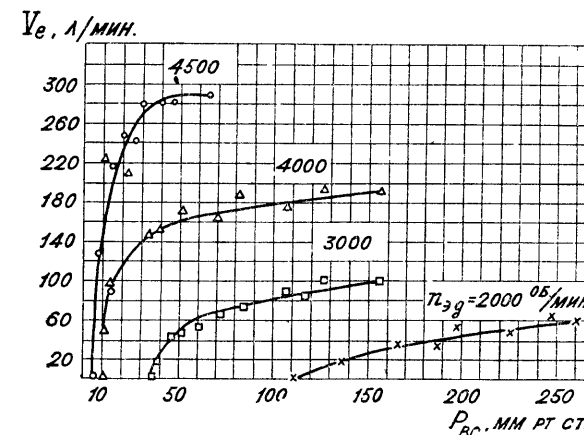


Рис. 1. Зависимость производительности вакуум-насоса ВНМ-4 от давления всасывания.

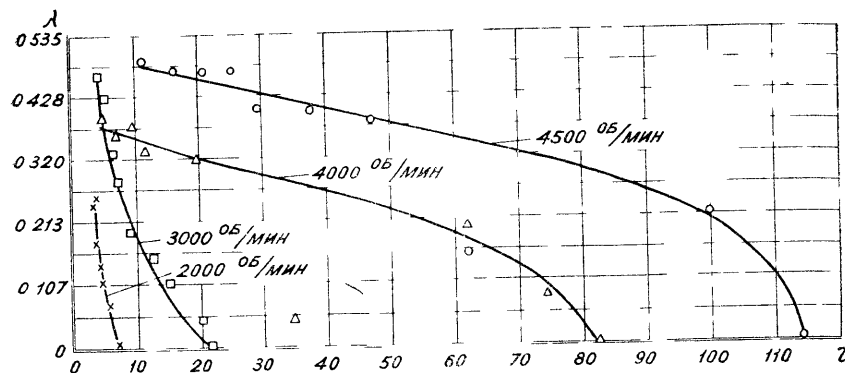


Рис. 2. Зависимость коэффициента откачки вакуум-насоса ВНМ-4 от степени повышения давления.

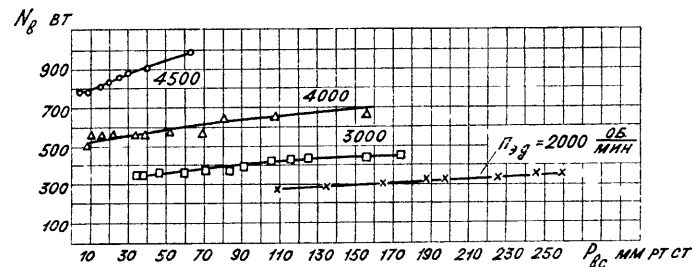


Рис. 3. Зависимость мощности вакуум-насоса ВНМ-4 от давления всасывания.

Незначительный рост мощности при малых степенях повышения давления (высоких давлениях всасывания) объясняется недостаточно удовлетворительной работой разгрузочных клапанов.

УДК 621.522.1

В. Л. БИБЕР, И. Л. КАГАНОВИЧ

### К РАЗРАБОТКЕ ПОРШНЕВОГО ВАКУУМ-НАСОСА БЕЗ СМАЗКИ

Анализ характеристик вакуум-насосов объемного типа без смазки [1—4] свидетельствует о сравнительно малой эффективности их в эксгаустерном режиме работы: степень сжатия  $\tau$  не более 10. Поэтому работы по созданию поршневых вакуум-насосов с золотниковым распределением без смазки представляются актуальными.

Основным препятствием для осуществления этих работ является практически полное отсутствие рекомендаций по проектированию уплотнений поршня, золотника и сальников, а также выбору для их элементов самосмазывающихся материалов.

Цель данной работы состояла в экспериментальном подборе пары трения и доводке конструкции уплотнения, которая обеспечила бы оптимальные нагекания, мощность трения и износ материалов. Объектом исследований являлся тронковый поршень  $\varnothing 38$  мм, на котором устанавливались поршневые и направляющие кольца из различных материалов. Натекание через уплотнение  $G_n$  в зависимости от средней скорости поршня  $C_T$  определялось по изменению давления и температуры в ресивере; перед началом замеров в ресивере создавался вакуум.

На рис. 1 представлены зависимости  $G_n = f(C_T)$  для трех вариантов конструкций уплотнения. Вариант I — уплотнение, распространенное в компрессоростроении: поршневое кольцо, поджатое экспандером, в канавке. Вариант II — поршневое кольцо, поджатое резиновой подкладкой, и вариант III — поршневые кольца 5, поджатые экспандерами 4, расположены в общей проточке поршня 1 и уплотнены по торцам резиновыми прокладками 3, плотно посаженными на поршень (рис. 2).

Как показано на рис. 1, уплотнение колец по торцам позволило более, чем в 6 раз по сравнению с вариантом I уменьшить  $G_n$  для  $C_T = 0$ . Следовательно, свыше 80% от общего  $G_n$  приходится на зазоры по торцам и под кольцами, что свидетельствует о бесполезности применения жестких экспандеров, приводящих к повышению мощности трения и износу материалов колец. Полученные результаты совпадают с данными для уплотнений холодильных компрессоров [5]. Таким образом, применение варианта I нецелесообразно вследствие высоких значений  $G_n$ , вариант II характеризуется при малых значениях  $G_n$  сильным износом материала колец и большой мощностью трения.

Результаты 1, 2 и 3 (рис. 1) получены для одинарных колец с замком „внахлестку“.

Наилучшие результаты были получены из материала, разработанного по методу инженера А. Н. Филиппова, для двоянных колец с косыми замками. На рис. 1 это отражено зависимостью 4; значения 5 получены после 25-часовой приработки и вполне соизмеримы с  $G_n$  для сальников с масляным уплотнением [6]. При этом радиальный износ колец, условно приходящийся на 1000 часов работы, не превышал 0,1—0,2 мм, что находится в пределах, рекомен-

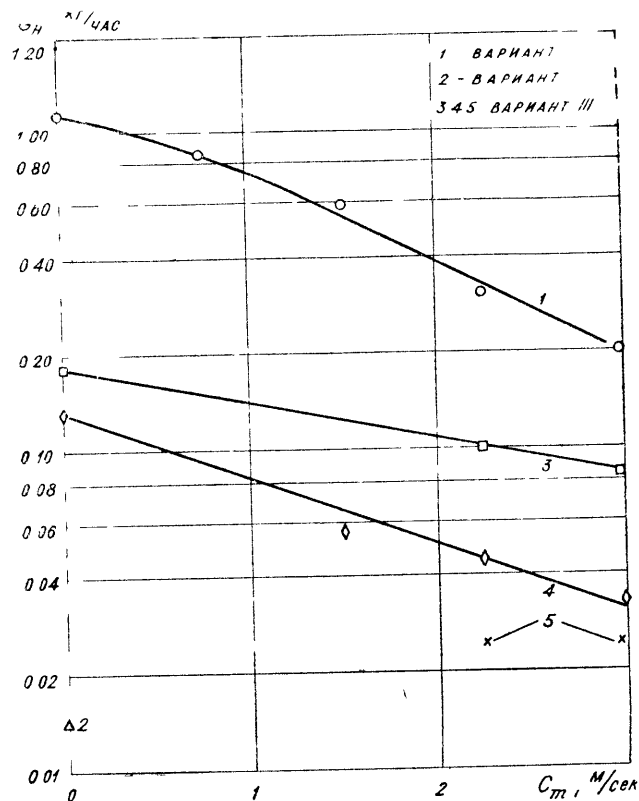


Рис. 1. Зависимость натекания через уплотнение поршня  $G_n$  от средней скорости поршня  $C_m$ :  
1 — вариант I; 2 — вариант II; 3, 4, 5 — вариант III.

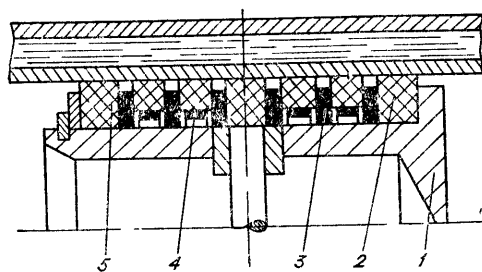


Рис. 2. Конструкция уплотнения поршня (вариант III):

1 — поршень, 2 — кольцо направляющее, 3 — прокладка, 4 — пружина экспансионная, 5 — кольцо поршневое.

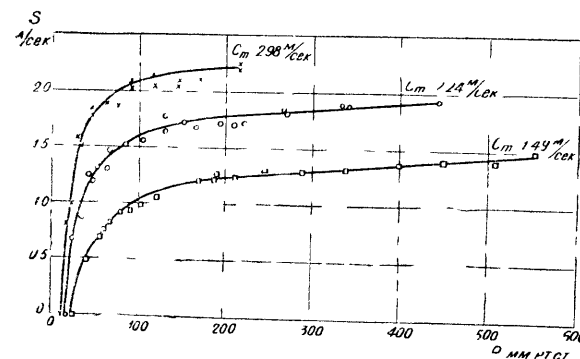


Рис. 3. Объемные характеристики экспериментального поршневого вакуум-насоса с золотниковым распределением системы MBTU без смазки (экстаустерный режим).

дующих для „сухих“ компрессоров низкого давления [7]. Эти результаты были подтверждены также 200-часовыми испытаниями материала на поршневом вакуум-насосе без смазки.

Рекомендации в отношении материалов и конструкции уплотнения подтверждены объемными характеристиками экспериментального „сухого“ малогабаритного поршневого вакуум-насоса с золотниковым распределением (рис. 3): полученные для  $C_m = 1,49$ ; 2,24 и 2,98 м/сек значения  $\tau$ , соответственно равные 31, 53 и 75, позволяют сделать вывод о перспективности применения поршневых вакуум-насосов с золотниковым распределением в вакуумных системах безмасляной откачки.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Egelhof W. Anwendung von trockenlaufenden Rotations — Vakuum-pumpen. „Maschinenmarkt“, 62 № 83, 1962.
2. Lemoine L. Pompes mécaniques seches et etanches. „Vide“, № 129, 1967.
3. Lemoine L. Des nouvelles pompes mécaniques non lubrifiées. „Vide“, № 134, 1968.
4. Багров Н. Н., Годованный В. А. и др. Использование мембранного насоса в вакуумной системе безмасляной откачки, ПТЭ, № 6, 1968.
5. Bartmann L. Losses due to leakage in piston compressors. Progress in refrigeration science and technology. Vol. II. Proceedings of the XII th international congress of refrigeration. Madrid, 1967.
6. Лубенец В. Д., Власов В. М., Пластинин П. И. Результаты тепловых испытаний вакуум-насоса системы MBTU. — В сб. Компрессоры и вакуумные машины, вып. 1. М., ЦИНТИХИМНЕФТЕМАШ, 1968.
7. Френкель М. И. Поршневые компрессоры. М. — Л., Машгиз, 1969.



П. И. ПЛАСТИНИН, Т. С. ДЕГТЯРЕВА, В. С. ЕДЕМСКИЙ

ОХЛАЖДЕНИЕ ЦИЛИНДРОВ ПОРШНЕВЫХ  
ВАКУУМ-КОМПРЕССОРОВ

Весовой расход газа в вакуум-компрессорах меньше, чем в компрессорах общего назначения равной производительности, а следовательно при сжатии в них выделяется меньшее количество тепла. Можно предположить, что в цилиндры вакуум-компрессоров следует подавать меньшее количество охлаждающей воды, чем это делается в настоящее время, и сократить эксплуатационные расходы.

Уменьшение расхода охлаждающей воды ухудшит охлаждение стенок цилиндра вакуум-компрессоров. Это приведет к увеличению показателя политропы эквивалентного процесса сжатия и к увеличению индикаторной мощности сжатия газа, а также может сказаться на производительности и предельном остаточном давлении.

Из сказанного следует, что необходимы специальные исследования, чтобы определить, как влияет изменение охлаждения цилиндров на мощностные и объемные характеристики и на предельно достижимый вакуум.

При определении необходимого количества охлаждающей цилиндры воды следует учитывать, что по правилам техники безопасности максимальная температура газа в рабочих полостях ограничивается температурой вспышки смазки и что существуют ограничения температуры выходящей воды ( $t_{\text{вых}} \leq 40^\circ\text{C}$ ), исключающие возможность выпадения осадков на стенки охлаждающей рубашки.

Определение оптимального расхода воды возможно лишь в результате комплекса исследований. До настоящего времени нет достаточно обоснованных норм расхода воды на охлаждение цилиндров поршневых вакуум-компрессоров.

В качестве объекта испытаний был выбран наиболее совершенный вакуум-компрессор 2ВНП-3 с производительностью  $3 \text{ м}^3/\text{мин}$  при 95% вакууме и рекомендованным расходом воды  $1,2 \text{ м}^3/\text{час}$ .

Производительность вакуум-компрессора замерялась газовым счетчиком или мерной диафрагмой. Давления во всасывающем и нагнетательном патрубках, а также перепад давлений в мерной диафрагме — дифференциальными манометрами, заполненными ртутью, водой или дибутилфталатом. Для снятия индикаторных диаграмм в полостях цилиндра и золотника применялся тензометрический метод. Участок трубки Бурдона с наклеенными на него с выпуклой и вог-

нутой сторон тензодатчиками с базой 20 мм припаивался к плоской пластине и устанавливался в передние крышки цилиндра и золотника так, чтобы внутренняя полость трубки Бурдона сообщалась с рабочей полостью. С внешней стороны трубки Бурдона искусственно создавалось контролируемое давление порядка 0,5 атм. В этом случае перепад давлений, измеряемый тензодатчиками, не превышал 400 мм рт. ст. Запись переменных рабочих температур в цилиндре и в золотниковой камере вакуум-компрессора и их расшифровка выполнялись по методике, разработанной ВНИИХ.

Датчики переменных температур устанавливались в крышках цилиндра и золотниковой камеры. Сигнал с датчиков поступал на шлейфовый осциллограф. Для тарировки температурных диаграмм записывались значения контрольных сопротивлений. Для того чтобы получить картину температурного поля стенок цилиндра и золотника, в тело цилиндрического блока на расстоянии 0,5 мм от поверхности рабочей камеры устанавливалось 15 хромель-капельных термопар. Изменение ЭДС термопар фиксировалось потенциометром.

Кроме количества охлаждающей воды, на тепловой режим вакуум-компрессора влияют следующие факторы: температура окружающей среды, температура всасываемого газа и температура охлаждающей воды на входе в цилиндр. Влияние этих факторов в проведенном эксперименте не учитывалось, так как колебание их значений не превышало 3%.

Испытания вакуум-компрессора проводились при расходе охлаждающей воды 1,2; 0,8; 0,5; 0,3  $\text{м}^3/\text{час}$ . При каждом расходе воды были получены характеристики при числах оборотов коленчатого вала 220 и 410 об/мин в диапазоне давлений всасывания  $p_{\text{вс}} = p_{\text{пред}} = 10; 37$  и 80 мм рт. ст. Пример объемных и энергетических характеристик приведен на рис. 1.

Объемные характеристики почти не изменяются при изменении охлаждения цилиндрического блока. Анализ экспериментально полученных зависимостей коэффициента откачки  $\lambda$  от отношения давлений нагнетания и всасывания  $\tau$  указывает на некоторое уменьшение (до 3%) коэффициента откачки  $\lambda$  при  $\tau < 20$ , вызванное уменьшением расхода охлаждающей воды в 4 раза. Уменьшение коэффициента откачки  $\lambda$  можно объяснить уменьшением коэффициента подогрева  $\lambda_{\text{т}}$ . В табл. 1 приведены значения коэффициента  $\lambda_{\text{т}}$ , вычисленные так:

$$\lambda_{\text{т}} = \frac{T_{\text{вс}}}{T_1},$$

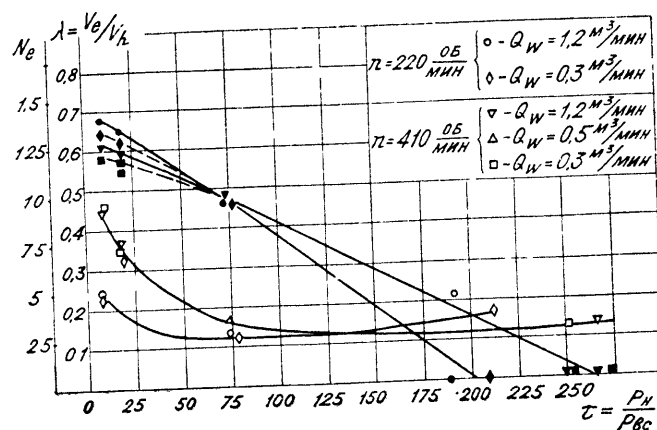


Рис. 1. График зависимости коэффициента откачки  $\lambda$  и мощности  $N_e$  от степени повышения давления  $\tau$  при различном охлаждении.

где  $T_{вс}$  — абсолютная температура газа во всасывающем патрубке;  
 $T_1$  — абсолютная температура начала всасывания, которая определялась по экспериментально полученной зависимости температуры газа в цилиндре от угла поворота коленчатого вала.

Таблица 1

Расход воды, $м^3/час$	Значения коэффициента $\lambda_T$					
	Число оборотов об/мин					
	220			410		
	Давление всасывания мм рт. ст.			Давление всасывания мм рт. ст.		
	$P_{пред}$	37	80	$P_{пред}$	37	80
1,2	0,995	0,95	0,93	0,92	0,89	0,865
0,3	0,99	0,92	0,912	0,885	0,89	0,85

Остальные коэффициенты, составляющие коэффициент откачки, от интенсивности охлаждения цилиндров практически не зависят.

Таким образом, снижение расхода охлаждающей воды не оказывает влияния на производительность вакуум-компрессора.

Мощность на валу вакуум-компрессора  $N_e$  складывается из индикаторной мощности и мощности трения. Индикаторная мощность определялась по суммарной площади индикаторных диаграмм полостей цилиндра и золотника. При крайних значениях расхода охлаждающей воды  $Q_{w \max}$  увеличение суммарной индикаторной мощности достигло 18% (табл. 2). Однако при этом мощность на валу  $N_e$  практически не менялась, что позволило сделать вывод об уменьшении мощности трения и повышении  $\eta_{\text{мех}}$  с сокращением расхода охлаждающей воды. Потребляемая удельная мощность при том же снижении  $Q_w$  возросла на расчетном режиме на 4% за счет уменьшения производительности.

Таблица 2

Значение суммарной индикаторной мощности

$n$ , об/мин	220	220	410	410
$P_{вс}$ , мм рт. ст.	37	80	37	80
$Q_w = 1,2 \text{ м}^3/час$ ; $N_i \Sigma$ , кВт	1,53	1,87	2,65	3,92
$Q_w = 0,3 \text{ м}^3/час$ ; $N_i \Sigma$ , кВт	1,7	2,13	3,295	4,73
$\frac{\Delta N_i \Sigma}{N_i \Sigma}$ , %	7	13,8	14,2	18,2

Таким образом, снижение расхода охлаждающей цилиндры воды не оказало существенного влияния на величину потребляемой вакуум-компрессором мощности.

Наибольшая рабочая температура газа зарегистрирована в полости золотника в момент времени, когда угол поворота коленчатого вала составлял  $330^\circ$  от положения, соответствующего ВМТ. Для давлений всасывания, при которых рекомендуется использовать вакуум-компрессор (менее 80 мм рт. ст.), температура газа не превышает  $180^\circ \text{C}$ . Таким образом, она не ограничивает уменьшение расхода охлаждающей воды, подводимой к цилиндровому блоку.

Анализ зависимости  $\Delta t = f(Q_w)$  (рис. 2) позволяет установить минимально возможный расход охлаждающей воды, исходя из допустимой разности  $\Delta t$  температур входа и выхода воды. При температуре входящей воды  $35^\circ \text{C}$  (наиболее неблагоприятный случай) допустимая  $\Delta t$  равна  $5^\circ \text{C}$ .

При рассмотрении картины температурного поля цилиндра отмечено повышение температуры стенки цилиндра вдоль продольной оси по направлению к центральной части и в направлении от цилиндра к золотнику в среднем на  $5-6^\circ \text{C}$  при  $Q_w = 0,3 \text{ м}^3/час$ .

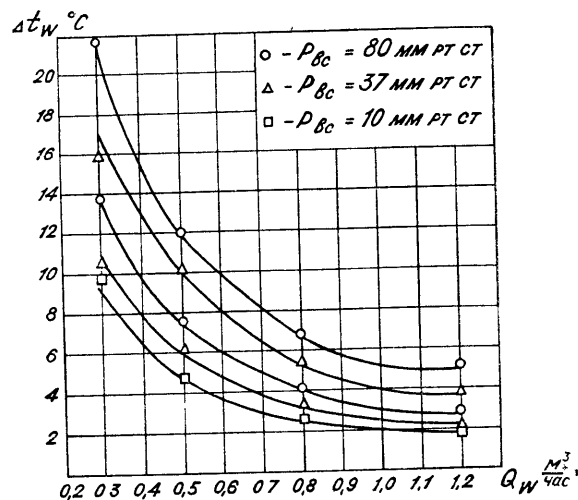


Рис. 2 График зависимости изменения температуры охлаждающей воды  $\Delta t$  от расхода охлаждающей воды

Экспериментально установлено, что при уменьшении количества подаваемой для охлаждения воды с 1,2 до 0,3  $м^3/час$  общая картина температурного поля цилиндра практически не изменяется. Максимальное возрастание температуры стенки не превышало  $8^{\circ}C$ .

Из вышесказанного следует, что определяющим предел уменьшения расхода охлаждающей воды фактором является температура воды на выходе из цилиндрического блока.

На основании анализа результатов проведенного эксперимента определен оптимальный расход охлаждающей воды для вакуум-компрессора 2ВНП-3 — 0,5  $м^3/час$ . В случае перевода вакуум-компрессора на число оборотов 410 в минуту оптимальным значением расхода воды следует считать 0,8  $м^3/час$ .

Суммарный экономический эффект от уменьшения расхода охлаждающей воды определяется как разность между сэкономленными расходами на воду и возросшими на электроэнергию. Для серийно выпускаемого вакуум-компрессора 2ВНП-3 с числом оборотов 220 об/мин годовая экономия составит:

$$\mathcal{E} = \Delta A - \Delta E [\text{руб.}],$$

где  $\Delta A$  — экономический эффект от сокращения  $Q_w$

1,2  $м^3/час$  до 0,5  $м^3/час$ , [руб.];

$\Delta E$  — увеличение затрат на электроэнергию, [руб.].

$$\Delta A = \Delta Q_w \cdot C_1 h,$$

где  $C_1 = 0,087 \text{ руб./м}^3$  (по данным Мелитопольского компрессорного завода);

$$h = 8640 \text{ час.}$$

$$\Delta A = 0,7 \cdot 0,087 \cdot 8640 = 525 \text{ руб.}$$

$$\Delta E = \Delta N_{уд} V_e \cdot h \cdot C_2,$$

где  $C_2 = 0,02 \text{ руб. кВт/час.}$

$$\Delta E = 1,3 \cdot 0,03 \cdot 3 \cdot 8640 \cdot 0,02 = 21 \text{ руб.}$$

$$\mathcal{E} = 525 - 21 = 504 \text{ руб.}$$

Таким образом, для каждого выпускаемого вакуум-компрессора годовой экономический эффект от сокращения расхода охлаждающей воды составит 504 руб., т. е. более 50% от себестоимости машины.

УДК 533 51, 621 524

В. И. ВАСИЛЬЕВ, В. А. ВЕДЕНИН, Э. В. ИВАНОВ,  
И. Л. КАГАНОВИЧ, О. Ю. ПОЛЯКОВ, А. В. ВОРОНИН

## МАЛОРАСХОДНЫЙ АГРЕГАТ БЕЗМАСЛЯНОЙ ОТКАЧКИ

Экспериментальный вакуумный малорасходный агрегат разработан на базе серийного двухступенчатого насоса типа Рутс ДВН-5-2 и двух ступеней бескрейцкопфного поршневого вакуум-насоса с дифференциальным поршнем и золотником поршневого типа системы МВТУ.

Преимуществом данных поршневых насосов является их быстроходность и возможность автоматического перехода на двухступенчатый режим работы при достаточно низких давлениях всасывания. Привод каждой из четырех ступеней вакуумного агрегата осуществляется от отдельного электродвигателя постоянного тока.

Конструкция вакуум-насоса ДВН-5-2 была приспособлена для работы без смазки. С этой целью синхронизирующие шестерни изготовлялись из легированных сталей с соответствующей термообработкой, а подшипники имели твердую смазку, состоящую в основном из дисульфида молибдена.

Поршневой бескрейцкопфный малорасходный вакуум-насос с дифференциальным поршнем без смазки является новой разработкой. Основной задачей настоящей работы являлось

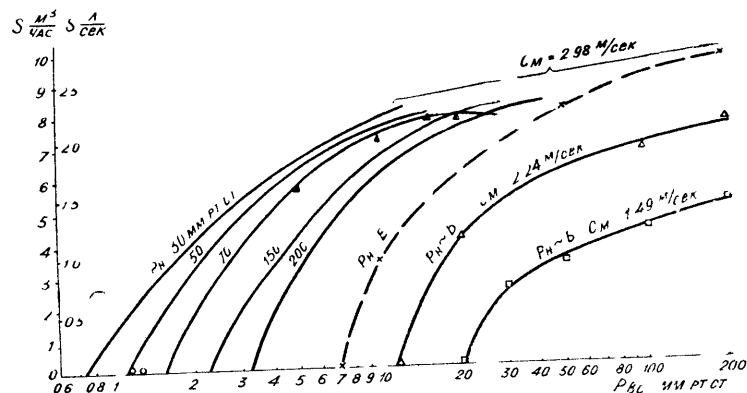


Рис. 1 Зависимость быстроты откачки  $S$  поршневого вакуум-насоса от давления всасывания  $P_{вс}$  при различных скоростях поршня  $C_m$  при  $P_n = \text{const.}$

экспериментальное исследование данного типа вакуум-насоса как в составе вакуумного агрегата, так и самостоятельно. Поршневые и направляющие кольца вакуум-насоса были выполнены из самосмазывающегося материала, а направляющие втулки и гильзы цилиндров из стали с поверхностной твердостью  $HRC \geq 50$ .

На рис. 1 приведены экспериментальные зависимости быстроты откачки  $S$  безмасляного экспериментального образца поршневого вакуум-насоса от давления всасывания  $P_{вс}$  в эксгаустерном режиме (нагнетание в атмосферу  $P_n \approx B$  при различных значениях средней скорости поршня  $C_m = 1,49 \text{ м/сек}$  ( $n = 800 \text{ об/мин}$ ),  $C_m = 2,24 \text{ м/сек}$  ( $n = 1200 \text{ об/мин}$ ),  $C_m = 2,98 \text{ м/сек}$  ( $n = 1600 \text{ об/мин}$ ).

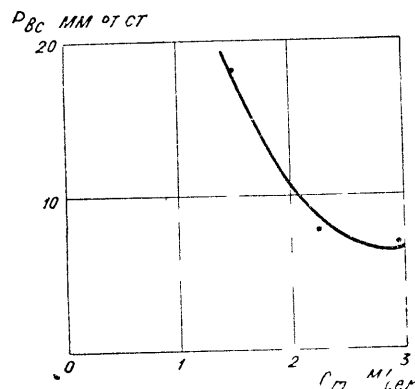


Рис. 2 Зависимость остаточного давления на всасывании от средней скорости поршня.

Для указанных значений  $C_m$  соответственно получены следующие величины предельного остаточного давления: 18, 8, и 7 мм рт. ст. Из рис. 2 видно, что с ростом средней скорости поршня предельное остаточное давление все время уменьшается. При  $C_m$  больше 2,5—3 м/сек остаточное давление изменяется незначительно и, следовательно, дальнейшее повышение быстроты поршневого вакуум-насоса с этой

точки зрения нецелесообразно. Следует отметить, что серийные крейцкопфные вакуум-насосы ВВП-6 МВТУ со смазкой, имеющие значительно большую производительность, чем исследуемый вакуум-насос, дают остаточное давление не более 2—3 мм рт. ст.

Из рис. 1 видно, что с уменьшением давления быстрота откачки уменьшается незначительно до  $P_{вс} \approx 100\text{—}150 \text{ мм рт. ст.}$ , а затем по мере приближения к предельному давлению резко падает до нуля. Такой характер кривых  $S - P_{вс}$  объясняется возрастающим влиянием протечек (перетеканий и натеканий) в поршневом вакуум-насосе при уменьшении давления всасывания. С ростом средней скорости поршня уменьшается относительная величина протечек, что приводит к более низкому значению предельного давления.

На рис. 2 приведены объемные характеристики поршневого вакуум-насоса в вакуумном режиме (давление нагнетания ниже атмосферного) для  $C_m = 2,98 \text{ м/сек}$  при  $P_n = 30, 50, 70, 150$  и  $200 \text{ мм рт. ст.}$  Там же для сравнения нанесена зависимость  $S - P_{вс}$  для эксгаустерного режима работы вакуум-насоса (пунктирная линия).

Как и следовало ожидать, с уменьшением давления нагнетания объемные характеристики принципиально не изменяются, но смещаются в сторону меньших значений давлений всасывания. При  $P_n < 150 \text{ мм рт. ст.}$  остаточное давление составляет менее 2 мм рт. ст., что свидетельствует о целесообразности применения этих вакуум-насосов не только в эксгаустерном, но и в вакуумном режиме, т. е. в качестве двухступенчатого насоса. Аналогичные зависимости были получены и при других средних скоростях поршня.

Влияние перепуска газа из мертвого объема на коэффициент откачки  $\lambda$  и отношение давлений  $\tau = \frac{P_n}{P_{вс}}$  для поршне-

вого вакуум-насоса для экспандеров большой жесткости приведено на рис. 3. Из графика видно, что перепуск газа играет существенную роль. Так, например, при приемлемом значении коэффициента откачки  $\lambda = 0,5$  отношение давлений  $\tau$  возрастает с 3,5 до 7,2, т. е. примерно в 2 раза. В таком же отношении находятся и значения предельных отношений давлений (14 и 37).

Испытания поршневого вакуум-насоса без смазки показали целесообразность выполнения конструкции уплотнения поршня и сальников, принятых в компрессоростроении, — поршневое кольцо в канавке, поджатое экспандером вследствие значительных протечек газа через зазоры по торцам уплотнительных колец и под самими кольцами.

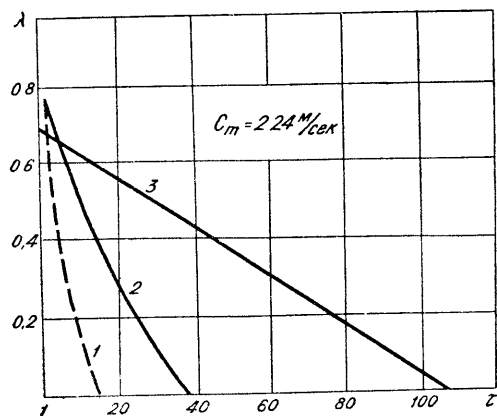


Рис. 3. 1—зависимость коэффициента откачки  $\lambda$  от степени сжатия  $\tau$  поршневого вакуум-насоса без перепуска для экспандерных пружин большой жесткости; 2—зависимость коэффициента откачки  $\lambda$  от степени сжатия  $\tau$  поршневого вакуум-насоса с перепуском для экспандерных пружин большой жесткости; 3—зависимость коэффициента откачки  $\lambda$  от степени сжатия  $\tau$  поршневого вакуум-насоса с перепуском для экспандеров специальной конструкции.

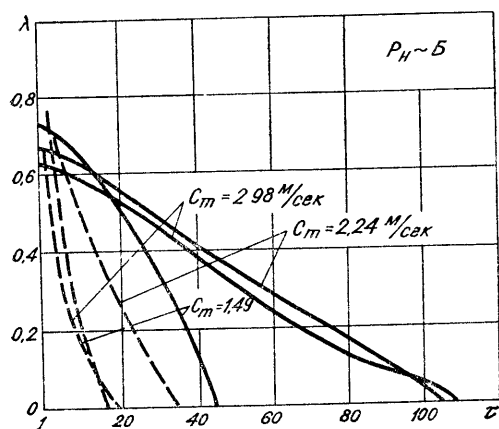


Рис. 4. Зависимость коэффициента откачки  $\lambda$  от степени сжатия  $\tau$  поршневого вакуум-насоса при различной жесткости и конструкции экспандеров:

--- со стальными экспандерами  
— с резиновыми экспандерами.

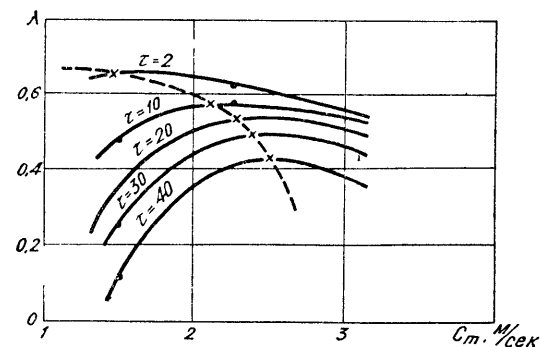


Рис. 5. Зависимость коэффициента откачки  $\lambda$  от средней скорости поршня  $C_m$  поршневого вакуум-насоса при различных степенях сжатия  $\tau$ .

Зависимость характеристики  $\lambda - \tau$  от конструкции экспандеров представлена на рис. 4. Пунктиром показана характеристика вакуум-насоса с экспандерами из стали 65Р с закалкой до 50—55 HRC,  $\delta = 0,7$  мм, а сплошной линией — с резиновыми подкладками, уложенными в канавках. Новая конструкция экспандеров дала возможность увеличить предельное отношение давлений примерно в 3 раза.

Зависимость коэффициента откачки  $\lambda$  от средней скорости поршня  $C_m$  при различных значениях  $\tau$  поршневого вакуум-насоса представлена на рис. 5. С увеличением  $\tau$  максимум  $\lambda$  смещается в сторону больших значений  $C_m$ , что объясняется различной степенью влияния дроссельных потерь и потерь от протечек.

Увеличение быстроходности поршневого вакуум-насоса благоприятно сказывается на снижении удельной мощности  $N_{уд}$  (рис. 6). Так, например, с увеличением числа оборотов с 800 до 1600 об/мин (т. е. в 2 раза) минимум удельной энергии снижается с 0,195 до 0,11 квт. час/м<sup>3</sup> (т. е. в 1,75 раза). Однако быстроходность безмасляного поршневого вакуум-насоса ограничивается в основном стойкостью самосмазывающихся материалов ( $C_{m \max} \leq 3,5 - 4$  м/сек). На рис. 6 приведены также зависимости эффективной мощности  $N_e$ , индикаторной теоретической мощности  $N_{ti}$ . Мощность теоретических потерь  $N_{tp} = N_e - N_{ti}$ . В исследуемом вакуум-насосе мощность теоретических потерь определяется в основном мощностью трения ( $N_{tp} \approx N_{тр}$ ).

Применение самосмазывающихся материалов требует интенсивного охлаждения рабочих поверхностей поршневого вакуум-насоса вследствие относительно более высокого значения коэффициента трения. Так, для ситалопласта коэффициент

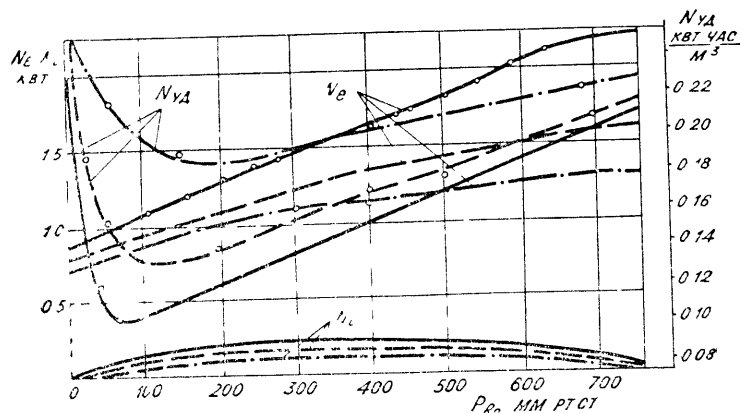


Рис. 6. Энергетические характеристики поршневого вакуум-насоса при различных числах оборотов:

—  $C_m = 2,98$  м/сек  $n = 1600$  об/мин;  
 ---  $C_m = 2,24$  м/сек  $n = 1200$  об/мин;  
 - · - ·  $C_m = 1,49$  м/сек  $n = 800$  об/мин.

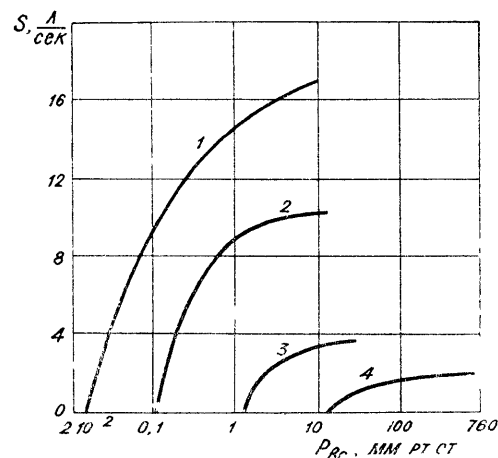


Рис. 7. Зависимость скорости откачки  $S$  четырехступенчатого вакуумного агрегата от давления всасывания  $P_{вс}$ :

1 — РУТс — РУТс — поршневой — поршневой  
 2 — РУТс — поршневой — поршневой, 3 — поршневой — поршневой, 4 — поршневой.

трения равен примерно 0,2, а фрикционная теплостойкость ограничена  $200^\circ\text{C}$ . Поэтому потребляемая вакуум-насосом мощность сравнительно велика. Так, при  $C_m = 1,49$  м/сек  $N_{e\text{max}} = 1,7$  кВт, а максимальное значение механического КПД равно 0,22. Однако необходимо отметить, что в вакуум-

насосах первостепенным фактором является не потребляемая мощность, а величина откачки. Другие самосмазывающиеся материалы, обладая меньшими значениями коэффициента трения, оказались непригодными вследствие значительного износа в процессе обкатки.

Результаты каскадных испытаний безмасляного агрегата представлены на рис. 7.

УДК 621.524

В. И. КУЗНЕЦОВ

## ОБЪЕМНЫЙ КПД ДВУХРОТОРНЫХ ВАКУУМНЫХ НАСОСОВ

Предложенная Ван-Атта [1, 2] методика определения основных характеристик двухроторных вакуумных насосов (ДВН) в области низких давлений остается пока единственной. Эта методика не позволяет определить основные характеристики ДВН непосредственно „по данным чертежа“ и требует получения экспериментальных данных на насосе или модели, необходимых для подсчета пропускной способности щелей в роторном механизме и величины „обратной скорости откачки“ [1, 2, 5, 6, 7, 9]. Предложенные Вакасима [8], а также Шумовым и Леграном [9] формулы для подсчета пропускной способности щелей в роторном механизме являются, по-видимому, слишком приближенными. Данных для расчета величины обратной скорости откачки в литературе не имеется. Методика Винзенбургера [3, 4] справедлива для области высоких давлений.

Цель настоящей работы — создание методики инженерного расчета основных характеристик ДВН ( $\lambda_n$  и  $k$ ), работающих при давлениях  $1,0-10^{-3}$  мм рт. ст., когда режим течения газа в зазорах роторного механизма является в основном молекулярным.

Для определения производительности ДВН обычно используется формула:

$$Q' = Sp_v = S_r p_v - Q'_{обр} \quad (1)$$

Обратный поток газа должен быть, по нашему мнению, в отличие от принятого Ван-Атта [1, 2], выражен в виде

$$Q'_{обр} = U_3(p_{вых} - p_v) + S_{обр}(p_{вых} - p_v), \quad (2)$$

т. е. множителем при  $S_{обр}$  должна быть разность давлений ( $p_{вых} - p_v$ ). Действительно, за счет неровностей в роторах

газ передается не только с выхода на вход ( $S_{обр} \cdot p_{вых}$ ), но и со входа на выход, что должно быть учтено членом  $S_{обр} \cdot p_v$ . Что же касается обратной откачки за счет процессов сорбции и десорбции газов поверхностями, можно, по-видимому, считать, что газ, сорбированный при давлении  $p_{вых}$ , десорбируется до равновесного состояния при давлении  $p_v$ . Таким образом, производительность насоса будет

$$Q' = Sp_v = S_r p_v - (U_3 + S_{обр})(p_{вых} - p_v) \quad (3)$$

и быстрота откачки

$$S = \frac{Q'}{p_v} = S_r - (U_3 + S_{обр}) \left( \frac{p_{вых}}{p_v} - 1 \right). \quad (4)$$

Поскольку

$$\frac{p_{вых}}{p_v} = \frac{S}{S_\phi}, \quad (5)$$

то

$$S = \frac{S_1 + C}{1 + \frac{C}{S_\phi}} \cong \frac{S_r}{1 + \frac{C}{S_\phi}}, \quad (6)$$

где  $C = U_3 + S_{обр}$ .

Также видно, что наибольшее отношение давлений (при отсутствии потока газа  $S=0$ , когда на входе в ДВН достигается остаточное давление при заданном давлении на выходе) определяется соотношением:

$$K = \frac{p_{вых}}{p_{ост}} = \frac{S_r + C}{C} \quad (7)$$

и

$$p_{ост} = p_{вых} \frac{C}{S_r + C}. \quad (8)$$

Обычно с достаточной точностью принимается [11]

$$S_r \cong 10^{-3} \frac{\pi D^2}{4} L \cdot \frac{n}{60}, \text{ л/сек.} \quad (9)$$

Пропускная способность тонкой прямоугольной щели при молекулярном режиме течения может быть представлена в виде

$$U_3 = 3,64 L \delta \cdot k_{ш} \sqrt{\frac{T}{M}}, \text{ л/сек,} \quad (10)$$

где  $L$  и  $\delta$  — в сантиметрах, и для длинных  $\left(\frac{l}{\delta} > 10\right)$  прямоугольных щелей

$$k_{ш} = \frac{\delta}{l} \ln \frac{l}{\delta}. \quad (11)$$

В роторном механизме ДВН только торцевые зазоры можно считать щелями прямоугольной формы. Если считать осредненную по торцу ротора длину этой щели в направлении перетекания

$$l_r = \frac{2c + 2r}{2} = c + r, \quad (12)$$

то полагая [11]  $c = 2a - \frac{D}{2}$ ,  $r \cong \frac{D}{4}$  и  $2a = \frac{D}{1,5}$  получим  $l_r \cong 0$ , и поправка Клаузинга  $k_r$  для торцевой щели будет очень малой величиной. Например, для насоса ДВН-500  $D = 30$  см,  $\delta_r = 0,5$  мм,  $l_r \cong 12$  см и из (11) получаем  $k_r \cong 0,025$ .

Пропускная способность зазоров в роторном механизме ДВН может быть представлена в виде

$$U_3 = 3,64 \sqrt{\frac{T}{M}} [L (2k_{p.k} \delta_{p.k} + k_{p.p} \cdot \delta_{p.p} + (D + 2a)(k_{r1} \delta_{r1} + k_{r2} \delta_{r2})], \text{ л/сек,} \quad (13)$$

где поправки Клаузинга  $k_{p.p}$  и  $k_{p.k}$  для радиальных щелей были определены экспериментально и составляют  $k_{p.p} = k_{p.k} = 0,23$ .

Для подсчета обратной быстроты откачки  $S_{обр}$  следует, по-видимому, определить величину объемов в рабочей камере, переносящих газ с выхода на вход ДВН. На рис. 1 показано поперечное сечение роторного механизма ДВН с двухлопастными роторами, где отмечены участки, соответствующие объемам газа, переносимым с выхода на вход за 1 оборот. Поверхностями, подвергающимися попеременно воздействию высокого и низкого давления, являются:

- а) полные боковые поверхности обоих роторов — 1 раз за один оборот;
- б) цилиндрические поверхности рабочей камеры — 2 раза за один оборот;
- в) часть торцевых поверхностей рабочей камеры — 2 раза за один оборот.

Очевидно, передаваемый за один оборот объем газа опре-

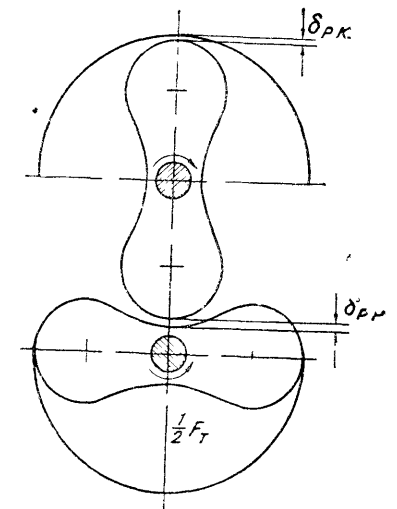


Рис. 1. Схема роторного механизма для определения поверхностей, подвергающихся попеременно воздействию высокого и низкого давления.

деляется как сумма произведений указанных поверхностей на соответствующие зазоры и обратная быстрота откачки будет равна:

$$S_{обр} = V_{обр} \cdot \frac{n}{60} \cdot 10^{-3} =$$

$$= 10^{-3} \frac{n}{60} 2\pi DL \left[ \frac{1}{2} \delta_{p.p} + \delta_{p.k} + \frac{1}{4} \frac{D}{L} (\delta_{т1} + \delta_{т2}) \right], \text{ л/сек.} \quad (14)$$

Таким образом, для двухлопастного ДВН при молекулярном течении воздуха при 20° С в зазорах

$$C = U_3 + S_{обр} = 11,6 [L (k_{p.p} \delta_{p.p} + k_{p.k} 2\delta_{p.k}) + (D + 2a) \times$$

$$\times (k_{т1} \delta_{т1} + k_{т2} \delta_{т2})] + 10^{-3} \frac{n}{60} 2\pi DL \left[ \frac{1}{2} \delta_{p.p} + \delta_{p.k} + \right.$$

$$\left. + \frac{D}{4L} (\delta_{т1} + \delta_{т2}) \right], \text{ л/сек.} \quad (15)$$

Для ДВН с трехлопастными винтовыми профилями роторов формула для  $S_{обр}$  несколько отличается от (14).

С целью уточнения полученных расчетных формул нами были проведены испытания макетов ДВН, изготовленных на базе трехлопастных нагнетателей Рутса с винтовыми роторами:

- а) ЯАЗ-206 с облегченным профилем роторов;
- б) 37Д с облегченным профилем роторов;
- в) 37Д с полным профилем ротора.

Полученные данные обрабатывались для определения  $C = U_3 + S_{обр}$  из соотношений (6) и (7) в виде

$$C = \frac{S_r}{k-1} \quad (16)$$

и

$$C = S_{\phi} \left( \frac{1}{\lambda_{н. \max}} - 1 \right), \quad (17)$$

где  $\lambda_{н. \max}$  — наибольший объемный КПД насоса.

При обработке экспериментальных результатов следовало иметь в виду, что зависимость  $\frac{p_{вых}}{p_{ост}}$  от  $p_{вых}$  уменьшается в области низких давлений, и это привело Ван-Атта, Армбруста и Лоренца к выводу об увеличении  $S_{обр}$  в этой области. По нашему мнению, уменьшение отношения  $\frac{p_{вых}}{p_{ост}}$  в области низких давлений связано с практически постоянной величиной газоотделения и натекания насоса, доля которого в образовании остаточного давления становится все более

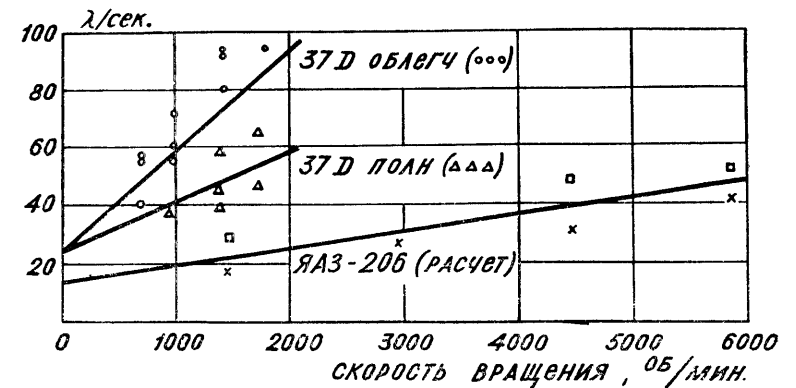


Рис. 2. Зависимости  $C = U_3 + S_{обр}$  моделей ДВН на базе нагнетателей 37Д и ЯАЗ-206 от числа оборотов при молекулярном режиме течения газов в зазорах.

ощутимой по мере понижения давления. Действительно, остаточное давление ДВН можно представить в виде

$$p_{ост} = \frac{p_{вых}}{k} + \frac{Q'_\xi}{S_r}, \quad (18)$$

где  $Q'_\xi$  — суммарное газоотделение и натекание на вход ДВН.

Полагая второе слагаемое в правой части постоянным, нетрудно видеть, что  $k = \frac{dp_{вых}}{dp_{ост}}$ , т. е. при обработке экспериментальных данных можно пользоваться формулой:

$$k = \frac{\Delta p_{вых}}{\Delta p_{ост}}, \quad (19)$$

где  $\Delta p_{вых}$  и  $\Delta p_{ост}$  — небольшое приращение выходного давления и получающееся при этом приращение остаточного давления\*.

На рис. 2 представлены результаты обработки экспериментальных данных в виде зависимостей  $C = U_3 + S_{обр}$  моделей ДВН от чисел оборотов вала при молекулярном режиме течения воздуха в зазорах. Очевидно, отрезки, отсекаемые этими линиями на оси ординат, представляют собой значения пропускной способности щелей в роторном механизме.

Проиллюстрируем полученные результаты на примере определения величины зазоров роторного механизма насоса ДВН-500.

\* Заметим, что этот метод обработки экспериментальных данных следует использовать также для турбомолекулярных насосов.



Из условия минимального потребления мощности двигателя ДВН и форвакуумного насоса при входном давлении 0,5 мм рт. ст. и  $\lambda_n = 0,5$  графоаналитическим методом была найдена необходимая быстрота откачки форвакуумного насоса (35 л/сек) и выбран насос ВН-4 (40 л/сек). Геометрическая быстрота откачки ДВН-500 составляет  $S_r = 1200$  л/сек. Задав отношение длины ротора к диаметру  $\frac{L}{D} = 1,8$  и число

оборотов  $n = 2000$  об/мин, мы получили из соотношения (10) диаметр ротора 30 см и длину  $L = 54$  см. Основные размеры профилей роторов, определенные по А. М. Кацу [11]:  $2a = 20$  см,  $b = 7,87$  см,  $r = 7,13$  см,  $2c = 10$  см.

Из (6) следует, что в нашем случае  $C = U_3 + S_{обр} = 40$  л/сек. Принимая  $\delta_{p,p} = 2\delta_{p,k} = 2\delta$ ;  $k_{p,p} = k_{p,k} = 0,23$ ;  $\delta_{r1} = \delta_{r2} = \delta$  и поскольку  $\frac{L}{D} = 1,8$  и  $D + 2a = 1,66D$ , получаем из (15)  $C = U_3 + S_{обр} = D\delta \left( 20,3 + 4,56 \cdot L \frac{\pi n}{60} \cdot 10^{-3} \right)$ , л/сек.

Отсюда величина осредненного зазора

$$\delta = \frac{C}{D \left( 20,3 + 4,56 L \frac{\pi n}{60} \cdot 10^{-3} \right)} = 0,0289 \text{ см.}$$

В качестве исполнительных были приняты зазоры  $\delta_{p,k} = \delta_{r1} = \delta_{r2} = \delta = 0,25$  мм,  $\delta_{p,p} = 2\delta = 0,50$  мм, с тем, чтобы их величина была уточнена при испытаниях первых образцов насосов. Заметим, что в процессе испытаний был увеличен только один из торцевых зазоров (до  $\delta_{r1} = 3\delta$ ), остальные зазоры не потребовали изменений.

В табл. 1 приведены значения основных характеристик насосов ДВН-500 и ДВН-1500, полученные из расчетных и экспериментальных данных; как видно, результаты расчета и эксперимента отличаются не более, чем на 10%.

Интересно отметить, что обработка приведенных в литературе данных по предложенной методике также дает хорошие результаты.

На рис. 3 приведены графические зависимости основных характеристик ДВН от диаметра роторов, построенные по предложенной методике расчета в предположении, что окружающая скорость роторов составляет  $v_{окр} = 50$  м/сек, а зазоры в роторном механизме

$$\delta_{p,p} = 2\delta_{ш} = 2\delta; \delta_{b,k} = \delta = \delta_{ш}; \Sigma\delta_r = 4\delta,$$

Таблица 1  
Сравнение значений  $S_{max}$ ,  $\lambda_{n,max}$  и  $C = U_3 + S_{обр}$ , полученных для насосов ДВН-500 и ДВН-1500 из расчета и экспериментальных данных

	ДВН-500		ДВН-500		ДВН-500		ДВН-1500	
	расчет.	экспер.	расчет.	экспер.	расчет.	экспер.	расчет.	экспер.
$S_r$ , л/сек	1 290	—	1 290	—	1 290	—	3 320	—
$S_{max}$ , л/сек	735	730	732	730	710	700	1 965	1 970
$\lambda_{n,max} = \frac{S_{max}}{S_r}$	0,57	0,566	0,569	0,566	0,55	0,542	0,594	0,593
$S_{\phi}$ , л/сек	42,8		42,8		42,8		120	
$C = S_{\phi} \left( \frac{1}{\lambda_{n,max}} - 1 \right)$ л/сек	32,3	33,0	32,6	33,0	35,1	36,4	82,4	81,7
$C = \frac{S_r}{k-1}$ , л/сек	—	—	—	—	35,1	34,0	—	—

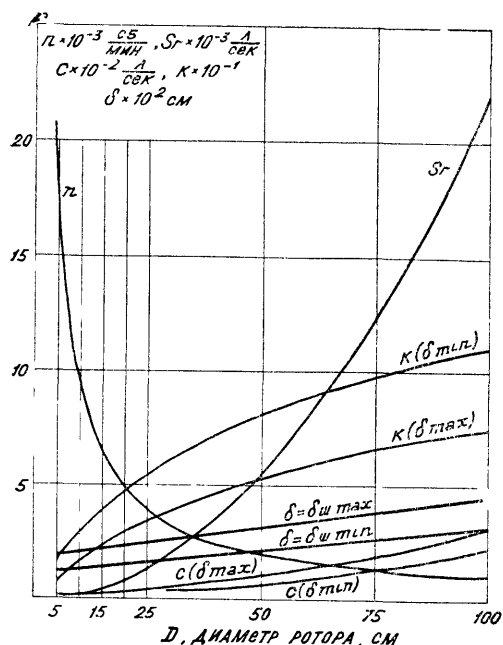


Рис 3. Быстрота откачки и наибольшая степень сжатия ДВН при постоянной окружной скорости 50 м/сек в зависимости от диаметра ротора.

где  $\delta_{ш}$  — зазор между зубьями шестерен связи, который у прецизионных зубчатых колес равен [11]:

$$\delta_{ш} = (0,0006 - 0,0008)a + (0,0102 - 0,0178), \text{ см.} \quad (20)$$

Из графика на рис. 3 видно, что при диаметре роторов ДВН до 1 м, в области среднего вакуума может быть получена быстрота откачки до 20000 л/сек при  $\lambda_n = 0,8$  (для чего быстрота откачки форвакуумного насоса должна составлять 1000—1200 л/сек) и наибольшее сжатие в пределах 100—70 в зависимости от выбранных зазоров.

Принятые обозначения:

- 2a — диаметр начальной окружности ротора;
- 2c — толщина шейки ротора;
- D — диаметр ротора;
- $C = U_3 + S_{обр}$ ;
- F — площадь поверхности;

$K = \frac{P_{вых}}{P_{ост}}$  — наибольшая степень сжатия ДВН в отсутствие потока газа;

- L — длина ротора, протяженность щели;
- M — молекулярный вес;
- $k_{ш}$  — поправка Клаузинга;
- $k_{р.р}, k_{р.к}, k_t$  — то же для щелей между роторами, между ротором и корпусом и торцевых соответственно;
- l — длина щели (в направлении течения);
- n — скорость вращения вала;
- $P_{ост}$  — остаточное давление;
- $P_v$  — давление на входе;
- $P_{вых}$  — давление на выходе;
- r — радиус головки ротора;
- $R_{вп}$  — радиус впадины ротора;
- Q' — поток газа, производительность насоса;
- $Q_{обр}$  — обратный поток газа,
- S — быстрота откачки;
- $S_r$  — геометрическая быстрота откачки;
- $S_{обр}$  — «обратная быстрота откачки»;
- $S_{ф}$  — быстрота откачки форвакуумного насоса;
- T — температура газа;
- $U_3$  — пропускная способность щелей в роторном механизме ДВН;
- $v_{окр}$  — окружная скорость ротора;
- V — объем;
- $\delta$  — зазор;
- $\Delta_{вп}$  — глубина впадины облегченного ротора;
- $\lambda_{об}$  — объемный КПД ДВН;
- $\lambda_{пр}$  — коэффициент использования профиля ротора ДВН;
- $\varphi$  — угол наклона винтовой линии лопасти ротора.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Van-Atta C. M., Silvester R. L. В сб. „Vacuum Metallurgy“, Boston, 1955.
2. Van-Atta C. M. Nat. Symp. Vac. Technol. 1957 Trans., Pergamon Press, 1958.
3. Winzenburger E. A. Nat. Symp. Vac. Technol. 1957 Trans., Pergamon Press, 1958.
4. Winzenburger E. A. Nat. Symp. Vac. Technol. 1958. Trans., Pergamon Press, 1959.
5. Ziok K. „Vakuum — Technik“, 6 5, August, 1957.
6. Armbruster W., Lorenz A. „Vakuum — Technik“, 7, 4, Mai, 1958.
7. Armbruster W., Lorenz A. „Vakuum — Technik“, 7, 4, Mai, 1958.
8. Vacasima H. „J. Appl. Phys. Japan“, 1958, 27, 2.
9. Choumoff S., Legrand P. „Le Vide“, 1962, № 101.
10. Кузнецов В. И. Механические вакуумные насосы. М., Госэнергоиздат, 1959.
11. Кац А. М. Расчет, конструирование и испытание воздуходувки типа Рутса. М., Машгиз, 1946.
12. Loeb L. B. The Kinetic Theory of Gases, New-York, 1934.
13. Кузнецов В. И. В сб. Применение вакуума в металлургии. М., Изд-во АН СССР, 1960.
14. Кузнецов В. И. В сб. Вакуумная металлургия. ГНТИ литературы по черной металлургии, 1962.

В. Д. ЛУБЕНЕЦ, В. Н. ХМАРА, Н. А. СМЕРНОВ,  
И. Я. СУХОМЛИНОВ, Л. Н. БЕЛОТЕЛОВА

## РЕГУЛИРОВАНИЕ ЦЕНТРОБЕЖНОЙ ВАКУУМНОЙ СТУПЕНИ

В настоящее время доказано, что в целом ряде отраслей народного хозяйства целесообразно внедрение высокопроизводительных вакуумных установок, в которых в качестве первых ступеней использованы лопаточные машины — центробежные и осевые.

Исследование работы одноступенчатого центробежного нагнетателя с закруткой потока на входе при малых  $Re$  проводилось с целью выявления возможности регулирования основных параметров (производительности и напора) путем закрутки потока во входном направляющем аппарате и выявления области рационального использования данного метода регулирования.

Изменение параметров (характеристик) закручиванием потока широко используется при работе центробежных машин на компрессорных режимах. Идея этого метода, как известно, основана на том, что при закручивании потока перед входом в колесо составляющая  $c_{1u}$  в уравнении Эйлера в отличие от радиального входа ( $c_{1u}=0$ ) будет больше или меньше нуля.

Исходным уравнением является уравнение Эйлера для действительного напора

$$H_g = \frac{1}{g} (u_2 c_{2u} - u_1 c_{1m} \operatorname{tg} \alpha) \mu \eta_h,$$

где  $u_1$  и  $u_2$  — окружные скорости соответственно на диаметрах  $D_1$  и  $D_2$ ;

$c_{2u}$  — окружная составляющая абсолютной скорости;

$c_{1m}$  — расходная составляющая абсолютной скорости;

$\alpha$  — угол потока газа при входе на лопатки рабочего колеса;

$\mu$  — коэффициент циркуляции;

$\eta_h$  — гидравлический кпд.

Преобразуем это уравнение, введя безразмерные параметры, получим

$$H_g = \frac{1}{g} u_1^2 \left( \frac{v_2}{\lambda^2} - \varphi_1 \right) \mu \eta_h,$$

где

$$u_1 = \operatorname{const};$$

$$\lambda = \frac{D_1}{D_2} = \operatorname{const};$$

$\varphi_2 = \frac{c_{2u}}{u_2} = \operatorname{const}$  — для колеса с лопатками радиального типа.

$$\mu = \frac{1}{1 + \frac{2}{3} \pi/z \cdot \frac{1}{1 - \left( \frac{D_{1cp}}{D_2} \right)^2}} = \operatorname{const}.$$

Таким образом,  $H_g = f(\varphi_1; \eta_h)$ , а  $\eta_h = f(Re)$ , т. е. действительный напор при закрутке в основном зависит от коэффициента закрутки  $\varphi_1$  и  $Re$  (или для конкретной машины от  $P_{вс}$ ).

Исследованию подвергался одноколесный нагнетатель с колесом полуоткрытого типа с радиальными лопатками и вращающимся направляющим аппаратом. На вход в колесо был установлен неподвижный направляющий аппарат, с изменением положения лопаток которого менялось направление входного потока.

Схема экспериментального стенда и геометрические параметры нагнетателя описаны в работах [1, 2].

Испытания проводились на двух числах оборотов: 21500 и 26400 об/мин, что соответствует окружным скоростям на периферии рабочего колеса 325, 400 м/сек. Давление всасывания менялось в диапазоне от 30 до  $4,6 \cdot 10^{-1}$  мм рт. ст. Угол закрутки потока изменялся в диапазоне —  $(-45^\circ) \div (+45^\circ)$ .

Частично исследовалось изменение угла атаки в зависимости от угла закрутки и его влияние на напорность ступени при постоянной производительности; измерялись углы входа потока газа на лопатки колеса.

Получены зависимости степени повышения давления  $\pi = \frac{P_{нач}}{P_{вс}}$  от объемной производительности нагнетателя  $V$  (по условиям всасывания) при различных углах закрутки для постоянных давлений всасывания 30; 19,9; 10; 5,03; 1;  $4,6 \cdot 10^{-1}$  мм рт. ст. и постоянных чисел оборотов 21500 и 26430 об/мин (на рис. 1 приведена характеристика машины для  $P_{вс} = 30$  мм рт. ст.).

За чувствительность системы к регулированию принято отношение максимальной степени повышения давления при текущем значении угла поворота лопаток к максимальной производительности и степени повышения давления без закрутки, т. е.

$$\bar{V} = \frac{V_{\max} \text{ при } \alpha_{л} \text{ текущ.}}{V_{\max} \text{ при } \alpha_{л} = 0} \text{ и } \bar{\pi} = \frac{\pi_{\max} \text{ при } \alpha_{л} \text{ текущ.}}{\pi_{\max} \text{ при } \alpha_{л} = 0^\circ}.$$

Испытуемая система наиболее чувствительна к регулированию при углах закрутки потока  $35^\circ - 50^\circ$  (как по вращению, так и против вращения).

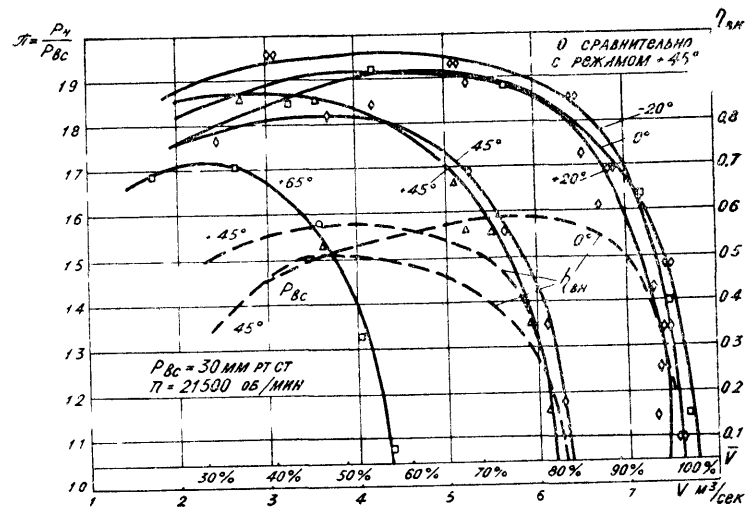


Рис. 1. Влияние угла поворота лопаток входного направляющего аппарата на характеристику центробежного нагнетателя.

При достаточно больших  $Re_u = \frac{u_2 D_2}{\nu} = 2,4 \cdot 10^5$  чувствительность системы при закрутке на  $\pm 45^\circ$  составляет 18—20%. По мере понижения  $Re_u$  чувствительность системы к регулированию падает и при  $Re_u = 4 \cdot 10^4$  составляет 12—14%, а при  $Re_u = 8 \cdot 10^3$  — 5—7%. При дальнейшем понижении  $Re_u$  ( $P_{bc}$ ) чувствительность резко падает и система регулированию не поддается (рис. 2).

Увеличение окружной скорости, т. е. повышение  $Re_u$ , приводит к повышению чувствительности системы к регулированию.

Необходимо отметить, что влияние закрутки потока на напор менее значительно, чем на производительность. Максимальная чувствительность по  $H$  составляет 4—5% при  $Re_u = 2,4 \cdot 10^5$ .

Эксперимент показал, что закруткой потока можно в широком диапазоне изменять объемную производительность, оставляя почти постоянным напор машины, что является очень важным в работе центробежных вакуум-насосов.

Экспериментально было проверено, что при закрутке потока на  $\alpha_d = 35—50^\circ$  имеет место лишь частичное дросселирование, при закрутке же потока на угол  $\alpha_d \geq \pm 65^\circ$  влияние дросселирования весьма значительно, о чем можно судить по более существенному падению производительности и напора ступени (рис. 1).

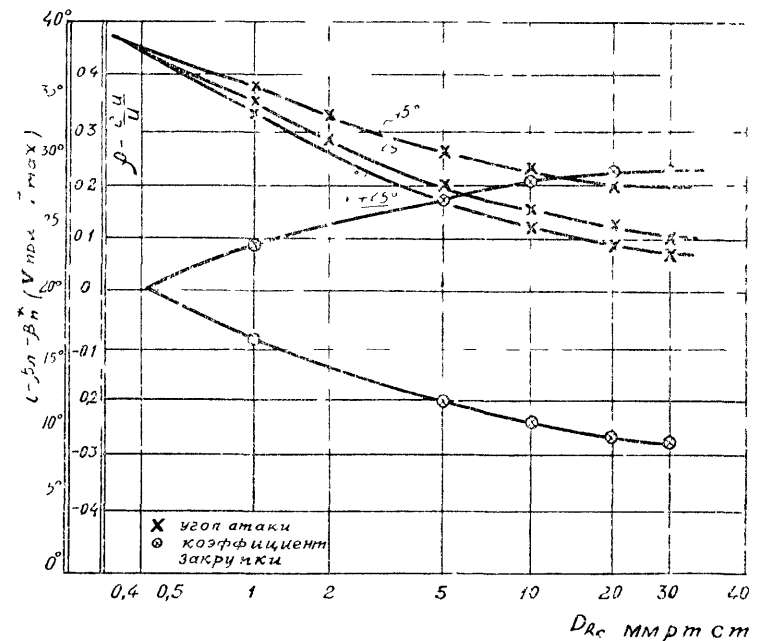


Рис. 2. Изменение угла атаки и коэффициента закрутки в зависимости от давления всасывания и угла поворота лопаток ВНА.

Частичное исследование изменения угла атаки  $\alpha$  в зависимости от угла закрутки потока на входе показало, что данная система работает в диапазоне только положительных углов атаки, причем с увеличением положительной закрутки угол атаки уменьшается, а с увеличением отрицательной закрутки угол атаки увеличивается, но все углы атаки положительные. Это объясняется уменьшением коэффициента  $\varphi$  с уменьшением  $Re_u$  ( $P_{bc}$ ).

На рис. 3 представлено изменение коэффициента напора  $\psi$  в зависимости от  $i$  и  $\alpha_d$ . Как при отрицательной, так и при положительной закрутке имеет место падение коэффициента напора вследствие увеличения ударных потерь.

Итак, можно отметить:

1. Регулирование центробежных машин закруткой потока на всасывании может быть достаточно эффективным при малых числах  $Re_u$ , причем производительность изменяется более интенсивно, чем напор.

2. Закрутка потока на угол  $\alpha_d > 45^\circ$  приводит к существенному влиянию дросселирования.

В. Д. ЛУБЕНЕЦ, И. В. АВТОМОВА

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ ЖИДКОСТНОКОЛЬЦЕВОГО ВАКУУМ-НАСОСА С ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ВТУЛКОЙ

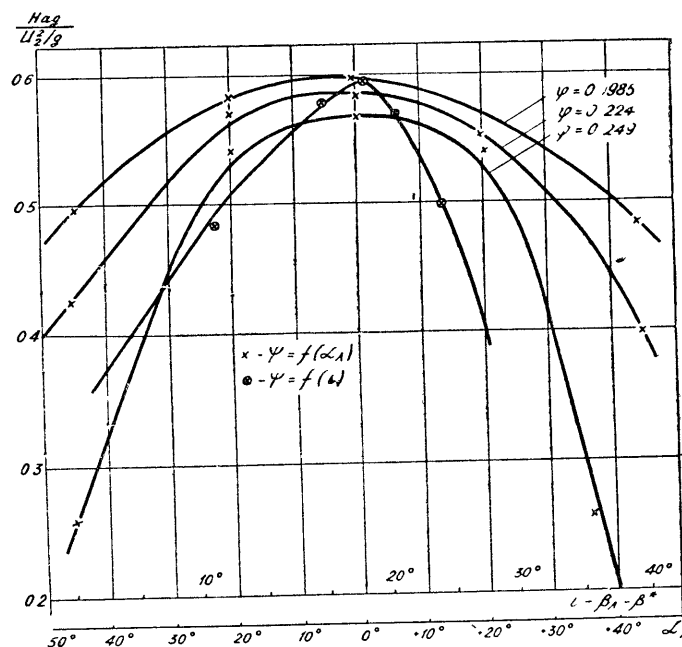


Рис. 3. Изменение коэффициента напора в зависимости от угла атаки и угла поворота лопаток ВНА.

3. С увеличением окружной скорости (увеличением  $Re_u$ ) чувствительность системы к регулированию возрастает.

4. С уменьшением  $Re_u$  в области всего диапазона закрутки увеличивается угол атаки  $i$ . Максимальное значение коэффициента напора  $\psi = 0,58$  имело место при  $i = +20^\circ$  (для  $Re_u = 2,4 \cdot 10^5$ ); уменьшение или увеличение  $i$  вызывает падение  $\psi$ .

5. Внутренний кпд падает при регулировании закруткой потока, причем при отрицательной закрутке это падение более интенсивно, что объясняется большими значениями  $i$  и связанными с ним потерями (рис. 1).

Таким образом, проведенные исследования позволяют сделать вывод о целесообразности использования входных направляющих аппаратов для регулирования ЦВН в диапазоне изменения чисел  $Re_u$  до  $4 \cdot 10^3$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Сухомлинов И. Я., Хмара В. Н., Белотелова Л. Н., Смирнов Н. А. Работа осевых компрессоров в вакуумных режимах. ЦИНТИХИМ-НЕФТЕМАШ, "Компрессоростроение", вып. 2, 1968.
2. Хмара В. Н. Работа центробежных компрессорных машин в вакуумном режиме. Там же.

Для уменьшения удельной мощности, затрачиваемой в жидкостнокольцевых вакуум-насосах, в цилиндр вакуум-насоса с зазором помещается перфорированная тонкостенная втулка, которая приводится в движение жидкостным кольцом. При ее вращении уменьшается градиент скорости в радиальном сечении жидкостного кольца, что приводит к уменьшению потерь на трение в нем.

Для подтверждения этого был проведен эксперимент на вакуум-насосе РМК-3 (ВВН-12), выпускаемом Бессоновским компрессорным заводом. Для того чтобы разместить в насосе перфорированную втулку, цилиндр его был расточен от диаметра 376 мм до 385,5 мм, а колесо вакуум-насоса проточено от диаметра 332 мм до 326 мм. Перфорированная тонкостенная втулка выполнена из алюминиевого сплава Д16 и имеет внутренний диаметр 375,5 мм.

Испытания вакуум-насоса проведены при использовании в качестве рабочей жидкости воды в эксгаустерном режиме. Вращение втулки наблюдалось визуально через смотровое стекло, а ее скорость вращения замерялась с помощью электромагнитного датчика и переносного потенциометра типа ПП. Полученные результаты сравнивались с результатами испытания этого вакуум-насоса при наличии в цилиндре такой же застопоренной втулки, но без отверстий. При испытаниях вакуум-насоса с перфорированной втулкой в ней было сделано 198 отверстий (18 отверстий по окружности) диаметром 13,5 мм, зазор между втулкой и корпусом менялся и был равным 1,175; 0,925 и 0,25 мм (рис. 1).

Как видно из приведенного графика, зазор между втулкой и корпусом значительно влияет на удельную мощность жидкостнокольцевого вакуум-насоса, и уменьшение зазора от 1,175 мм до 0,25 мм приводит к уменьшению удельной мощности в среднем в 1,35 раза. При зазорах между вращающейся втулкой и корпусом 1,175 и 0,925 мм удельная мощность выше, а при зазоре 0,25 мм в 1,03—1,06 раза ниже удельной мощности вакуум-насоса с застопоренной втулкой.

Дальнейшие испытания проводились при зазоре 0,25 мм между вращающейся втулкой и корпусом и были направлены на выяснение влияния числа, диаметра и формы отверстий во втулке на удельную мощность. При диаметре отверстий 13,5 мм втулка начинала вращаться при числе отверстий 90 (18 отверстий по окружности), а при диаметре отверстий

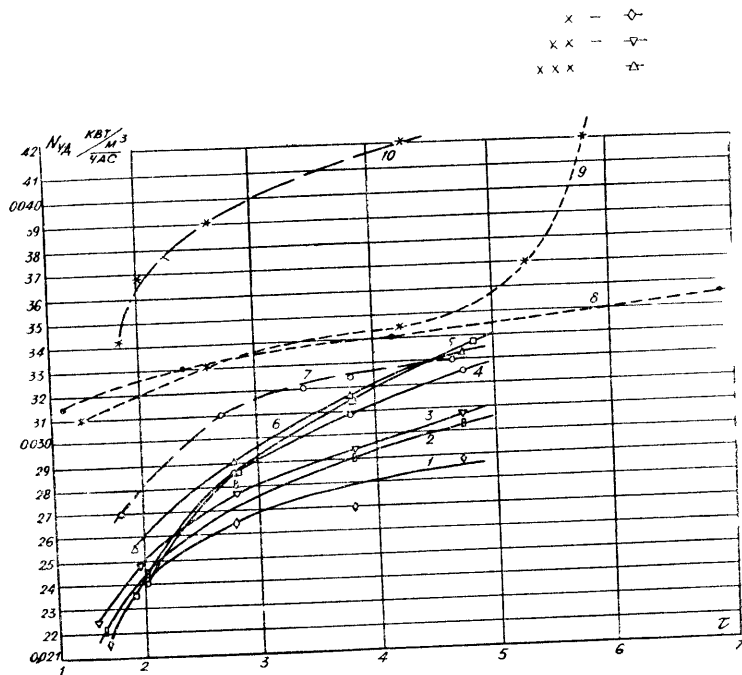


Рис. 1.

5 мм — при числе отверстий 576 (36 отверстий по окружности), т. е. для выравнивания давлений на внешней и внутренней поверхностях и уменьшения силы прижатия втулки к корпусу при уменьшении диаметра отверстий во втулке необходимо увеличивать их число. При этом следует отметить, что отношение суммарной площади всех отверстий к площади наружной поверхности втулки при диаметре отверстий во втулке 13,5 мм равно 29,3, а при диаметре отверстий 5 мм — 33,2. Увеличение числа отверстий в перфорированной тонкостенной втулке при одновременном уменьшении их диаметра приводит к увеличению потерь на трение при прохождении жидкости через отверстия и, следовательно, к увеличению удельной мощности, что ясно видно из приведенных данных испытаний.

При неизменном диаметре отверстий 5 мм увеличение их числа с 576 до 748 (см. рис. 1) практически не приводит к какому-либо ощутимому изменению удельной мощности в первом случае до  $\tau = 4,8$ , а во втором — до  $\tau = 7$ .

Отсюда видно, что в вакуум-насосе с перфорированной вращающейся втулкой для уменьшения удельной мощности необходимо выполнять меньшее количество отверстий, но с большим диаметром.

Кроме того, были проведены испытания, когда вместо цилиндрических отверстий во втулке было сделано 198 (18 по окружности) щелей размером  $40 \times 5$  мм. Наибольшая длина щели замерялась на внешнем диаметре втулки по дуге окружности. Кривые 2 и 5 (рис. 1) дают представление о зависимости удельной мощности от отношений давлений  $\tau$  при наличии во втулке щелей. Из графика (рис. 1) видно, что наиболее выгодно применять вращающиеся втулки с цилиндрическими отверстиями. При наличии в корпусе вакуум-насоса втулки со щелями удельная мощность будет больше, чем в вакуум-насосе, имеющем втулку с цилиндрическими отверстиями, но ниже, чем в вакуум-насосе без втулки.

В случае применения тонкостенной перфорированной втулки при окружной скорости конца лопатки  $u \approx 17,1$  м/сек кривая зависимости удельной мощности от окружной скорости конца лопаток при постоянных  $\tau$  (рис. 2) имеют минимум, в то время как при застопоренной втулке такого минимума не наблюдается. Таким образом, если в жидкостнокольцевом вакуум-насосе без втулки рекомендуют выбирать окружные скорости до 14 м/сек, то при применении вращающейся перфорированной втулки эту скорость можно повысить до 16,7—17,7 м/сек и при этом получить минимальную удельную мощность.

Проведенные испытания показали целесообразность использования перфорированной тонкостенной вращающейся втулки, но в то же время стало ясно, что при движении жидкости через отверстия втулки возникают дополнительные потери. Чтобы избежать этих потерь, на кафедре Э-5 был разработан жидкостнокольцевой вакуум-насос с тонкостенной вращающейся сплошной втулкой (авторское свидетельство № 219072).

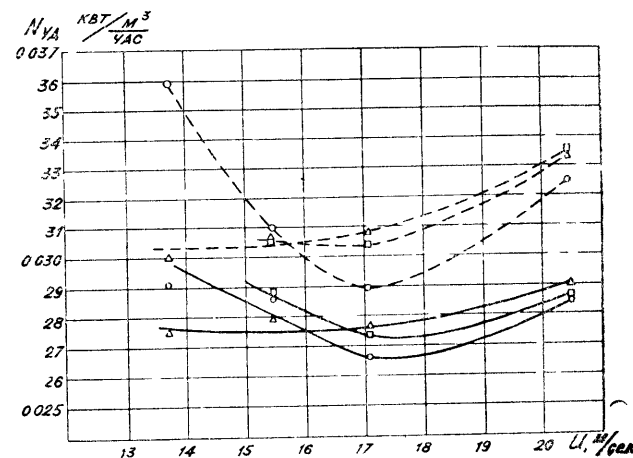


Рис. 2.

Предполагается, что такое исполнение позволит получить меньшую удельную мощность  $N_{уд}$  и повысить окружную скорость  $u$  м/сек примерно до 20 м/сек при той же производительности.

УДК 621 521

**В. Д. ЛУБЕНЕЦ, Н. Т. РОМАНЕНКО, В. И. ВАСИЛЬЕВ, В. Н. ХМАРА,  
И. Я. СУХОМЛИНОВ, Н. А. СМЕРНОВ, В. А. ВЕДЕНИН,  
Б. И. БОЙКОВ**

### ВАКУУМНАЯ УСТАНОВКА ВУ-500/0,5 МВТУ

Вакуумная установка ВУ-500/0,5 разработана в МВТУ им. Баумана совместно с Сумским насосным заводом, на котором в настоящее время заканчивается изготовление головного образца. Она предназначена для широкого использования в ряде отраслей народного хозяйства как для откачки больших объемов за сравнительно короткий промежуток времени (внепечное вакуумирование сталей и др.), так и в непрерывных продолжительных технологических процессах (химическая промышленность).

Установка состоит из машин, обеспечивающих высокие скорости откачки и не требующих смазки рабочих органов. ВУ-500/0,5 имеет следующие расчетные параметры:

Давление на всасывании	— 0,5 мм рт. ст.
Давление на нагнетании	— 760 мм рт. ст.

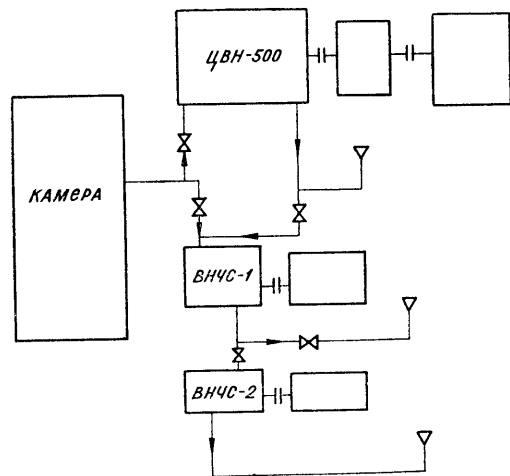


Рис. 1.

Производительность по условиям всасывания — 500 м³/мин (8330 л/сек).

Вакуумная установка (рис. 1) состоит из центробежного вакуум-насоса ЦВН-500 и двух вакуум-насосов с частичным внутренним сжатием ВНЧС-1 и ВНЧС-2. Все насосы имеют индивидуальный привод. Мощности соответственно 400 кВт, 160 кВт, 40 кВт. Особенностью машин является отсутствие трения в рабочих органах, что обеспечивает высокую надежность и длительный срок работы.

Установка ВУ-500/0,5 полностью автоматизирована и включает системы пуска, поддержания заданных параметров на номинальном расчетном режиме и выключения установки. Система автоматики содержит комплекс быстродействующих устройств по защите машин вакуумной установки. Продольный разрез насоса ЦВН-500 представлен на рис. 2.

Вакуум-насос выполнен однокорпусным, четырехступенчатым с оппозитным расположением колес. Рабочие колеса полуоткрытого типа, с радиальными лопатками  $\beta_2 = 90^\circ$ , с вращающимся направляющим аппаратом (ВНА), выполненным отдельно от основного диска колеса. Материал рабочих колес — титановый сплав АТ-4, АТ-6 (или 38).

На рис. 3 представлен поперечный разрез насоса ВНЧС-1 (ВНЧС-2).

По принципу действия насос с частичным внутренним сжатием занимает промежуточное положение между винтовым насосом и насосом типа Рутса. При вращении роторов в корпусе газ поступает в полость всасывания, где разделяется на два потока. Большая его часть захватывается ведущим ротором и сжимается внутри насоса вследствие уменьшения объема рабочей полости (как в винтовом насосе). Другая

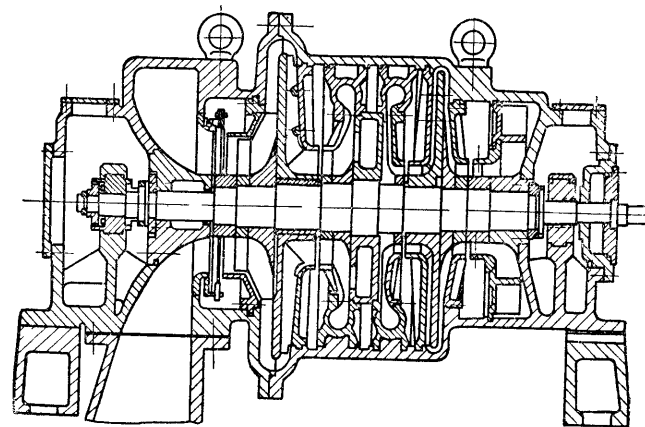


Рис. 2.

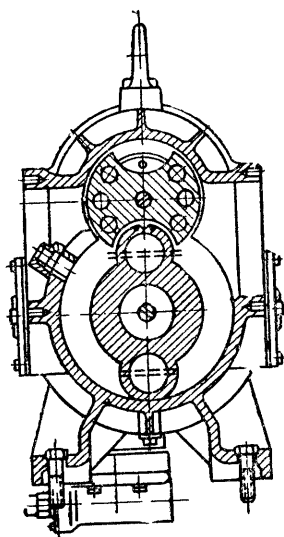


Рис. 3

часть газа переносится ведомым ротором из полости всасывания в полость нагнетания без внутреннего сжатия (т. е. как в вакуум-насосе типа Рутс).

Далее в полости нагнетания эти два потока смешиваются и сжатый газ поступает в нагнетательный трубопровод. Конструктивное оформление машин ВНЧС-1 и ВНЧС-2 одинаково. Каждая из машин имеет две ступени, причем роторы второй ступени расположены на валу консольно. Герметизация обеспечивается девятью сальниками. Более интенсивное охлаждение машин осуществляется применением турбулизаторов.

Техническая характеристика насосов, входящих в установку:

	ЦВН-500	ВНЧС-1	ВНЧС-2
Давление всасывания, мм рт. ст.	0,5	5	97
Давление нагнетания, мм рт. ст.	6	103	760
Степень повышения давления	12	20,6	7,84
Производительность по условиям всасывания, м <sup>3</sup> /мин	500	50	2,58
Установленная мощность, кВт	400	160	40
Число оборотов ротора, об/мин	19600	2950	2930

Работа установки происходит следующим образом. Газ из вакуумной камеры проходит через фильтр, вакуумный затвор, регулируемую дроссельную заслонку, регулирующие поворотные лопатки и поступает в ЦВН-500, а затем в ВНЧС-1 и ВНЧС-2. Между машинами и ступенями установлены промежуточные холодильники газа. Пуск установки может осуществляться как последовательным, так и параллельным включением машин ЦВН-500, ВНЧС-1 и ВНЧС-2. В случае последовательного включения пуск двигателя ЦВН-500 осуществляется с закрытым автоматическим вакуумным затвором. При понижении давления в камере ниже 50 мм рт. ст. в работу включается ВНЧС-1. Если давление в камере равно 10 мм рт. ст., включается ВНЧС-2. Далее следует совместная работа всех машин.

С целью форсирования начального периода откачки газа из камеры с давлением 760 мм рт. ст. пуск установки ВУ-500/0,5 может быть осуществлен по второй схеме: параллельная работа ЦВН-500 и ВНЧС-1 до давления в камере 500 мм рт. ст. с дальнейшим переходом на последователь-

ную работу насосов. ЦВН-500 пускается так же, как в первом варианте. При достижении давления в камере 10 мм рт. ст. включается ВНЧС-2.

Кроме автоматизированного пуска, установка оснащена измерительными и сигнализирующими приборами и системой автоматической защиты, которая останавливает всю установку одновременно в случае аварийного нарушения одного из контролируемых параметров.

Установка ВУ-500/0,5 существенно отличается своими характеристиками от существующей установки З-РВН-60, состоящей из трех ротационных вакуумных насосов РВН-60. Начиная с давления в камере 200 мм рт. ст. и ниже установка ВУ-500/0,5 заменяет следующее количество установок типа ЗРВН-60:

при давлении 200 мм рт. ст.	— 5 установок
"      5 мм рт. ст.	— 6 "      "
"      2 мм рт. ст.	— 7 "      "
"      1 мм рт. ст.	— 9 "      "

Следует отметить, что весовая производительность, которую имеет З-РВН-60 при 10 мм рт. ст., достигается установкой ВУ-500/0,5 при давлении менее 2 мм рт. ст.

По затрачиваемой мощности на единицу скорости откачки  $\frac{w}{\epsilon}$  в диапазоне давлений от 20 мм рт. ст. до 0,5 мм рт. ст., эффективность установки ВУ-500/0,5 выше в 1,5—2 раза по сравнению с насосами РВН-30, РВН-60. (Рис. 4).

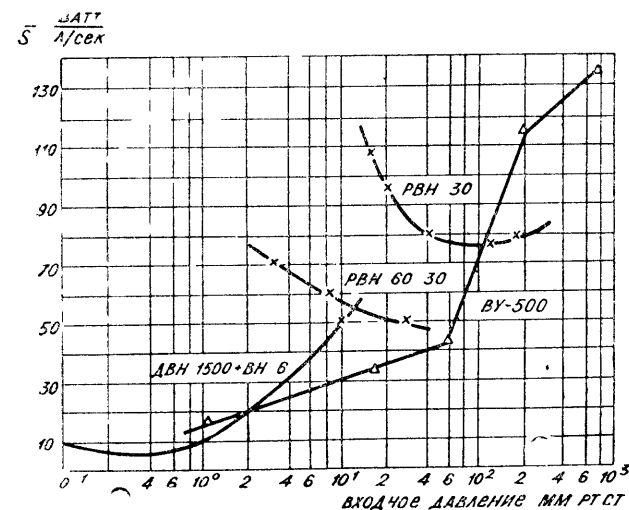


Рис. 4.



При вакуумировании камер большой емкости можно использовать несколько установок типа ВУ-500 с управлением установкой с одного пульта.

Быстрота откачки установки ВУ-500/0,5 может быть форсирована за счет постановки мощного двигателя на ЦВН-500. Выбор мощности двигателей определяется конкретным техническим заданием на режим вакуумирования.

На базе вакуумной установки ВУ-500/0,5 может быть создана установка большей производительности и на более низкое давление всасывания путем использования в качестве первой ступени осевого вакуум-насоса.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Hennings K. E., Schütze H. J. „Vakuum — Technik“, 15, № 2, 35, 1966.
2. Baker M., Laurenson L. „Vacuum“, 16, № 11, 633, 1966.
3. Кантер Б. З. „Электронная техника“, серия V, № 3, 1968.

УДК 621.515

**И. Я. СУХОМЛИНОВ, В. Д. ЛУБЕНЕЦ, В. Н. ХМАРА,  
Л. Н. БЕЛОТЕЛОВА, Н. А. СМЕРНОВ**

### ХАРАКТЕРИСТИКА ПЛОСКИХ ДИФFUЗОРНЫХ РЕШЕТОК В ВАКУУМНЫХ РЕЖИМАХ

Основные методы расчета осевых компрессорных машин базируются на данных о течении газа в плоской решетке. Подбор решеток лопаточного венца ступени в этом случае сводится к расчету ряда плоских решеток для заданных треугольников скоростей. Этот же метод, как показали результаты работы [3], может использоваться и при расчете осевых вакуумных ступеней. Однако в настоящее время материал по характеристикам плоских решеток накоплен для компрессорных режимов ( $P_{\text{во}} \cong 1_{\text{ата}} - \text{Re} > \text{Re}_{\text{авт}}$ ), для вакуумных режимов характеристики практически отсутствуют.

С целью получения первичных данных для оценки эффективности осевых ступеней в вакуумных режимах и влияния геометрических параметров решетки на ее характеристики при малых числах  $\text{Re}$  была выполнена продувка плоской диффузорной решетки в диапазоне изменения числа  $\text{Re}_0$ ; подсчитанного по хорде лопатки и скорости основного потока  $1 \cdot 10^5 - 1,5 \cdot 10^3$  при  $M \cong 0,15$ .

Продувка выполнялась в вакуумном кольце, предназначенном для исследования осевых машин в вакуумных режи-

мах, описание которого приведено в работе [2]. Уровень давления поддерживался с помощью откачивающего насоса, циркуляция газа обеспечивалась осевым компрессором двигателя АИ-24.

Стенд продувки представлял собой две успокоительные емкости (на входе и выходе из исследуемой решетки), пакет профилей размещался между двумя параллельными стенками. Газ из входной успокоительной емкости через конфузорный участок с конфузорностью 6:1 подводился к решетке, перед которой был установлен входной направляющий аппарат. Назначение в. н. а. — изменение углов атаки наблюдающего потока.

Особое внимание при разработке стенда продувки было обращено на обеспечение плоско-параллельного потока на входе в решетку и периодичности потока за ней.

Основные параметры исследуемой решетки:

Хорда	$b = 40 \text{ мм};$
Относительная высота	$\bar{h} = \frac{h}{b} = 1,65;$
Угол установки	$\beta_y = 88^\circ;$
Угол изгиба профиля	$\Delta\beta_r = 20^\circ; 30^\circ;$
Относительный шаг	$\bar{t} = \frac{t}{b} 0,5; 0,75; 1,0;$
Угол атаки	$i = +8^\circ - 6^\circ;$
Минимальное число профилей	$z_{\text{min}} = 6.$

В качестве исходного был принят симметричный профиль с  $\bar{c} = 0,1$ , средняя линия — дуга одного радиуса.

Замеры параметров потока выполнялись на расстоянии  $\sim 0,5b$  на вход в решетку,  $\sim 0,2b$  — на выходе из решетки.

Оценка эффективности решетки проводилась по коэффициенту потерь полного давления, отнесенному к скоростному напору на входе в решетку в виде:

$$\xi = \frac{\Delta P^*}{P_1^* \frac{W_1^2}{2}}$$

Замеренные для каждого режима параметры потока за решеткой осреднялись по шагу:

$$\Delta P^* = \frac{1}{t} \int_0^t (P_1^* - P_0^*) dt,$$

$$\beta_{2cp} = \frac{1}{t} \int_0^t \beta_2 dt.$$

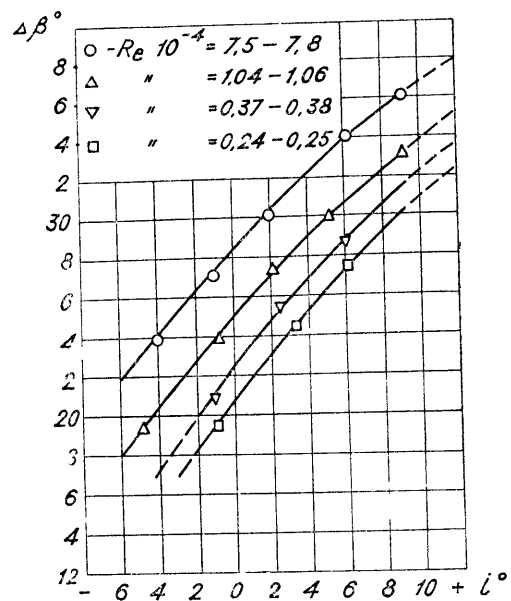


Рис. 1. Зависимость угла поворота потока от угла атаки.

Качество решетки определялось

$$k = \frac{\sin^2 \beta_1 (\operatorname{ctg} \beta_1 - \operatorname{ctg} \beta_2)}{\xi}.$$

В результате эксперимента были получены характеристики решетки в виде угла поворота потока  $\Delta\beta = f(i; \Delta\beta_r; Re_b; \bar{t})$  (рис. 1), которые показали большую чувствительность решетки к уменьшению давления в области отрицательных углов атаки, причем в большей степени для решеток с меньшим  $\Delta\beta_r$ . Так, при угле атаки  $i = +8^\circ$  для решеток с  $\Delta\beta_r = 30^\circ$  и  $\bar{t} = 0,5$  угол поворота потока уменьшился с уменьшением числа  $Re_b$  от  $8 \cdot 10^4$  до  $2,4 \cdot 10^3$  на  $\sim 16\%$ , а при  $i = -2^\circ$  на  $\sim 30\%$ . Этот результат согласуется с данными, полученными в работе [1] на более высоких уровнях чисел  $Re$ .

Уменьшение угла поворота потока в решетке с уменьшением давления основного потока (числа  $Re$ ) соответствует увеличению потерь. На рис. 2 показано изменение коэффициента потерь для исследуемых решеток с различными  $\bar{t}$ , обработанных в виде произведения  $\xi \cdot \bar{t}$  при  $i = -1^\circ$ . Полученные экспериментальные точки в пределах погрешности измерения хорошо укладываются в одну кривую. Кроме

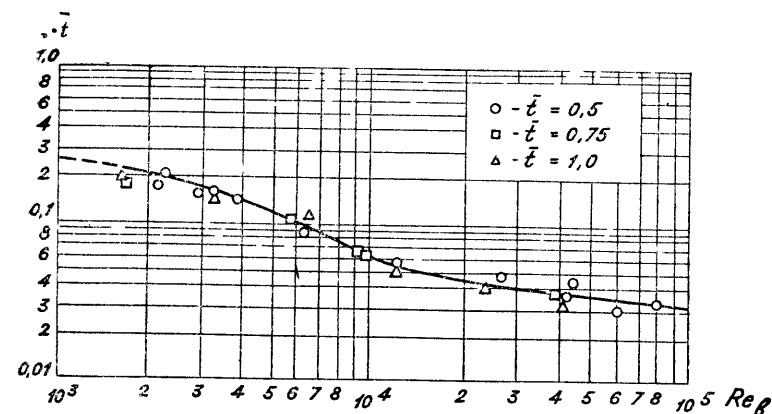


Рис. 2. Зависимость коэффициента потерь от числа  $Re$ .

того, для решеток с различными  $\Delta\beta_r$  различие коэффициента потерь в области малых чисел  $Re$  незначительно. Потери для решеток с различными  $\bar{t}$  могут определяться:

$$\xi = \frac{1}{\bar{t}} \cdot \xi_{\bar{t}=1,0}.$$

Изменение потери в решетке может быть связано с изменением числа  $Re_b$  зависимостью вида:

$$\xi = k \cdot Re^m,$$

где показатель степени  $m$  для исследуемой решетки составлял:

$$\begin{aligned} m &= -0,27 & Re > (1-1,5) \cdot 10^4, \\ m &= -0,53 & Re < (1-1,5) \cdot 10^4. \end{aligned}$$

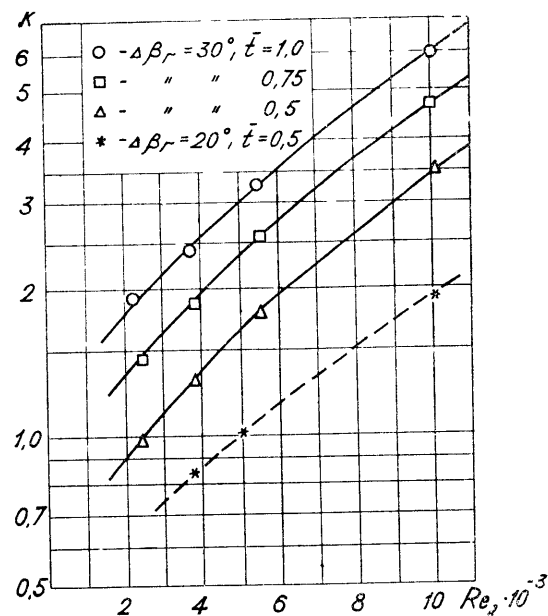
Таким образом, получено критическое значение числа  $Re_b$ , при достижении которого характер изменения потерь в решетке меняется.

Полученные значения для показателя степени  $m$  близки к значениям показателей при оценке потерь в турбулентном ( $\sim 0,2$ ) и ламинарном ( $\sim 0,5$ ) пограничных слоях в случае безотрывного обтекания пластины, что позволяет предположить, что для исследуемой решетки уменьшение числа  $Re_b$  до  $Re_b = 1 \cdot 10^4$  приводит к стабильному ламинарному слою. Качественный анализ картины течения показал возможность данного явления.

На рис. 3 показано изменение качества решетки в зависимости от числа  $Re_b$  для решеток с различными  $\Delta\beta_r$  и  $\bar{t}$ . Для решеток с меньшей диффузорностью (меньшие  $\Delta\beta_r$ )

Б. З. КАНТЕР

# ЗАЩИТА ВАКУУМНОЙ СИСТЕМЫ ОТ ПАРОВ МАСЛА МЕХАНИЧЕСКОГО НАСОСА ГАЗОВЫМ ПОТОКОМ

Рис. 3. Зависимость качества решетки от числа  $Re$ .

и большей густотой изменения числа  $Re$ , эффективность оказывается ниже. Полученный результат позволяет считать целесообразным использование редких решеток с большей диффузорностью в качестве исходных при профилировании осевых низковакуумных ступеней.

Проведенные исследования показали зависимость эффективности плоской диффузорной решетки от уровня рабочего давления, а также позволили установить влияние на эффективность решетки при малых давлениях таких параметров, как угол атаки  $i$ , угол изгиба профиля  $\Delta\beta_r$  и относительный шаг решетки.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Roden H. Aeronautical Research Council RAM № 2919, 1956.
2. Сухомлинов И. Я., Белотелова Л. Н. и др. В сб. Компрессорные и вакуумные машины, № 2, М., ЦИНТИХИМНЕФТЕМАШ, 1968.
3. Хорлок, Шоу и др. Труды АОИМ, т. 86, сер. А, № 3, 1964.

Пусковое давление многих современных безмасляных средств откачки, а также паромасляных насосов лежит в диапазоне  $1-5 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст. Для откачки от атмосферного или указанного давления могут применяться адсорбционные насосы. Однако, как правило, адсорбционные насосы обладают малой скоростью откачки и ограниченной емкостью, для их пуска требуется большое время. Недостатком в некоторых случаях является необходимость использовать жидкий азот. Механические насосы предварительного разрежения хотя и лишены указанных недостатков, но при работе в режиме предельного вакуума загрязняют откачиваемую систему парами масла и должны поэтому использоваться с ловушками. Однако применение ловушек не всегда обеспечивает необходимые результаты. Так, в случае применения охлаждаемой ловушки внутренняя поверхность вакуумной системы загрязняется маслом, распространяющимся из ловушки при ее размораживании. Сорбционные ловушки на основе цеолитов или активированного угля хорошо задерживают тяжелые углеводороды, но указанные сорбенты выделяют значительное количество пыли. Ионная ловушка отличается сложностью, во время ее работы возможно увеличение парциального давления водорода. При отключении напряжения питания пары масла проходят через ионную ловушку [1].

Известно, что при давлениях выше  $0,1-1$  мм рт. ст. поток газа препятствует распространению паров масла из механического насоса в откачиваемую систему [2]. Определение величины обратного потока масла из механического насоса, выполненное нами с помощью кварцевого измерителя толщины пленки, показало, что поток воздуха позволяет эффективно задерживать пары масла [3].

Для количественной оценки способности воздушного потока задерживать пары масла был измерен состав газов в линии предварительного разрежения при различных режимах с помощью омега-метра масс-спектрометра ИПДО-1, включенного в схему, приведенную на рис. 1.

Насос ЦВЛ-100 включен в схему для откачки преобразователя масс-спектрометра. Отбор газа для анализа производился через частично открытый ventиль  $K_4$ . Через натека-тель  $K_6$  в систему мог напускаться поток воздуха. Величина потока определялась с помощью бюретки 6. Уровень сигнала

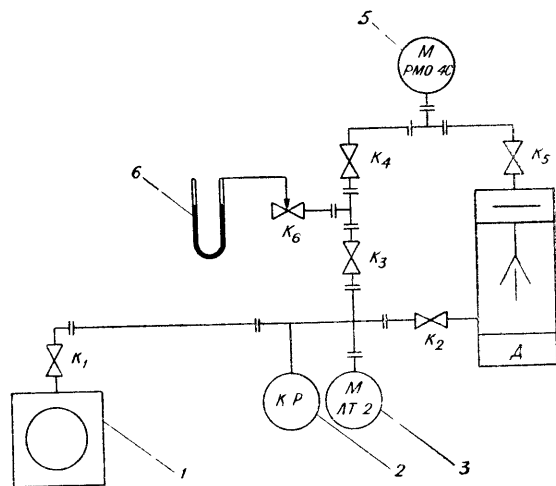


Рис. 1. Схема измерения состава остаточных газов в линии предварительного разрежения.

масс-спектрометра, обусловленный остаточными газами высоковакуумной части системы, измерялся при закрытом вентиле  $K_4$  и для наиболее интенсивной линии спектра был менее 1% шкалы.

На рис. 2 приведены спектры масс газов в линии предварительного разрежения при различных потоках воздуха. Как и следовало ожидать, в режиме предельного вакуума спектр обогащен тяжелыми составляющими и водой (рис. 2а).

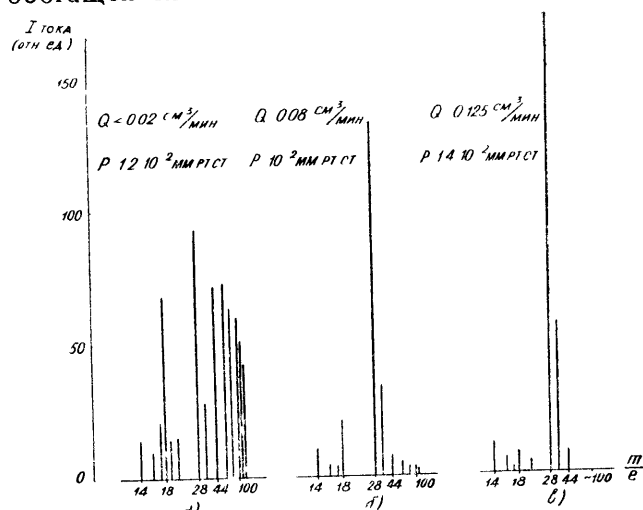


Рис. 2. Спектры масс газов в линии предварительного разрежения при различных потоках воздуха.

Суммарное давление углеводородов превышает в этом режиме  $5 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст. При газовой нагрузке потоком воздуха  $0,08 \text{ см}^3/\text{мин}$  парциальное давление тяжелых составляющих и воды уменьшается приблизительно в 10 раз (рис. 2б). Поэтому увеличение потока воздуха, вводимого в систему через натекаль, в данном случае приводит не к увеличению, а к некоторому уменьшению суммарного давления, регистрируемого термопарным манометром. В действительности давление уменьшается еще больше, так как термопарный манометр обладает пониженной чувствительностью к тяжелым газам. Увеличение потока воздуха до  $0,125 \text{ см}^3/\text{мин}$  приводит к уменьшению парциального давления тяжелых составляющих ниже уровня фона (рис. 2в). Следовательно, переход от режима предельного вакуума к режиму с нагрузкой системы газовым потоком приводит к снижению парциального давления тяжелых составляющих более чем на два порядка величины.

Процесс изменения состава атмосферы в системе после изменения газовой нагрузки происходит очень быстро. На рис. 3 приведены в разных масштабах времени графики изменения парциального давления составляющей спектра с относительной массой 68 и плотности осадка масла на поверхности кварцевого резонатора. Эти графики, имеющие вид экспонент, характеризуют содержание углеводородов в объеме системы и на поверхности и позволяют оценить постоянную времени изменения той или другой величины. Постоянная времени изменения давления углеводородов в объеме системы составляет 10–20 секунд, а постоянная времени образования и удаления слоя углеводородов на поверхности равна 30–60 минутам.

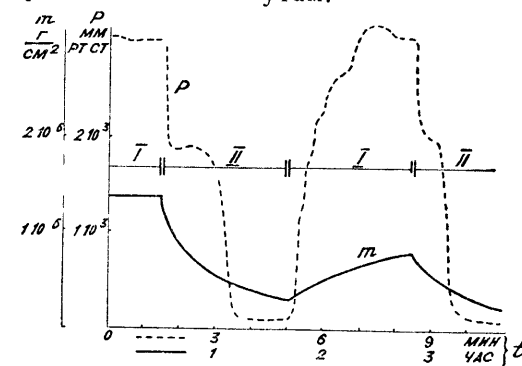


Рис. 3. Зависимость от времени плотности осадка масла и давления составляющей остаточных газов с относительной массой 68:

I — режим предельного вакуума II — в систему напускается поток воздуха  $0,35 \text{ см}^3/\text{мин}$ .

Большая скорость распространения паров углеводородов в объеме не позволяет использовать в качестве средства защиты от них поток газоотделения самой откачиваемой системы, так как последний имеет нерегулярный характер и обычно быстро уменьшается после начала откачки. В то же время загрязнение системы углеводородами после перехода к режиму предельного вакуума происходит в течение нескольких секунд и практически не может быть предупреждено перекрытием вентилей. Поэтому для защиты от паров масла в системе без специальных ловушек целесообразно с помощью натекателя вводить постоянный поток сухого газа или воздуха, превышающий поток за счет постоянного газоотделения и натекания системы.

Из этого следует, что наличие газового потока в вакуумной системе приводит к постепенному удалению углеводородных загрязнений, попавших ранее на ее стенки. Незначительное увеличение давления при напуске газа не препятствует нормальной работе большинства устройств. Результаты работы свидетельствуют о том, что вакуумная система, откачиваемая механическим насосом, может быть эффективно защищена от паров масла с помощью газового потока.

УДК 621.525

Л. Б. ЛЕОНОВ

### К ВОПРОСУ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОПТИМАЛЬНЫХ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПЕРВОГО РОТОРНОГО ДИСКА ТВН

Турбомолекулярные вакуумные насосы (ТВН) завоевывают все большее признание в области получения сверхвысокого вакуума, свободного от присутствия паров масла. Это преимущество определяет растущий спрос на данные насосы и требует разработки новых образцов с улучшенными характеристиками. Получение вакуума при помощи ТВН во многом определяется эффективностью работы первых роторных дисков. Целью настоящей работы являлось нахождение оптимальной геометрии первого роторного диска ТВН, при которой насос имеет наибольшую быстроту откачки.

Как показано в работах [1—4], откачивающее действие роторного диска ТВН зависит от ряда факторов, например, таких, как угол наклона пазов, суммарной торцевой площади пазов, соотношения окружной и тангенциальной скоростей пазов диска и молекул откачиваемого газа  $\frac{u}{v_a}$ , и корректируется

поправочным коэффициентом  $W$  [1],  $Q$  [2],  $(K_{12} - K_{21})$  [3] или  $K_{у.л. ср}$  [4], найденными разными способами.

Из работ видно, что без большой ошибки можно принять линейной зависимость этого коэффициента от изменения отношения  $\frac{u}{v_a}$  для вращающихся дисков, особенно в интервале  $(0-1,0) \cdot \frac{u}{v_a}$ . Согласно этим работам, формулу максимальной теоретической быстроты откачки можно записать так:

$$S_{\max} = v \cdot F \cdot K, \quad (1)$$

где  $v$  — падающий объем молекул откачиваемого газа на  $1 \text{ см}^2$  откачивающей поверхности;

$F$  — суммарная торцевая площадь пазов;

$K$  — поправочный коэффициент.

Из формулы (1) следует, что наибольшее значение быстроты откачки может быть достигнуто при максимуме произведения  $F \cdot K$ , так как при изменении длины прорезаемых пазов будет изменяться не только  $F$ , но и значение  $K$ .

При линейном законе изменения коэффициента  $K$  вдоль паза диска его среднее значение выразится так:

$$K = m \cdot \frac{R_1 + R_2}{2}, \quad (2)$$

где  $R_1$  — радиус корневых сечений лопаток;

$R_2$  — наружный радиус диска.

Суммарную торцевую площадь пазов, прорезанных до радиуса  $R_1$ , можно записать в виде:

$$F = \frac{2\pi \cdot R_1 \cdot C \cdot (R_2 - R_1)}{(a_k + C)}, \quad (3)$$

где  $C$  — торцевая ширина паза;

$a_k$  — торцевая ширина корневого сечения лопаток.

Исследуя формулу (3), нетрудно показать, что для постоянных  $a_k$ ,  $C$ ,  $R_2$  максимальное значение  $F$  будет при  $R_1 = \frac{R_2}{2}$ .

Для определения максимума произведения  $F \cdot K$  находим производную этой функции и приравняем к нулю:

$$\frac{\pi \cdot C \cdot m}{(a_k + C)} \cdot (R_2^2 - 3R_1^2) = 0. \quad (4)$$

Отсюда  $F \cdot K = \max$  при  $R_1 = \frac{R_2}{\sqrt{3}}$ , т. е. максимальную теоретическую быстроту откачки получим, если прорежем пазы

роторного диска до величины

$$R_1 = \frac{R_2}{\sqrt{3}}. \quad (5)$$

В последнее время при проектировании ТВН наблюдается тенденция к прорезке дополнительных пазов, улучшающих характеристику существующих насосов. Рассмотрим этот вопрос и определим, до какого радиуса можно прорезать дополнительные пазы.

Для фрезерованного диска ТВН справедливо соотношение:

$$R_1 = Z \cdot \frac{a_k + C}{2 \cdot \pi}, \quad (6)$$

где  $Z$  — число пазов.

При нарезке дополнительных укороченных пазов с произвольными  $a'_k$  и  $C'$  (см. рис. 1) радиус корневого сечения дополнительных пазов  $R'_1$  можно выразить так:

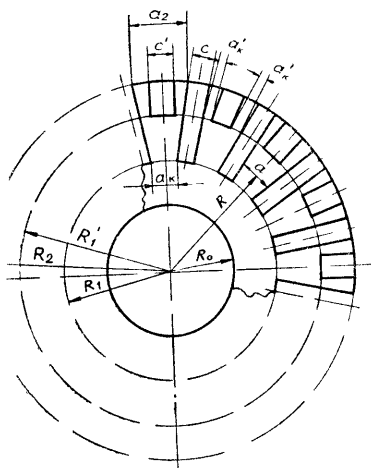
$$R'_1 = \frac{2 \cdot Z}{2 \cdot \pi} \cdot (2 \cdot a'_k + C' + C), \quad (7)$$

а учитывая соотношение (6)

$$R'_1 = R_1 \cdot \frac{2 \cdot (2 \cdot a'_k + C' + C)}{(a_k + C)}. \quad (8)$$

Для случая прорезки  $n$  укороченных дополнительных пазов в одной лопатке с произвольными  $a'_k$  и  $C'$  величину  $R'_1$  можно выразить соотношением:

$$R'_1 = R_1 \cdot \frac{(n+1) \cdot [(n+1) \cdot a'_k + n \cdot C' + C]}{(a_k + C)}. \quad (9)$$



Для прорезки паза до радиуса  $R'_1$  необходимо, чтобы в этом месте лопатки ее торцевая ширина  $a$  соответствовала условию  $a \geq 2 \cdot a'_k + C'$ , где  $a'_k$  удовлетворяет выбранному запасу прочности или технологичности изготовления диска.

Величину  $a$  на текущем радиусе можно вычислить из выражения

Рис. 1. Пример расположения дополнительных укороченных пазов.

$$a = a_k \frac{2 \cdot \pi \cdot R - Z \cdot C}{2 \cdot \pi R_1 - Z \cdot C}. \quad (10)$$

Обычно при небольших размерах дисков (примерно до 300 мм) величина  $a_k$  в большей степени зависит от экономических и технологических факторов, чем от прочностных. Поэтому при правильном выборе  $a_k$  для таких дисков нет смысла в прорезке дополнительных пазов из-за малой величины площади торцевого сечения лопатки. Для дисков больших диаметров величина  $a_2$  может удовлетворять условию  $a_2 > 2 \cdot a'_k + C'$ , но в этом случае целесообразнее изготавливать диски облопаченными, а не фрезерованными.

#### ВЫВОДЫ

1. Наибольшую откачивающую площадь для фрезерованных дисков можно получить при прорезке пазов до  $R_1 = \frac{R_2}{2}$ .

2. Наибольшей теоретической быстротой откачки обладают диски, пазы которых прорезаны до величины  $R_1 = \frac{R_2}{\sqrt{3}}$ .

3. Прорезка дополнительных пазов возможна для дисков с большим наружным диаметром, удовлетворяющих условию  $a_2 > 2 \cdot a'_k + C'$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Kruger Ch., Shapiro A. Rarefied gas dynamics, ed. Talbot 117 Academic Press. 1961.
2. Sawada T., Suzuki M. Tonigushi, SPI, Ph. Ch. R, 62, 49, 1968.
3. Беляев Л. А. О расчете параметров молекулярных трубонасосов. — „Вакуумная техника“, вып. 1. Казань, 1968.
4. Фролов Е. С., Леонов Л. Б. Скорость откачки и степень повышения давлений рабочего колеса турбомолекулярного вакуум-насоса. Известия вузов, серия „Машиностроение“. 1968.

УДК 621 516

Ю. В. ПРОКОФЬЕВ

#### О РАСЧЕТЕ ВНЕШНЕЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЖИДКОСТНОКОЛЬЦЕВОГО ВАКУУМНОГО НАСОСА

Основными величинами, характеризующими работу жидкостнокольцевого вакуумного насоса (ЖВН), являются подача насоса — количество газа, перекачиваемое насосом в единицу времени, и давление на входе в машину. При испытаниях ЖВН обычно определяют внешнюю характеристику вакуум-

ного насоса: зависимость объемной подачи  $Q$ , приведенной к условиям всасывания, от величины разрежения  $B$  на входе  $Q = Q(B)$ . Однако методы расчетной оценки внешней характеристики разработаны недостаточно. Выясним, какие зависимости между величинами, определяющими работу ЖВН, являются наиболее характерными и рассмотрим способ количественной их оценки.

Течение жидкости в любой гидромашине можно определить, если известны геометрия границ потока, законы движения, граничные и начальные условия и физические характеристики жидкости.

Геометрия границ потока характеризуется некоторым определяющим линейным размером  $l$  и совокупностью  $\Gamma$  безразмерных чисел, составленных из линейных и угловых величин. Движение твердых границ потока определяется угловой скоростью  $\omega$  рабочего колеса. Движение жидких границ потока в случае ЖВН определяется скоростью  $c$  воздушного потока. Вместо скорости  $c$  можно рассматривать объемную подачу  $Q$  воздуха, которая пропорциональна  $c$  и квадрату характерного размера  $l^2$ . Состояние потока на входе в насос характеризуется плотностью  $\rho$ , абсолютным давлением  $p$  и вязкостью  $\mu$  воздуха. Состояние газового потока на выходе из ЖВН определяется плотностью  $\rho_0$  и барометрическим давлением  $p_0$  атмосферного воздуха, куда осуществляется выброс.

Объемная подача  $Q$  ЖВН может быть представлена функцией следующих аргументов:

$$Q = Q[l; (\Gamma); \omega; \rho; p; \mu; \rho_0; p_0].$$

Из теории размерности следует, что общее число безразмерных комбинаций равно четырем, из которых два являются критериями-комплексам, составленными из величин с неодинаковыми размерностями, и два — критериями-симплексами, составленными из величин с одинаковыми размерностями. Эти комбинации для потока воздуха представим в виде:

$$Re = \frac{\rho l^2 \omega}{\mu} \text{ — число Рейнольдса,}$$

$$Eu = \frac{p}{\rho l^2 \omega^2} \text{ — число Эйлера,}$$

$$\frac{p}{p_0} \text{ и } \frac{\rho}{\rho_0} \text{ — критерии-симплексы.}$$

Выбирая в качестве характерного линейного размера наружный радиус  $r_2$  рабочего колеса и представляя объемную подачу в виде безразмерной величины, получим:

$$\frac{Q}{r_2^3 \omega} = f\left(Re; Eu; \frac{p}{p_0}; \frac{\rho}{\rho_0}\right).$$

С помощью одной только теории размерности нельзя определить вид функции  $Q/r_2^3 \omega$ . Для этого нужно знать закономерности течения газа в рабочей полости ЖВН.

Несмотря на простоту конструкции ЖВН, его рабочий процесс весьма сложен. В дальнейшем изложении ограничимся указанием исходных положений, принятых допущений и полученных результатов.

Составляя массовый баланс для уплотнительной жидкости в рабочей полости ЖВН и учитывая геометрические соотношения в случае применения рабочих колес с лопатками постоянной толщины (рис. 1), получим выражение для геометрической подачи  $Q_r$  ЖВН в безразмерном виде:

$$\frac{Q_r}{r_2^3 \omega} = 2 \cdot k_1 \cdot y \cdot \frac{b}{r_2} \cdot \frac{e}{r_2} + \frac{1}{2} \cdot \frac{b}{r_2} \cdot \frac{r_{k1} - r_1}{r_2} \cdot \left( \frac{r_{k1} + r_1}{r_2} - \frac{z\delta}{\pi r_2} \right) - \frac{q}{r_2^3 \omega},$$

где  $k_1$  — коэффициент, учитывающий действительное распределение окружных составляющих абсолютной скорости жидкости по радиусу в сечении серповидного пространства в месте перехода от области всасывания к области нагнетания;

$y$  — поправка на конечное число лопаток в рабочем колесе, учитывающая изменение окружных составляющих абсолютной скорости жидкости на выходе из колеса;

$b$  — ширина рабочего колеса;

$q$  — подача уплотнительной жидкости во всасывающую полость ЖВН.

Остальные обозначения приведены на рис. 1.

В отличие от известных выражений для определения

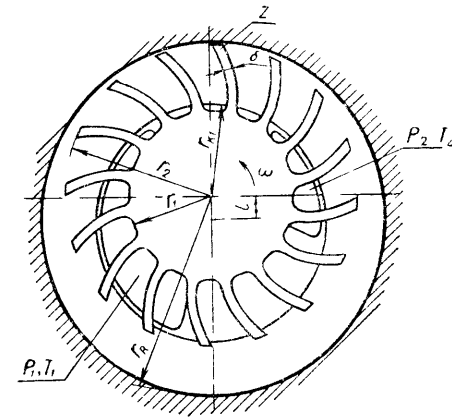


Рис. 1. Схема жидкостнокольцевого вакуум-насоса.

геометрической подачи в полученном уравнении коэффициентом  $k_1$  учтена неравномерность эпюры скоростей потока жидкости в сечении серповидного пространства в месте перехода от области всасывания к области нагнетания и коэффициентом  $y$  — поправка на конечное число лопаток.

По экспериментальным данным, приведенным в [1], величина коэффициента  $k_1 = 1,01-1,03$  в зависимости от режима работы ЖВН.

Поправку на конечное число лопаток целесообразно взять типа поправки на активный радиус. Ее величина в этом случае может быть определена, например, по данным расчетов для плоских круговых решеток.

Составим баланс расхода в области всасывания ЖВН:

$$Q = \frac{p_1}{p} \cdot Q_1 - m_n \cdot \frac{RT_2}{p},$$

где  $Q$  — объемная подача ЖВН при условиях всасывания;  $p$  и  $p_1$  — абсолютные давления на входе в насос и в полости всасывания рабочей камеры;

$m_n$  — массовый расход перетечек газа из области высокого давления в полость всасывания;

$R$  — *дж/кг·град* — газовая постоянная;

$T_2$  — абсолютная температура в области нагнетания рабочей камеры.

Расход  $m_n$  складывается из массы воздуха  $m_{n1}$ , переносимой в единицу времени из области высокого давления в ячейках рабочего колеса при неплотном прилегании жидкости к ступице, и расхода  $m_{n2}$  через зазоры между колесом и стенками рабочей камеры:

$$m_{n1} = \frac{p_2}{R \cdot T_2} \cdot \frac{\omega \cdot b \cdot (r_{k1} - r_1)}{2} \cdot \left( r_{k1} + r_1 - \frac{z \cdot \delta}{\pi} \right).$$

Расход  $m_{n2}$  оценим приближенно по уравнению энергии для потока газа, проходящего через зазоры, пренебрегая внешним теплообменом, считая течение газа изотермическим и не учитывая изменения потенциальной энергии.

В дальнейшем необходимо рассматривать две области течения газа в зазорах:

1) докритическая область течения  $\frac{p_1}{p_2} > \frac{p_{1кр}}{p_2}$ :

$$m_{n2} = \frac{p_1 \cdot F}{\sqrt{R \cdot T_2}} \cdot \sqrt{-\frac{2}{1 + \zeta_n} \cdot \ln \frac{p_1}{p_2}},$$

2) сверхкритическая область течения  $\frac{p_1}{p_2} < \frac{p_{1кр}}{p_2}$ :

$$m_{n2} = p_{1кр} \cdot F \cdot \sqrt{\frac{k}{R \cdot T_2}},$$

где  $p_1$  и  $p_2$  — абсолютные давления соответственно в полости всасывания и нагнетания рабочей камеры;

$p_{1кр}$  — абсолютное давление, при котором скорость в самом узком сечении щели становится равной скорости звука;

$F$  — площадь щели;

$k$  — показатель адиабаты;

$\zeta_n$  — приведенный коэффициент сопротивления щели, при помощи которого учитываются и потери на трение, и местные потери энергии.

Учтем потери давления  $\Delta p_1$  на участке от входа в ЖВН до полости всасывания рабочей камеры и  $\Delta p_2$  на участке от полости нагнетания рабочей камеры до выхода из насоса. Потери давления  $\Delta p$  и  $\Delta p_2$  оцениваются по уравнению энергии при тех же допущениях, которые были приняты при определении расхода перетечек газа через зазоры.

Учитывая соотношения, приведенные выше, после преобразований получим уравнение характеристики ЖВН в виде:

1) для диапазона давлений  $\frac{p_1}{p_2} > \frac{p_{1кр}}{p_2}$ :

$$\begin{aligned} \frac{Q}{r_2^3 \cdot \omega} = & \left(1 - \frac{\Delta p_1}{p}\right) \cdot \left[ 2 \cdot k_1 \cdot y \cdot \frac{b}{r_2} \cdot \frac{e}{r_2} - \frac{q}{r_2^3 \cdot \omega} - \right. \\ & - \frac{F}{r_2^2} \cdot \sqrt{Eu_2} \cdot \sqrt{-\frac{2}{1 + \zeta_n} \cdot \ln \left( \frac{p}{p_\delta} \cdot \frac{1 - \frac{\Delta p_1}{p}}{1 + \frac{\Delta p_2}{p_\delta}} \right)} - \\ & \left. - \frac{1}{2} \cdot \left( \frac{p_\delta}{p} \cdot \frac{1 + \frac{\Delta p_2}{p_\delta}}{1 - \frac{\Delta p_1}{p}} - 1 \right) \cdot \frac{b}{r_2} \cdot \frac{r_{k1} - r_1}{r_2} \cdot \left( \frac{r_{k1} + r_1}{r_2} - \frac{z \cdot \delta}{\pi \cdot r_2} \right) \right]. \end{aligned}$$

2) для диапазона давлений  $\frac{p_1}{p_2} < \frac{p_{1кр}}{p_2}$ :

$$\frac{Q}{r_2^3 \cdot \omega} = \left(1 - \frac{\Delta p_1}{p}\right) \cdot \left[ 2 \cdot k_1 \cdot y \cdot \frac{b}{r_2} \cdot \frac{e}{r_2} - \frac{q}{r_2^3 \cdot \omega} - \right.$$



$$-\frac{1}{2} \cdot \left( \frac{p_\delta}{p} \cdot \frac{1 + \frac{\Delta p_2}{p_\delta}}{1 - \frac{\Delta p_1}{p}} - 1 \right) \cdot \frac{b}{r_2} \cdot \frac{r_{k1} - r_1}{r_2} \cdot \left( \frac{r_{k1} + r_1}{r_2} - \frac{z \delta}{\pi \cdot r_2} \right) \left[ - \frac{p_{1кр}}{p} \cdot \left( 1 - \frac{\Delta p_{1кр}}{p_1} \right) \cdot \frac{F}{r_2^2} \cdot \sqrt{k \cdot E u_2} \right]$$

В уравнения внешней характеристики вошли все аргументы, которые были определены с помощью теории размерности. В уравнениях обозначено число Эйлера  $Eu_2 = \frac{p_2}{\rho_2 \cdot r_2^2 \omega^2} = \frac{R \cdot T_2}{r_2^2 \omega^2}$ . Число Рейнольдса и критерий  $\frac{\rho}{\rho_\delta}$  входят в уравнения косвенно.

Отношение давлений  $\frac{p}{p_\delta}$  является определяющим аргументом для функции, выражающей внешнюю характеристику ЖВН.

При выводе уравнений внешней характеристики были сделаны допущения, позволяющие упростить количественную оценку явления, происходящих в рабочей полости ЖВН. Соответствие выбранной модели расчета действительным процессам должны показать экспериментальные данные.

Были проведены расчеты внешних характеристик жидкостнокольцевых вакуумных насосов ВВН-12 и ВВН-50.

При расчете характеристики насоса ВВН-12 было принято:

$$r_2 = 0,166 \text{ м}; \omega = 103 \frac{1}{\text{сек}}; F = 28 \text{ мм}^2;$$

$$\frac{b}{r_2} = 1,86; \frac{e}{r_2} = 0,137; k_1 = 1,01; y = 0,88;$$

$$\frac{q}{r_2^3 \omega} = 0,02; R = 287 \text{ Дж/кг} \cdot \text{град}; T_2 = 300^\circ \text{ К}; r_{k1} = r_1.$$

При расчете характеристики насоса ВВН-50 было принято:

$$r_2 = 0,325 \text{ м}; \omega = 51 \frac{1}{\text{сек}}; F = 64 \text{ мм}^2;$$

$$\frac{b}{r_2} = 1,9; \frac{e}{r_2} = 0,139; k_1 = 1,01; y = 0,89;$$

$$\frac{q}{r_2^3 \omega} = 0,015; R = 287 \text{ Дж/кг} \cdot \text{град}; T_2 = 300^\circ \text{ К}; r_{k1} = r_1.$$

На рис. 2 и 3 показано сравнение экспериментальных и расчетных безразмерных внешних характеристик. По оси абсцисс отложены безразмерные величины вакуумов  $B = 1 - P/P_0$ , а по оси ординат — величины безразмерных

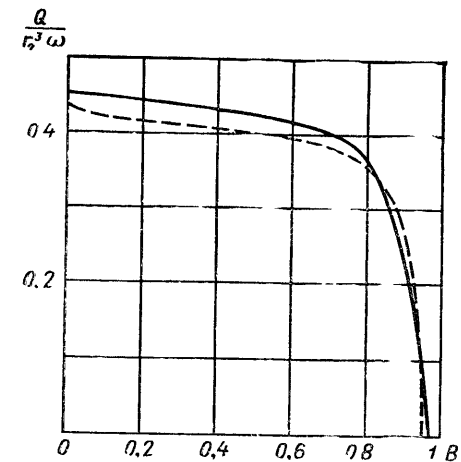


Рис. 2 Внешняя характеристика жидкостнокольцевого вакуумного насоса ВВН-12. — эксперимент, — — — расчет.

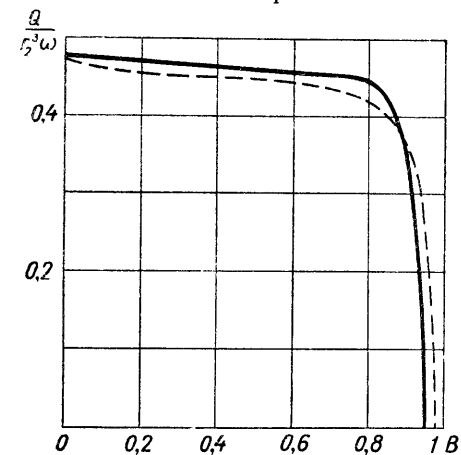


Рис. 3 Внешняя характеристика жидкостнокольцевого вакуумного насоса ВВН-50. — эксперимент, — — — расчет.

подач  $Q/r_2^3 \omega$ . Как видно из рисунков, получено удовлетворительное совпадение экспериментальных и расчетных данных.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Райзман И. А., Мац Э. Б. Экспериментальное исследование поля скоростей в жидкостном кольце жидкостнокольцевого вакуум-насоса. "Химическое и нефтяное машиностроение", 1973, № 2.

Э. Б. МАЦ, И. А. РАЙЗМАН

# МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО РАСЧЕТА ДВИЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ В ЖИДКОСТНОКОЛЬЦЕВОЙ МАШИНЕ

## Условные обозначения

- $b$  — ширина ротора;
- $c_{\text{ср}}$  — средняя по радиальному сечению скорость жидкости в безлопаточном пространстве;
- $c_a$  — тангенциальная составляющая абсолютной скорости жидкости в системе координат с центром на оси ротора;
- $p$  — давление;
- $p_p$  — давление на внешней окружности ротора;
- $r$  — текущий радиус из центра ротора;
- $r_{\text{вп}}$  — радиус-вектор внутренней поверхности корпуса из центра ротора;
- $r_{\text{в}}$  — радиус-вектор внутренней поверхности жидкости в ячейке;
- $r_{\text{ц}}$  — радиус центра осевого вихря;
- $r_2$  — радиус ротора;
- $r_c$  — радиус точки сопряжения радиальной и криволинейной частей лопатки;
- $R$  — текущий радиус из центра корпуса;
- $R_{\text{вп}}$  — радиус внутренней поверхности корпуса;
- $V$  — объем сектора „L“;
- $V^*$  — объем, занимаемый газом;
- $V^{\text{ж}}$  — объем жидкости в секторе „L“;
- $V^{\text{жл}}$  — объем жидкости в межлопаточном канале;
- $v_r$  — радиальная составляющая относительной скорости жидкости;
- $v_{\varphi}$  — тангенциальная составляющая относительной скорости жидкости;
- $z$  — число лопаток ротора;
- $\alpha$  — угловая координата в неподвижной системе координат с центром на оси ротора;
- $\gamma; \rho$  — удельный вес, плотность рабочей жидкости;
- $\mu$  — коэффициент загромождения сечения межлопаточного канала лопатками;
- $\varphi$  — угловая координата в подвижной системе координат;
- $\varphi_{\text{ц}}$  — угловая координата центра осевого вихря;
- $\varphi'$  — угловая координата средней линии межлопаточного канала;
- $\omega$  — угловая скорость ротора.

В работе [1] получена система дифференциальных уравнений.

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_{\varphi}}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} - \frac{v_{\varphi}^2}{r} - 2v_{\varphi} \omega - r \omega^2 &= \\ &= g \cos(\omega t + \varphi) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}; \\ \frac{\partial v_{\varphi}}{\partial t} + \frac{v_{\varphi}}{r} \frac{\partial v_{\varphi}}{\partial \varphi} + v_r \frac{\partial v_{\varphi}}{\partial r} + \frac{v_r v_{\varphi}}{r} + 2v_r \omega &= \\ &= -g \sin(\omega t + \varphi) - \frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \varphi}; \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$\frac{r_{\text{кр}}^2 - r_{\text{в}}^2}{2} \omega b + b \int_{r_2}^{|r_{\text{к}}|} c_a dr = \text{const}, \quad (2)$$

которая описывает движение жидкости в исследуемой машине. Уравнения (1) этой системы являются уравнениями движения Эйлера в подвижной системе координат, связанной с ротором, а (2) — уравнение неразрывности.

Уравнение неразрывности (2) записано из условия постоянства расхода через любое радиальное сечение жидкостного кольца, которое введено К. Пфлейдерером [2]. Проведенные К. Пфлейдерером исследования показали, что, при степени повышения давления газа в ячейках бо́льшей некоторого значения  $\pi_{\text{кр}}$ , предложенные им расчетные уравнения не имеют действительного решения. Автор это связывает со срывом потока в безлопаточном пространстве. Однако имеющиеся экспериментальные данные [3] показывают, что действительные срывы происходят при значительно бо́льшей степени повышения давления, чем  $\pi_{\text{кр}}$ .

Проведенный нами анализ показал, что отсутствие решения в рассмотренном выше случае, в значительной мере связано со структурой уравнения (2). Это уравнение не учитывает дискретности поля давлений в безлопаточном пространстве, которая приводит к перетеканию жидкости из ячейки в ячейку через это пространство.

Для учета этих явлений уравнение неразрывности можно вывести из баланса количества жидкости внутри выделенного в машине объема, который в дальнейшем называется сектором „L“ (рис. 1)

Этот сектор вращается совместно с ротором с постоянной угловой скоростью  $\omega$ , а его положение определяется угловой координатой  $\alpha$  среднего радиального сечения. При перемещении сектора „L“ из положения  $ABCDEF$  в положение  $A'B'C'D'E'F'$  количество жидкости в нем меняется от



Левая часть уравнения (5) является криволинейным интегралом, который может быть проинтегрирован, если известен закон движения жидкости.

В зависимости от изменения количества жидкости в межлопаточном канале достаточно просто определяется средняя по цилиндрическому сечению канала радиальная составляющая относительной скорости

$$v_r^{cp} = \frac{dV^{ж.к}}{dt} \frac{z}{2\pi r b \mu}. \quad (8)$$

Известно также, что линии тока на боковых границах канала совпадают с профилем лопаток. Однако этих данных недостаточно для определения закона движения во всем объеме канала. Поэтому при интегрировании уравнения (5) используется предложенная академиком Г. Ф. Проскура вихревая теория центробежных насосов. Согласно этой теории поток во вращающейся круговой решетке рассматривается как сумма двух потоков: потенциального потока протекания и осевого вихря. Для упрощения задачи криволинейная часть лопатки представляется в виде дуги логарифмической спирали, а осевой вихрь — как вращение жидкости с угловой скоростью ( $-\omega$ ) вокруг центра на оси канала. В этом случае относительная скорость жидкости определяется уравнениями

$$\left. \begin{aligned} v_r &= \frac{\lambda}{\mu r} + \omega r_{\Pi} \sin(\varphi - \varphi_{\Pi}) \\ v_{\varphi} &= \frac{\lambda \Delta \alpha'}{\mu r \ln \frac{r_2}{r_c}} - \omega [r - r_{\Pi} \cos(\varphi - \varphi_{\Pi})] \end{aligned} \right\}, \quad (9)$$

где

$$\lambda = \frac{dV^{ж.к}}{dt} \frac{z}{2\pi b}. \quad (10)$$

При рассмотрении движения в радиальной части межлопаточного канала первое слагаемое в уравнении тангенциальной составляющей скорости принимается равным 0.

Функции  $F_1(r; \varphi)$  и  $F_2(r; \varphi)$  после подстановки в них полученных значений  $r_r$  и  $v_{\varphi}$  удовлетворяют условию:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial F_1(r; \varphi)}{\partial \varphi} = \frac{\partial F_2(r; \varphi)}{\partial r}. \quad (11)$$

Следовательно, криволинейный интеграл в уравнении (5) не зависит от пути интегрирования. Это позволяет выбрать простейший путь: сначала вдоль радиуса при  $\varphi = \text{const}$ , а затем вдоль окружности при  $r = \text{const}$ .

После интегрирования уравнение (5) приводится к виду

$$\frac{1}{\rho} \Delta p = f_1 - \frac{d\lambda}{dt} \frac{f_2}{\mu} - \left(\frac{\lambda}{\mu}\right)^2 f_3 - \frac{\lambda}{\mu} f_4, \quad (12)$$

где  $f_1; f_2; f_3; f_4$  являются функциями геометрических размеров межлопаточного канала, координат точки, в которой ищется давление и уровня жидкости на средней линии канала, определяемого из уравнения неразрывности.

Закон относительного движения жидкости в межлопаточном канале может быть также получен из условия, что ротор имеет бесконечное количество бесконечно тонких лопаток. В этом случае линии тока совпадают со средней линией лопаток и скорость жидкости определяется уравнениями

$$\left. \begin{aligned} v_r &= \frac{\lambda}{\mu r} \\ v_{\varphi} &= \frac{\lambda}{\mu} \frac{d\varphi'}{dr} \end{aligned} \right\}. \quad (13)$$

В радиальной части канала тангенциальная составляющая скорости  $v_{\varphi} = 0$ .

Криволинейный интеграл в уравнении (5) при использовании закона движения (13) не удовлетворяет условиям независимости от пути интегрирования. Интегрирование его ведется вдоль линии тока, а распределение давлений в зависимости от угловой координаты получается интегрированием 2-го уравнения системы (1) при  $r = \text{const}$ . В результате получается уравнение вида (12), но с другими значениями функций  $f_1, f_2, f_3, f_4$ .

Уравнение (12) дает возможность определить давление в любой точке жидкости межлопаточного канала, в том числе и распределение давления на внешней окружности ротора. Это распределение необходимо для расчета течения в безлопаточном пространстве и при использовании уравнения неразрывности.

Параметры жидкости в каждой точке безлопаточного пространства периодически меняются. Величина периода определяется временем прохождения ячейки мимо заданной точки. Это соответствует частоте, примерно равной 250–300 гц. Такая частота для жидкости достаточно велика и поэтому при расчетах движения рассматривается установившийся. Скорость движения жидкости в этой части потока не связана с вращением сектора „L“, который может либо опережать жидкость, либо отставать от нее. Однако параметры жидкости безлопаточного пространства рассматриваются внутри этого сектора.

Для описания течения в безлопаточном пространстве используются уравнения Эйлера, интегрирование которых для установившегося движения дает интеграл Бернулли. Для упрощения задачи делается переход от двумерного течения к одномерному, как это обычно делается в гидравлике [4]. В результате получается уравнение Бернулли для всего потока жидкости в безлопаточном пространстве.

$$\alpha_1 \frac{\gamma}{2g} c_{cp}^2 + \frac{\alpha_2}{|\bar{r}_k| - r_2} \int_{r_2}^{|\bar{r}_k|} p dr + \gamma \frac{|\bar{r}_k| + r_2}{2} \cos \alpha + h_\omega = \text{const.} \quad (14)$$

Величина  $h_\omega$  в этом уравнении учитывает влияние вязкости рабочей жидкости. Методика расчета ее приведена в работе [5]. Коэффициенты  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ , по результатам проведенных экспериментов на машине ВВН-3, могут быть приняты равными  $\alpha_1 = 1,02$ ;  $\alpha_2 = 1,075$ .

При перемещении потока жидкости из одного радиального сечения в другое часть его переходит из безлопаточного пространства в ротор (на стороне сжатия и нагнетания) или наоборот (на стороне всасывания). Это приводит к изменению энергии потока в безлопаточном пространстве, что учитывается соответствующей корректировкой константы в правой части уравнения (14).

Давление жидкости в произвольной точке безлопаточного пространства может быть представлено в виде суммы.

$$p = \Delta p_{пр} + p_p, \quad (15)$$

где  $\Delta p_{пр}$  — перепад давления, вызванный инерционными силами слоя жидкости, находящегося между ротором и рассматриваемой точкой.

Предполагается, что инерционные силы жидкости в безлопаточном пространстве обусловлены только центростремительным ускорением. Поэтому

$$\Delta p_{пр} = \frac{\gamma}{g} c_{cp}^2 \ln \frac{R}{R_{кр}}. \quad (16)$$

На основании разработанной математической модели на ЭВМ проведены расчеты параметров жидкостного кольца вакуум-насоса ВВН-3. Расчеты проводились при различных предположениях относительно закона движения жидкости в межлопаточных каналах:

- а) потенциальное течение совместно с осевым вихрем;
- б) потенциальное течение без осевого вихря;
- в) течение по линиям тока, которые эквидистантны средней линии лопаток.

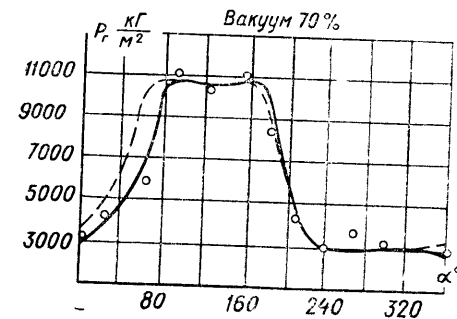


Рис. 2. Распределение средней скорости:  $\circ$  — экспериментальные точки, — — — — расчет при потенциальном течении и при течении по линиям тока, эквидистантным лопаткам, — — — — расчет при потенциальном течении совместно с осевым вихрем.

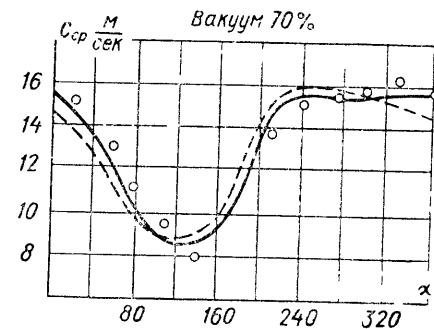


Рис. 3. Распределение давления газа:  $\circ$  — экспериментальные точки; — — — — расчет при потенциальном течении и при течении по линиям тока, эквидистантным лопаткам; — — — — расчет при потенциальном течении совместно с осевым вихрем.

Полученные в результате расчетов распределение средней скорости в безлопаточном пространстве и распределение давления газа по ячейкам представлены на рис. 2 и 3. Здесь же приведены результаты экспериментальных замеров, которые описаны в работе [6].

При использовании предпосылок б) и в) получаются практически одинаковые результаты (сплошная линия на графиках), которые хорошо согласуются с экспериментальными точками. Расчеты с учетом предпосылки а) дают большое отклонение от эксперимента (штриховая линия на

графиках). Это, по-видимому, связано с существенным искажением потока осевого вихря при наличии свободной поверхности жидкости и явно неустановившегося характера ее движения в межлопаточных каналах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Райзман И. А., Мац Э. Б. Дифференциальные уравнения движения жидкости в жидкостно-кольцевых машинах. — Труды КХТИ им. С. М. Кирова. Выпуск XLIII, Казань, 1969.
2. Пфлейдерер К. Лопастные машины для жидкостей и газов. М., Машгиз, 1970.
3. Yasutoshi Senoo, Taijiro Kasai „A study of a wet vacuum pump“. Bulletin of Isme, vol. 3, No 12, 1960.
4. Угинчус А. А. Гидравлика и гидравлические машины. Харьков, 1970.
5. Райзман И. А., Лукьянова А. И. Расчетное определение гидравлических потерь в жидкостнокольцевом вакуум-насосе. — Сб.: Вакуумная техника, вып. 2. Казань, 1970.
6. Райзман И. А., Мац Э. Б. Экспериментальное исследование поля скоростей в жидкостном кольце жидкостнокольцевого вакуум-насоса. — „Химическое и нефтяное машиностроение“, № 2, 1972.

УДК 621.516

И. А. РАЙЗМАН

### ОПТИМАЛЬНАЯ ОКРУЖНАЯ СКОРОСТЬ РОТОРА ЖИДКОСТНОКОЛЬЦЕВЫХ ВАКУУМ-НАСОСОВ И КОМПРЕССОРОВ

Окружная скорость концов лопаток ротора является одним из существенных параметров жидкостнокольцевых машин. Это определяется самим принципом работы этих машин, состоящим в передаче энергии от вращающегося ротора к жидкости на стороне всасывания, а затем от жидкости к сжимаемому газу на стороне сжатия и нагнетания.

Чем больше скорость выходящей из ротора жидкости, тем большей кинетической энергией она обладает и тем большую работу она может совершить при сжатии газа. Если этой энергии для сжатия газа недостаточно, то возникает явление срыва, которое характеризуется резким падением производительности и ростом потребляемой мощности. Поэтому для жидкостнокольцевых машин характерно наличие минимальной окружной скорости, при которой происходит нормальная работа без срыва. Насколько нам известно,

впервые она была определена К. Пфлейдерером [1] в уравнении:

$$u_{\min} = \sqrt{\frac{g(3p_n - 2p_v)}{\gamma}}, \quad (1)$$

где  $p_v$  и  $p_n$  — давление газа на входе и выходе из машины;  $\gamma$  — удельный вес рабочей жидкости.

Для работы при  $p_v = 0,3$  бар и  $p_n = 1,05$  бар минимальная окружная скорость по уравнению (1) получается равной 16 м/сек.

Однако на этом режиме жидкостнокольцевые вакуум-насосы работают без срыва при значительно меньших окружных скоростях. Таким образом, практика показывает, что уравнение (1) дает завышенное значение минимальной скорости.

По нашему мнению, в [1] дается правильная физическая трактовка возникновения срыва, но в выводе уравнения (1) допущена погрешность, заключающаяся в распространении уравнения Бернулли на весь поток жидкости.

Из гидродинамики [2] известно, что это уравнение можно распространить на весь поток только при потенциальном (безвихревом) движении. В жидкостнокольцевой машине движение жидкости в пространстве между ротором и корпусом не является потенциальным. А для такого движения уравнение Бернулли справедливо только вдоль линий тока.

Давление в жидкости вдоль радиуса резко возрастает. Чем ближе струйка к корпусу, тем давление в ней больше. Струйки жидкости у корпуса имеют большую суммарную энергию, чем струйки у ротора.

В процессе сжатия газа струйки жидкости, имеющие меньшую энергию, входят внутрь ротора, и среднеинтегральная суммарная энергия жидкости в пространстве между ротором и корпусом возрастает. По-видимому, это является причиной того, что уравнение (1) дает завышенное значение минимальной скорости.

Уравнения, аналогичные (1), приводятся также в работах [3] и [4].

Достаточно просто минимальная скорость может быть определена из уравнения Бернулли при предположении, что весь скоростной напор жидкости идет на прирост давления:

$$\frac{p_v}{\gamma} + \frac{v_v^2}{2g} = \frac{p_n}{\gamma} + \frac{v_n^2}{2g}. \quad (2)$$

В уравнении (2) отсутствуют слагаемые геометрического напора ввиду их малости по сравнению с другими членами уравнения.

Полагая  $v_n = 0$  и  $v_b = v_{min}$ , получим:

$$u_{min} = \sqrt{\frac{2g}{\gamma}(p_n - p_b)}. \quad (3)$$

Это уравнение приведено в [5]. Однако вместо того, чтобы вывести его из простых физических предположений, автор пытается получить его из дифференциальных уравнений гидростатики (уравнений Эйлера) путем произвольного и необоснованного подбора пределов интегрирования левой и правой частей уравнения.

Эксперименты, приведенные в [5], показывают, что уравнение (3) достаточно хорошо характеризует минимальную окружную скорость.

Необходимо оговориться, что явление срыва очень сложно. Возникновение срыва зависит, например, от количества подаваемой рабочей жидкости, от расположения и формы нагнетательного окна и т. д. Изложенное выше необходимо рассматривать только как подтверждение существования минимальной окружной скорости ротора и приближенного ее определения, тогда как само явление срыва требует детального изучения.

Однако машина не должна работать на минимально допустимой окружной скорости. Во-первых, она должна иметь определенный запас устойчивости, во-вторых, минимальная окружная скорость не является наиболее экономичной.

На рис. 1 приведена зависимость удельного расхода мощности  $N_{уд} = \frac{N}{Q_r}$  от окружной скорости для различных машин

на режиме 70%-ного вакуума. На рисунке видно, что минимальное значение  $N_{уд}$  соответствует окружной скорости 13—17 м/сек, тогда как минимальная окружная скорость для этого режима  $U_{min} = 12$  м/сек.

Но получение минимального удельного расхода мощности также не является самоцелью. По-видимому, основным должно быть получение минимальной стоимости сжатия единицы объема газа. Для ее определения окружную скорость необходимо находить из уравнения стоимости сжатия единицы объема газа:

$$C = \frac{K_1}{60} \frac{N}{Q_r} + \frac{K_2}{60} \frac{G_b}{Q_r} + \frac{K}{RQ_r}, \quad (4)$$

где  $K_1$  — стоимость 1 квт/час электроэнергии;

$N$  — потребляемая мощность, квт;

$Q_r$  — производительность, м<sup>3</sup>/мин;

$K_2$  — стоимость 1 м<sup>3</sup> воды;

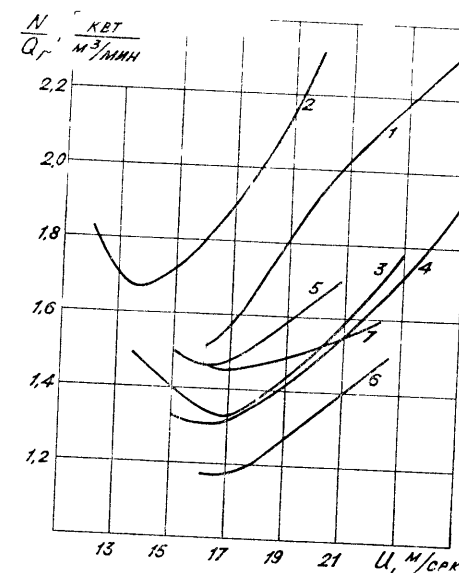


Рис. 1. Зависимость удельного расхода мощности некоторых вакуум-насосов от окружной скорости на режиме 70%-ного вакуума:

1 — BBH-50; 2 — BBH-12; 3 — „Siemens“ 2BA-532;  
4 — „Siemens“ 2BA-821; 5 — „Nash“ 3001; 6 — „Nash“ 3002; 7 — „Nash“ 3003.

$G_b$  — расход воды, м<sup>3</sup>/час;

$K$  — стоимость установки;

$R$  — ресурс работы установки, час.

Определение оптимальной окружной скорости проводится методом малых отклонений [6]. Согласно этой работе относительным приращением  $\delta_x$  величины  $x$  называется отношение  $\frac{dx}{x}$ .

Относительное приращение стоимости сжатия единицы объема газа определяется уравнением

$$\delta C = \frac{dC}{C} = \frac{\frac{K_1}{60} \frac{N}{Q_r} \delta\left(\frac{N}{Q_r}\right) - \left(\frac{K_2}{60} G_b + \frac{K}{R}\right) \frac{\delta Q_r}{Q_r}}{\frac{K_1}{60} \frac{N}{Q_r} + \left(\frac{K_2}{60} G_b + \frac{K}{R}\right) \frac{1}{Q_r}}. \quad (5)$$

Для данного анализа с достаточной степенью точности можно принять, что производительность пропорциональна

окружной скорости  $Q_r = A \cdot U$ . Полагая, что

$$B = \frac{\frac{K_2}{60} G_B + \frac{K}{R}}{\frac{K_1}{60} \frac{N}{Q_r} \cdot Q_r}, \quad (6)$$

получим

$$\delta C = \frac{1}{1+B} \delta \left( \frac{N}{Q_r} \right) - \frac{B}{1+B} \delta U. \quad (7)$$

Стоимость сжатия газа достигает минимального значения при  $\delta C = 0$ . Это обеспечивается при

$$\delta \left( \frac{N}{Q_r} \right) = B \delta U. \quad (8)$$

По статистическим данным для отечественных машин значение коэффициента  $B$  равно 0,3–0,7.

По кривым  $\frac{N}{Q_r} = f(u)$  относительное приращение определяется уравнением:

$$\delta \left( \frac{N}{Q_r} \right) = \frac{\left( \frac{N}{Q_r} \right)_1 - \left( \frac{N}{Q_r} \right)_0}{\left( \frac{N}{Q_r} \right)_0} \cdot \frac{u_0}{u_1 - u_0} \delta u, \quad (9)$$

где индексы „0“ и „1“ обозначают две достаточно близкие точки, между которыми определяется относительное приращение.

Наивыгоднейшим с экономической точки зрения, очевидно, является режим, для которого коэффициент в уравнении (9) будет равен  $\approx 0,5$ .

На рис. 2 приведена зависимость удельного расхода мощности от окружной скорости для одной из машин фирмы „Siemens“. На рисунке видно, что при рекомендуемых режимах работы имеется достаточный запас устойчивости.

С увеличением создаваемого вакуума растет окружная скорость, при которой достигают минимального значения удельный расход мощности и стоимость сжатия газа.

Аналогичные результаты имеются по ряду других машин.

Зависимость изотермического кпд от окружной скорости жидкостнокольцевого компрессора ВК-12 приведена на рис. 3. На нем видно, что окружная скорость, при которой достигается оптимальный кпд, увеличивается с ростом степени сжатия. Для компрессоров может быть проведен такой же анализ по экономическим параметрам, как и для вакуум-насосов.

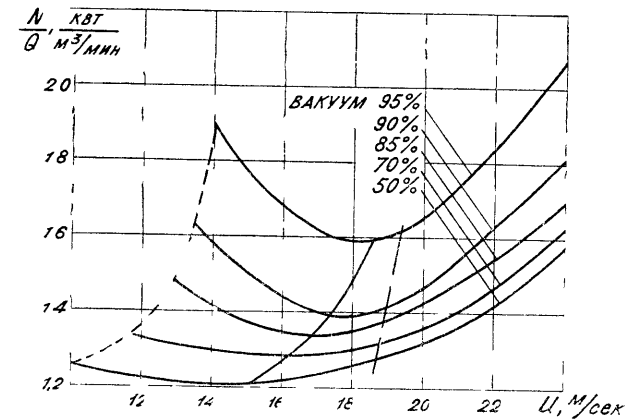


Рис. 2 Удельный расход мощности вакуум-насоса на различных режимах работы:

1 — минимальная окружная скорость, 2 — минимальный удельный расход мощности, 3 — минимальная стоимость сжатия газа.

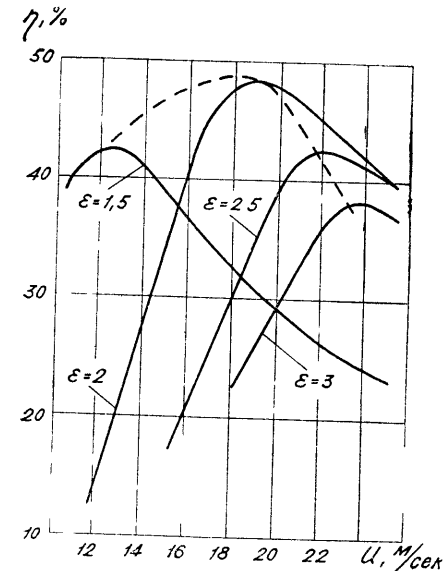


Рис. 3. Изотермический кпд сжатия жидкостнокольцевого компрессора

Таким образом, оптимальная окружная скорость должна выбираться по минимальной стоимости сжатия газа.

Как видно из рис. 2, она на 2–3 м/сек больше окружной скорости, соответствующей минимальному удельному расходу мощности. Чем больше создаваемый вакуум или степень сжатия, тем окружная скорость должна быть больше.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Пфлейдерер К. Лопаточные машины для жидкостей и газов М., Машгиз, 1960.
2. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М., „Наука“, 1970.
3. Головинцов А. Г., Румянцев В. А. и др. Ротационные компрессоры. М., „Машиностроение“, 1964.
4. Тетерюков В. И. Ротационные вакуум-насосы и компрессоры с жидкостным поршнем. М., Машгиз, 1960.
5. Караганов Л. Г. Определение некоторых параметров жидкостнокольцевых компрессорных машин.— „Химическое и нефтяное машиностроение“, № 5, 1969.
6. Черкез А. Я. Инженерные расчеты газотурбинных двигателей методом малых отклонений. М., „Машиностроение“, 1965.

УДК 621.516

И. А. РАЙЗМАН

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕКОТОРЫХ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЖИДКОСТНОКОЛЬЦЕВЫХ МАШИН

При определении геометрических размеров машин объемного типа большую роль играет объемный КПД, применение которого для жидкостнокольцевых машин оказывается нецелесообразным, так как для его использования необходимо знать рабочий объем ротора и иметь большое количество статистических данных по величине этого КПД.

В литературе мало данных об объемном КПД жидкостнокольцевых машин. В [1] указывается, что он может быть равен 0,4—0,7, в [2] — 0,6—0,7. В [2] отмечается, что уменьшение производительности происходит из-за перетечек газа через торцевые зазоры, мертвое пространство и сальниковое уплотнение, но рекомендации по определению объемного КПД в зависимости от конструктивных данных не приводятся.

Более целесообразно характеризовать объемную производительность жидкостнокольцевых машин коэффициентом расхода [3].

Максимально возможный объемный расход газа через машину может быть определен уравнением:

$$Q_{г \max} = 60b \cdot \frac{d_2}{2} \cdot \frac{u}{2}, \text{ м}^3/\text{мин}, \quad (1)$$

где  $b \frac{d_2}{2}$  — максимальное сечение ячейки, а  $\frac{u}{2}$  — средняя скорость газа через это сечение.

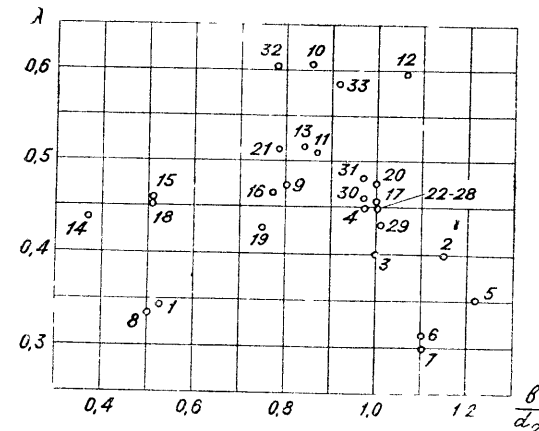


Рис. 1. Значения коэффициента расхода жидкостнокольцевых вакуум-насосов на режиме 70%-ного вакуума:

1 — ВВН-50; 2 — РМК-4; 3 — РМК-3; 4 — ВВН-12; 5 — ВВН-6; 6 — ВВН-3; 7 — РМК-2; 8 — ВВН-1,5; 9 — НВ-1; 10 — НВ-2; 11 — НВ-3; 12 — НВ-4; 13 — НВ-5.  
Машины фирмы „Siemens“: 14 — 2BA 201; 15 — 2BA 211; 16 — 2BA 221; 17 — 2BA 231; 18 — 2BA 311; 19 — 2BA 321; 20 — 2BA 331; 21 — 2BA 531; 22 — 28 — 2BA 661, 2BA 721, 2BA 761, 2BA 821, 2BA 861, 2BA 921, 2BA 961.  
Машины фирмы „Nash“: 29 — CL-3002; 30 — CL-6002; 31 — CL-9001; фирмы „Voith“: 32 — „9“, 33 — „10“.

Коэффициент расхода определяется уравнением:

$$\lambda = \frac{Q_r}{Q_{г \max}} = \frac{Q_r}{15bd_2u}. \quad (2)$$

Вообще говоря, совершенно безразлично, каким коэффициентом пользоваться. Необходимо только, чтобы имелись достоверные данные, дающие возможность с достаточной степенью точности оценить конструктивное совершенство машин и выбрать надежные рекомендации для их проектирования. В этом отношении коэффициент расхода имеет несомненные преимущества, так как определить диаметр и ширину ротора проще, чем объем рабочих ячеек.

На рис. 1 приведены значения коэффициента расхода на режиме 70%-ного вакуума для некоторых отечественных и зарубежных машин. Из рисунка видно, что машины простого действия фирмы „Siemens“ имеют очень малый разброс коэффициента расхода. Его значение не отклоняется от среднего  $\lambda = 0,45$  больше, чем на  $\pm 5\%$ . Такой же малый разброс коэффициента расхода у трех машин фирмы „Nash“. Машины двойного действия серии НВ и фирмы „Voith“ имеют коэффициент расхода на 20—30% больше. Малое отклонение коэффициента расхода от среднего значения у большого числа машин дает основание принять его в качестве характерного

для проведения предварительных расчетов. Для этого может быть рекомендована величина  $\lambda = 0,45 - 0,5$ .

Выбору оптимального соотношения ширины и диаметра ротора посвящено несколько работ. Так, в [4] рекомендуется соотношение  $\frac{b}{d_2} = 1,25 - 1,5$ . В [5] указывается, что наименьшим потерям соответствует соотношение ширины жидкостного кольца к его толщине, равное 2. Так как толщина кольца примерно равна половине радиуса, то это эквивалентно  $\frac{b}{d_2} = 0,5$ . Это соотношение в [5] и рекомендуется принимать при проектировании новых машин.

Однако в жидкостнокольцевых машинах определять соотношение  $\frac{b}{d_2}$ , исходя из гидродинамических потерь, нельзя. Кроме них, на эффективность машины влияют перетечки газа через торцевые зазоры и гидравлические потери во всасывающих и нагнетательных окнах.

Величина торцевых зазоров мало зависит от ширины ротора. Поэтому при любой ширине ротора перетечки газа в них одинаковы и чем шире ротор, тем меньше относительная величина этих перетечек.

Потери в окнах растут с увеличением длины ротора, так как при этом увеличивается скорость газа в них.

Таким образом, рассматриваемый вопрос является достаточно сложным и надежное его решение может дать только очень тщательно поставленный эксперимент. Более всего для этой цели, по-видимому, подходит анализ статистических данных.

На рис. 2 приведена зависимость удельного расхода мощности для ряда машин с одинаковыми диаметрами ротора, который указан для каждой кривой и различной шириной. Эти данные взяты из проспектов фирмы „Siemens“ за 1964 г. ( $S_1$ ) и 1970 г. ( $S_2$ ) и фирмы „Burckhardt“ (B).

На графике совершенно отчетливо видно, что наименьшая удельная мощность приходится на соотношение  $\frac{b}{d_2} = 0,8 - 1,0$ . Это соотношение и может быть рекомендовано для проектирования новых машин. На рис. 1 не просматривается какая-либо четкая зависимость коэффициента расхода от ширины ротора.

Таким образом, для вновь проектируемых машин предварительное определение диаметра может быть сделано по уравнению:

$$d_2 = \sqrt{\frac{Q_r}{15\lambda \frac{b}{d_2} u}},$$

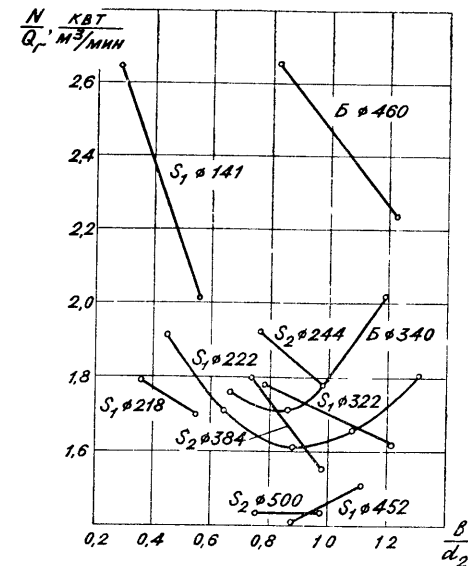


Рис. 2. Зависимость удельного расхода мощности от ширины ротора:  $S_1$  и  $S_2$  — параметры по проспекту фирмы „Siemens“ 1964 и 1970 г.  $B$  — параметры по проспекту фирмы „Burckhardt“.

В [6] приведена методика определения объема ячеек ротора и теоретической производительности вакуум-насоса. При проведении экспериментов уточнены значения средней скорости в сечении минимального зазора между ротором и корпусом  $w_1$  и в сечении начала процесса сжатия  $w_0$ .

Ниже дается их величина, отнесенная к окружной скорости ротора.

На режиме 50%-ного вакуума  $\frac{w_1}{u} = 0,88$ ;  $\frac{w_0}{u} = 1,02$ ;

70%-ного вакуума  $\frac{w_1}{u} = 0,94$ ;  $\frac{w_0}{u} = 1,03$ ;

90%-ного вакуума  $\frac{w_1}{u} = 1,04$ ;  $\frac{w_0}{u} = 1,06$ .

Эксцентриситет в жидкостнокольцевых машинах оказывает решающее влияние на производительность машины и ее кпд. До сих пор его выбору не уделялось должного внимания. В [1—3], по-видимому, предполагается, что величина эксцентриситета находится автоматически после определения расчетным путем формы жидкостного кольца. Но так как существующие методы расчета формы жидкостного кольца

основываются на целом ряде предположений, которые в действительности не осуществляются (примыкание жидкостного кольца к втулке [1—3], постоянство скорости на стороне всасывания [1—3],  $\omega = \text{const}$  во всем жидкостном кольце [5] и т. д.), то величина эксцентриситета, в конечном счете, задается с большей степенью произвола. Например, в [5] указывается, что для машин простого действия отношение  $\frac{e}{r_2} = 0,12 - 0,16$  и ничего не говорится о методах его определения.

Работа [8] специально посвящена определению величины эксцентриситета. Идеи автора заслуживают внимания, но принятые предпосылки такие же, как в работах [1—3], а уравнения выведены только для машин с цилиндрической втулкой.

Жидкостное кольцо полностью ячейку не заполняет. Секундный расход жидкости через произвольное сечение машины (в том числе и через сечение 0-0) может быть определен уравнением [6]:

$$Q_{\text{ж}} = \frac{zn}{60} (V_{\text{яч}} - V_{\text{м.п}}) + \Delta_1 b \omega_1, \quad (4)$$

где  $V_{\text{яч}}$  — объем ячейки ротора;

$V_{\text{м.п}}$  — объем газа в мертвом пространстве;

$\Delta_1$  — минимальный зазор между ротором и корпусом;

$z$  — число лопаток ротора;

$n$  — число оборотов в мин.

Глубина погружения лопаток в жидкость в этом сечении может быть принята в пределах  $a = (0,02 - 0,05) r_2$ . По [6] определяется объем газа в ячейке в сечении 0-0  $V_{\text{г.о}}$  в зависимости от относительной глубины погружения лопаток  $\beta$ .

Количество жидкости в ячейке определяется разностью:

$$V_{\text{ж.о}} = V_{\text{яч}} - V_{\text{г.о}}. \quad (5)$$

Расход жидкости через пространство между ротором и корпусом определяется уравнением:

$$Q_{\text{з.о}} = Q_{\text{ж}} - \frac{z \cdot n}{60} V_{\text{ж.о}}. \quad (6)$$

С другой стороны, этот расход определяется по средней скорости жидкости:

$$Q_{\text{з.о}} = b \omega_0 (2e - \Delta_1). \quad (7)$$

Уравнения (4), (6) и (7) дают возможность определить величину эксцентриситета:

$$e = \frac{zn}{60} \frac{1}{2b\omega_0} (V_{\text{г.о}} - V_{\text{м.п}}) + \frac{\Delta_1}{2} \left(1 - \frac{\omega_1}{\omega_0}\right). \quad (8)$$

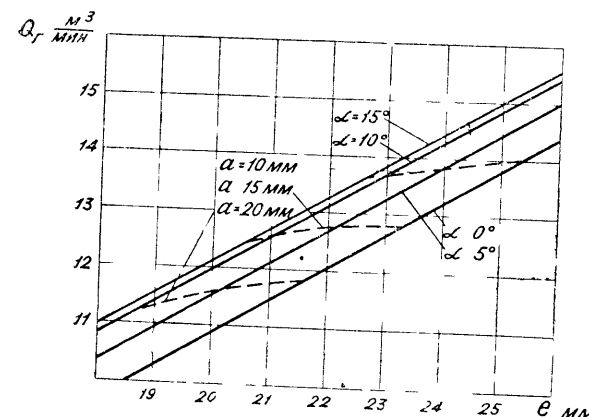


Рис. 3. Зависимость производительности ВВН-12 от величины эксцентриситета при различных углах наклона образующей втулки ротора.

Величина эксцентриситета существенно зависит от угла наклона образующей втулки ротора. На рис. 3 приведена зависимость производительности и глубины погружения лопаток для ВВН-12 при 70%-ном вакууме и относительном отставании жидкостного кольца от втулки ротора в сечении  $1-1 \frac{S_{\text{м.п}}}{r_2} = 0,05$ .

На нем видно, что увеличение эксцентриситета приводит к существенному росту производительности. На график также нанесены кривые погружения лопаток в жидкостное кольцо в сечении 0-0.

При одинаковом значении эксцентриситета глубина погружения лопаток существенно зависит от угла наклона втулки. Таким образом, эксцентриситет и форма втулки ротора взаимно связаны между собой.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Головинцов А. Г., Румянцев В. А. и др. Ротационные компрессоры. М., «Машиностроение», 1964.
2. Тетерюков В. И. Ротационные вакуум-насосы и компрессоры с жидкостным поршнем. М., Машгиз, 1960.
3. Пфлейдерер К. Лопаточные машины для жидкостей и газов. М., Машгиз, 1960.
4. Селивра А. А., Гейер В. Г. и др. Авторское свидетельство № 248142. Класс 27 с, 16/01; 59, 5/01.
5. Караганов Л. Т. Определение некоторых параметров жидкостнокольцевых компрессорных машин. — «Химическое и нефтяное машиностроение», № 5, 1969.
6. Райзман И. А. Зависимость параметров жидкостнокольцевых машин от угла наклона, образующей втулки ротора. Труды КХТИ, выпуск XIII, часть II. Казань, 1969.
7. Hetzel H. Auslegung einzäumiger Wasserrinypumpen durch Berechnen des theoretischen Torderstromes. Chem.-Ing.-Techn. 39. Jahr 1967/Heft 2.

# ГРАФОАНАЛИТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПТИМИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ВОЗДУШНОЙ ЭЖЕКТОРНОЙ ПРИСТАВКИ ЖИДКОСТНОКОЛЬЦЕВОГО ВАКУУМ-НАСОСА

Основным недостатком жидкостнокольцевых вакуум-насосов является их относительно низкий вакуум. Только в отдельных экземплярах при сохранении некоторой производительности можно получить остаточное давление 15—20 *тор*, тогда как у большинства отечественных машин оно составляет 40—80 *тор*.

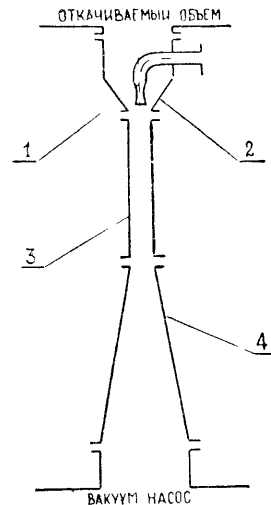
Ряд зарубежных фирм для снижения остаточного давления применяет воздушные эжекторные приставки. Установка одной ступени такой приставки позволяет получить остаточное давление 5—8 *тор*, трехступенчатая приставка снижает его до 0,2 *тор*. Воздушные эжекторные приставки из-за простоты конструкции, отсутствия движущихся частей и устойчивости работы в широком диапазоне производительности находят все более широкое применение.

В качестве активного газа в такой приставке используется атмосферный воздух, который подводится через сопло Лавала 1 (рис. 1).

Пассивный (откачиваемый) газ входит в эжектор через сопло 2, имеющее форму суживающегося насадка. Оно крепится к камере смешения 3, которая может иметь цилиндрическую форму или переменную по длине площадь сечения. Диффузор 4 служит для снижения скорости газа за камерой смешения и повышения его давления.

Теория работы воздушного эжектора изложена в [1]—[4] и некоторых других работах.

Обычно эффективность эжектора так или иначе характеризуется расходом активного газа. В данном случае активным газом является атмосферный воздух, который может быть использован в любом количестве. Поэтому критерием эффективности эжекторной приставки должно являться получение при заданных параметрах  $p_4^*$  и  $Q_4$  на выходе из воздушного эжектора (т. е. на входе в водокольцевой насос), максимального возможного расхода откачиваемого



1. Схема воздушной эжекторной приставки

газа  $Q_2$  при выбранном значении давления  $p_{2\text{вх}}$ . В ряде случаев необходимо получение возможно меньшего давления  $p_{2\text{вх}}$  при заданной производительности  $Q_2$ .

Целью настоящей работы является разработка методики определения геометрических размеров проточной части эжектора с цилиндрической камерой смешения, который был бы наиболее эффективен при работе с конкретным вакуум-насосом. Применение эжектора с камерой смешения другой формы не меняет существа метода оптимизации.

Для определения геометрических размеров эжектора используется метод расчета, изложенный в [1].

В качестве исходных параметров принято давление активного газа на входе в эжектор  $p_0$ , равное атмосферному, и температура по всему тракту  $T_1^* = T_2^* = T_3^* = T_4^* = 288$  К. Предполагается, что течение газа до начала процесса смешения и в диффузоре — одномерное.

Уравнение количества движения с учетом потерь на трение в камере смешения для расчета эжектора является основным

$$z(\lambda_1) + nz(\lambda_2) = (n+1)\left[z(\lambda_3) + \frac{1}{2}W_k\lambda_3\right], \quad (1)$$

где  $W_k = \frac{k}{k+1} \xi \frac{l_3}{d_3}$  — приведенная длина камеры смешения;

$\xi$  — коэффициент трения, который выбирается в зависимости от числа Рейнольдса и чистоты обработки стенок камеры смешения;

$l_3, d_3$  — длина и диаметр камеры смешения;

$n$  — коэффициент эжекции;

$z(\lambda), \pi(\lambda), q(\lambda)$  — газодинамические функции.

Здесь и дальше индекс 1 относится к выходу из активного сопла, индекс 2 — к выходу из пассивного сопла, индекс 3 — к выходу из камеры смешения; индекс 4 — к выходу из диффузора.

Предполагается, что в начальном участке камеры смешения потоки движутся практически не смешиваясь между собой и только в некотором сечении '—' камеры, называемом сечением запириания, начинается интенсивный процесс смешения. Это позволяет считать, что до сечения запириания в каждом потоке постоянны давление торможения, температура торможения и секундный расход газа.

Сечение запириания характеризуется равенством статических давлений в обоих потоках газа [1].

Скорость активного и пассивного потоков определяется уравнениями

$$\pi(\lambda_1') = \frac{p_2^*}{p_1^*} \cdot \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}; \quad (2)$$

$$q(\lambda_2) = 1 - \alpha \left[ \frac{q(\lambda_1)}{q(\lambda_1')} - 1 \right], \quad (3)$$

где  $p_2^* = p_{2\text{вх}} \frac{\pi\left(\frac{\lambda_2}{\varphi_2}\right)}{\pi(\lambda_2)}$  и  $p_1^* = p_0 \frac{\pi\left(\frac{\lambda_1}{\varphi_1}\right)}{\pi(\lambda_1)}$ .

Коэффициенты скоростных потерь  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  приняты по рекомендациям [1], [3], [4].

Скорость пассивного газа в сечении запирания равна звуковой  $\lambda_2' = 1$ .

Коэффициент эжекции  $n$ , необходимый для определения приведенной скорости потока на выходе из камеры смешения  $\lambda_3$ , в уравнении (1) определяется по соотношению

$$n = \frac{M_1}{M_2}, \quad (4)$$

где массовый расход газа через сопло 2 определяется уравнением

$$M_2 = \frac{p_2^* q(\lambda_2) M_1}{p_1^* q(\lambda_1) \alpha}. \quad (5)$$

Полное давление на выходе из камеры смешения определяется уравнением

$$p_3^* = p_1^* \frac{q(\lambda_1)}{q(\lambda_3)} \cdot \frac{\alpha(n+1)}{\alpha+1}. \quad (6)$$

Приведенная скорость за камерой смешения определяется из условия, что переход сверхзвукового потока в дозвуковой осуществляется в прямом скачке уплотнения.

Давление на выходе из диффузора находится по уравнению

$$p_4^* = \sigma_d \cdot p_3^* \frac{q(\lambda_3^a)}{q(\lambda_3)}. \quad (7)$$

При расчете использованы значения  $\sigma_d$ , которые приведены в работе [4].

Объемные производительности на входе в эжектор и на выходе из него определяются уравнениями:

$$Q_2 = \frac{M_2 \cdot 60}{\rho_2}; \quad (8)$$

$$Q_4 = \frac{M_4 \cdot 60}{\rho_4}, \quad (9)$$

где  $M_4 = M_3 = M_1 + M_2$ .

При проведении расчетов приняты следующие постоянные значения коэффициентов и параметров:

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= 0,97; & k &= 1,4; \\ \varphi_2 &= 0,95; & \xi &= 0,02; \\ l_3/d_3 &= 8; & M_1 &= 0,2 \cdot 10^{-2} \text{ кг/сек.} \end{aligned}$$

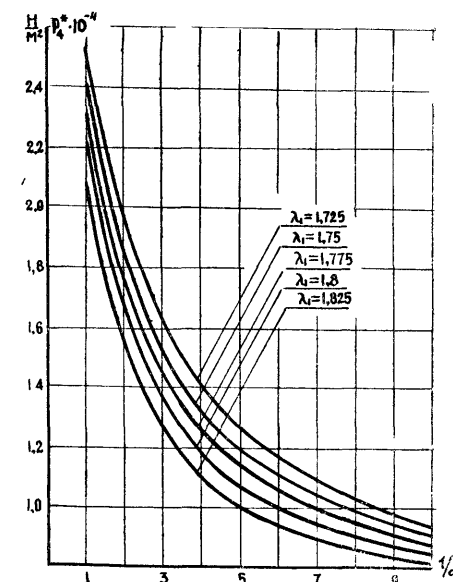
Основные параметры эжектора  $p_4^*$ ,  $Q_4$  и  $Q_2$  рассчитаны при значениях  $\alpha$  в диапазоне 0,1—1 и приведенной скорости  $\lambda_1 = 1,6—1,9$ . Давление на входе в эжектор  $p_{2\text{вх}}$  предполагалось заданным и равным 5300, 6650 и 8000 н/м<sup>2</sup>.

По результатам расчета построены графики, приведенные для давления  $p_{2\text{вх}} = 6650 \text{ н/м}^2$  (50 тор) на рис. 2 и 3. Полученные данные перестроены в новых координатах (рис. 4). Для этого при различных конкретных значениях  $p_4^* = \text{const}$  по оси абсцисс находятся значения  $\alpha$  на каждой кривой  $\lambda_1$ , и по ним на рис. 3 определяются объемные производительности  $Q_4$  и  $Q_2$ .

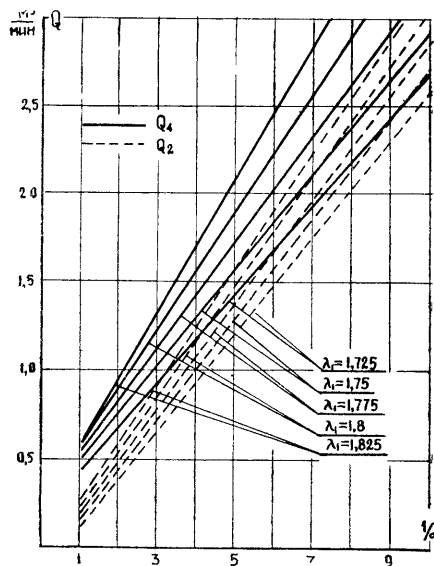
Полученная в результате расчета совокупность воздушных эжекторов, имеющих различные  $\alpha$ , рассчитана на расход активного газа  $M_1 = 0,2 \cdot 10^{-2} \text{ кг/сек}$ , работает на предельном режиме и, таким образом, при данном  $\alpha$  обеспечивает максимально возможный расход откачиваемого газа.

Для эффективной работы эжектора с жидкостно-кольцевым вакуум-насосом необходимо оптимизировать условия их совместной работы. Имеется ряд методов оптимизации, применяемых к данному случаю. Бóльшей частью они приемлемы с использованием ЭВМ.

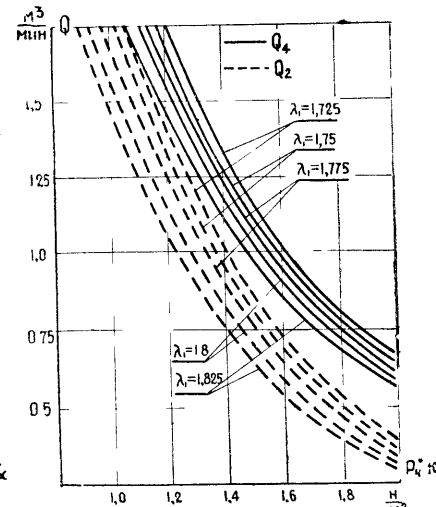
Ниже рассмотрен один из методов определения оптимальных параметров, который наглядно демонстрирует процесс отыскания максимального значения объемной производи-



2. Зависимость давления на выходе из воздушного эжектора  $p_4^*$  от геометрического параметра  $\alpha = \frac{F_1}{F_2}$ .



3. Зависимость объемной производительности на входе  $Q_2$  и на выходе  $Q_4$  из воздушного эжектора от геометрического параметра  $\alpha = \frac{F_1}{F_2}$ ;



4. Зависимость объемной производительности на входе  $Q_2$  и на выходе  $Q_4$  из воздушного эжектора от давления  $p_4^*$ ;

тельности на входе в эжектор  $Q_2$  при заданном давлении  $p_{2\text{ вл.}}$ .

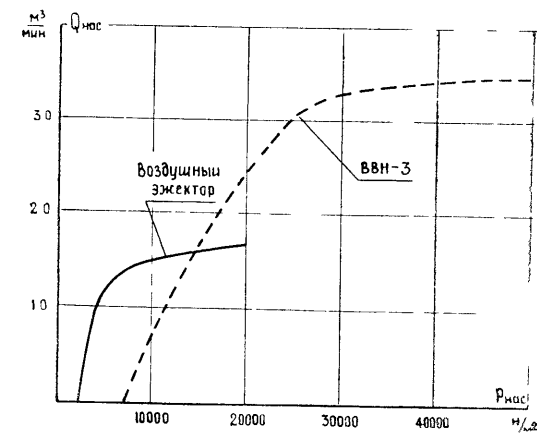
В качестве примера рассмотрена совместная работа эжекторной приставки с вакуум-насосом ВВН-3, характеристика которого на рис. 5 представлена пунктирной линией.

Для давления на выходе из эжекторной приставки  $p_4^*$ , которое равно давлению на входе в вакуум-насос, на рис. 5 определяется объемная производительность —  $Q_{\text{нас}}$ . Ввиду того, что она не равна расходу на выходе из эжектора  $Q_4$ , вводится коэффициент пересчета, определяемый соотношением

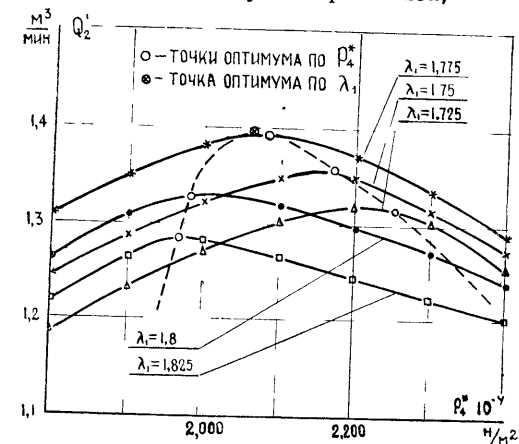
$$K = \frac{Q_{\text{нас}}}{Q_4}. \quad (10)$$

Для различных значений  $\lambda_1$  определяется  $K$  и объемный расход на входе в эжекторную приставку  $Q'_2 = K \cdot Q_2$ , который приведен на рис. 6. На нем четко выражены оптимальные значения объемной производительности на входе в эжекторную приставку для каждого значения  $\lambda_1$ . Абсцисса  $Q_{2\text{ опт}}$  определяет давление на выходе из эжекторной приставки.

Линия, соединяющая оптимальные значения  $Q_2$  имеет точку перегиба, которая определяет максимально возможное



5. Характеристика жидкостнокольцевого вакуум-насоса ВВН-3 с одноступенчатой воздушной эжекторной приставкой;



6. Зависимость объемной производительности воздушной эжекторной приставки жидкостно-кольцевого вакуум-насоса ВВН-3 от приведенной скорости  $\lambda_1$  и давления  $p_4^*$ .

значение объемной производительности  $Q_{\text{max max}}$  на входе в эжекторную приставку. Именно эта эжекторная приставка является оптимальной для данного вакуум-насоса. Ее геометрические размеры определяются по теории подобия при условии одинаковой сжимаемости потоков модельного (в данном случае единичного) и конкретного эжекторов, т. е. при равенстве приведенных скоростей  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$  и  $\lambda_4$ . Коэффициент пересчета  $K_{\text{опт}}$  характеризуется параметрами в точке  $Q_{2\text{ max. max}}$ .

$$F'_1 = K_{\text{опт}} \cdot F_1; F'_3 = K_{\text{опт}} \cdot F_3 \text{ и т. д.}$$

При малых числах Рейнольдса пересчет геометрических размеров необходимо проводить с учетом их влияния на характеристику эжектора.

Характеристика совместной работы вакуум-насоса с воздушной эжекторной приставкой рассчитывается по известным методам и на рис. 5 представлена сплошной линией.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М., „Наука“, 1969.
2. Васильев Ю. Н. Теория сверхзвукового газового эжектора с цилиндрической камерой смещения.— Сб.: Лопаточные машины и струйные аппараты, № 2. М., 1968.
3. Соколов Е. Я., Зингер Н. М. Струйные аппараты. М., „Энергия“, М., 1970.
4. Шукин В. К., Калмыков И. И. Газоструйные компрессоры. М., Машгиз. М., 1963.

УДК 621.527

**Б. В. ШИТИКОВ, Б. В. КАПОТИН, В. А. МАКАРОВ, Л. А. БЕЛЯЕВ,  
Ю. М. ТУЗАНКИН**

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДОПУСТИМОЙ НЕУРАВНОВЕШЕННОСТИ РОТОРОВ ТУРБОМОЛЕКУЛЯРНЫХ ВАКУУМ-НАСОСОВ С ВЕРТИКАЛЬНЫМ РАСПОЛОЖЕНИЕМ ОСИ ВРАЩЕНИЯ

Допуски на неуравновешенность роторов назначаются при их конструировании. Для расчета допустимого дисбаланса необходимо исходить из 1) нормальной работы подшипников, 2) срока службы подшипников и 3) отсутствия недопустимой амплитуды колебания статора и окружающей среды.

Методика расчета допустимых дисбалансов только из условия нормальной работы подшипников для роторов, подшипники которых нагружены радиальным статическим давлением, была изложена в работе Б. В. Шитикова еще в 1941 году [1]. Однако, несмотря на обилие литературы по динамической балансировке роторов, остальные вопросы остаются неосвещенными в должной мере. Особую актуальность стали приобретать роторы с вертикальной осью вращения без радиальной статической нагрузки на подшипники, для которых методику определения допустимых дисбалансов до сего времени нельзя считать изученной. Рассмотрим такой ротор.

На рис. 1 представлена схема ротора вакуумнасоса ТВН-1000, который вращается со скоростью  $n = 9000$  об/мин, в радиально-упорных подшипниках АЗ6207Б. Подшипники

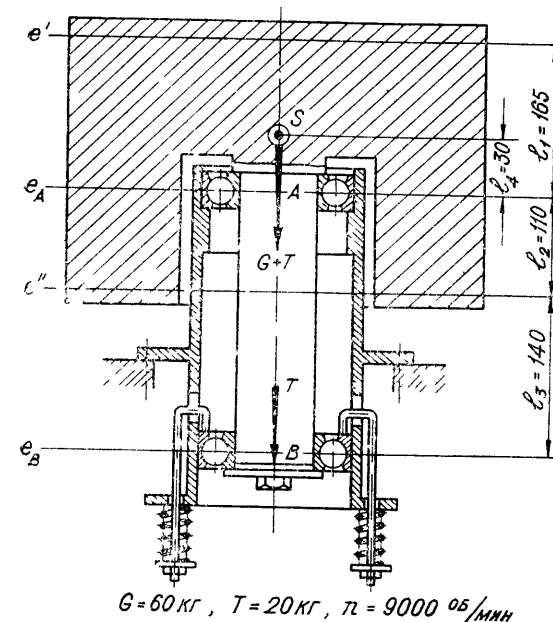


Рис. 1. Схема ротора турбомолекулярного насоса ТВН-1000.

нагружены весом ротора  $G = 60$  [кг] и натяжением пружины  $T = 20$  [кг] (осевая нагрузка). Для упрощения рассуждений будем считать, что масса  $m$  ротора сосредоточена в объемах цапф А и В, причем [1]

$$m_A = m \frac{l_2 + l_3 + l_4}{l_2 + l_3} = \frac{60}{9,81} \cdot \frac{110 + 140 + 30}{110 + 140} = 6,85 \left[ \frac{\text{кг} \cdot \text{сек}^2}{\text{м}} \right],$$

$$m_B = m \frac{l_4}{l_2 + l_3} = \frac{60}{9,81} \cdot \frac{30}{110 + 140} = 0,73 \left[ \frac{\text{кг} \cdot \text{сек}^2}{\text{м}} \right],$$

а радиальные составляющие сил, действующих на цапфы ротора, расположены в плоскостях, которые проходят через центры шариков (рис. 2).

Когда центр  $S_A$  массы  $m_A$  лежит на оси вращения (рис. 2а), сумма вертикальных составляющих  $q_z$  давлений  $q$  шариков на ротор, очевидно, численно равняется

$$Q_A^c = G + T = 80 \text{ [кг]},$$

а геометрическая сумма горизонтальных составляющих равна нулю.

Если центр массы  $S_A$  отстоит от оси вращения на некотором расстоянии  $\rho_A$  (рис. 2б), то геометрическая сумма гори-

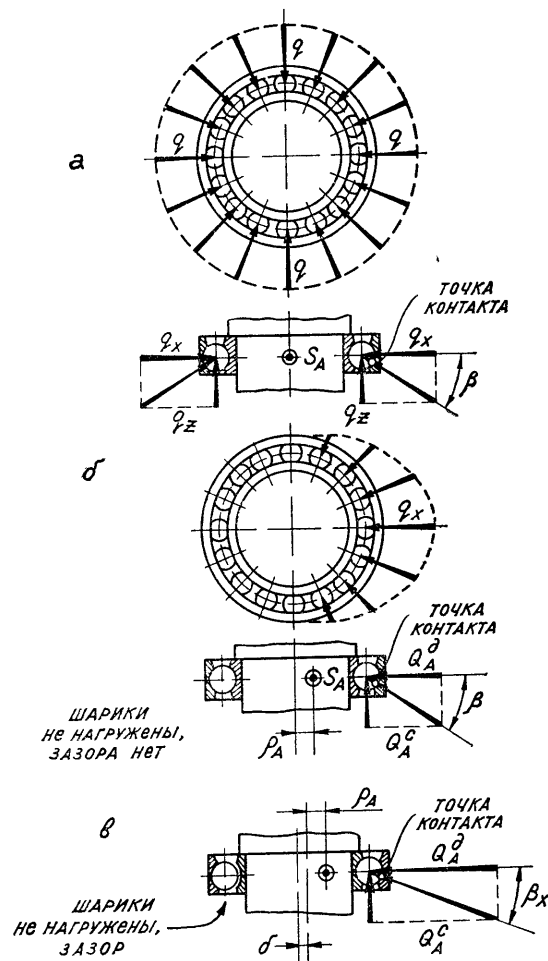


Рис. 2. Силы, приложенные к телам качения.

горизонтальных составляющих представляет динамическое давление

$$Q_A^d = m_A \cdot \omega^2 \cdot \rho_A, \quad (1)$$

сообщающее ускорение массе  $m_A$ . Для нормальной работы подшипника, когда шарики катятся по соответствующей дорожке, а ось вращения и ось ротора совпадают, необходимо, чтобы

$$Q_A^d = Q_A^c \cdot \operatorname{ctg} \beta, \quad (2)$$

где  $\beta = 12^\circ$  — угол контакта. Однако при этом внутреннее кольцо подшипника будет нагружено только с одной стороны. При увеличении  $\rho_A$  ротор должен приподняться, так как только в этом случае сохранится равенство (2) за счет уменьшения до некоторого значения  $\beta_x$  угла  $\beta$  (рис. 2в). При этом ось ротора сместится на некоторую величину  $\delta$  с оси вращения, что вызовет возрастание динамического давления до значения

$$Q_A^d = m_A \cdot \omega^2 (\rho_A + \delta).$$

Работа подшипника в таком режиме недопустима. Таким образом, для нормальной работы подшипника необходимо, чтобы

$$Q_A^d \leq Q_A^c \cdot \operatorname{ctg} \beta.$$

Последнее выражение дает возможность определить значение допустимых дисбалансов, исходя из условий нормальной работы подшипников. Из выражений (1) и (2)

$$m_A \rho_A = \frac{Q_A^c \cdot \operatorname{ctg} \beta}{\omega^2},$$

следовательно, допустимый дисбаланс с учетом первого условия в плоскости подшипника А

$$D_A = \frac{Q_A^c \cdot g \cdot \operatorname{ctg} \beta}{\omega^2} = \frac{80 \cdot 9,81 \operatorname{ctg} 12^\circ \cdot 10^3}{942^2} = 415,7 \text{ [гсм]}, \quad (3)$$

а в плоскости подшипника В

$$D_B = \frac{Q_B^c \cdot g \cdot \operatorname{ctg} \beta}{\omega^2} = \frac{20 \cdot 9,81 \cdot \operatorname{ctg} 12^\circ \cdot 10^5}{942^2} = 103,9 \text{ [гсм]}. \quad (3')$$

Рассмотрим второе условие.

Величина допустимой неуравновешенности зависит от долговечности подшипников. Долговечность подшипников оценивается коэффициентом работоспособности [2].

$$C = Q (nh)^{0,3}, \quad (4)$$

где  $n$  — число оборотов в минуту,

$h$  — число часов работы подшипника,

$Q$  — условная радиальная нагрузка.

Условная радиальная нагрузка зависит от величины осевого давления и фактического радиального давления. В рассматриваемом случае фактическим радиальным давлением являются динамические давления  $Q_A^d$  и  $Q_B^d$  (форм. 1). Поэтому условная радиальная нагрузка на подшипник А

$$Q_A = [Q_A^d \cdot k_k + \mu (Q_A^c - Q_A^d \cdot \operatorname{tg} \beta)] k_0 \cdot k_T, \quad (5)$$



на подшипник  $B$

$$Q_B = [Q_B^o \cdot k_k + \mu (Q_B^C - Q_B^o \cdot \operatorname{tg} \beta)] \cdot k_6 \cdot k_T, \quad (5')$$

где  $k_k = 1, 2$  — кинематический коэффициент,

$\mu = 1,5$  — коэффициент приведения осевой нагрузки к эквивалентной радиальной,

$Q_A^C = 80$  [кг],  $Q_B^C = 20$  [кг] — осевые статические давления,

$k_0 = 1,15$  — динамический коэффициент безопасности,

$k_T = 1$  — температурный коэффициент.

Приняв во внимание выражения (5) и (5'), формулу (4) можно представить в виде:

для подшипника  $A$

$$C_A = \{[Q_A^o \cdot k_k + \mu (Q_A^C - Q_A^o \cdot \operatorname{tg} \beta)] \cdot k_6 \cdot k_T\} (nh_A)^{0,3}, \quad (6)$$

для подшипника  $B$

$$C_B = \{[Q_B^o \cdot k_k + \mu (Q_B^C - Q_B^o \cdot \operatorname{tg} \beta)] \cdot k_6 \cdot k_T\} (nh_B)^{0,3}. \quad (6')$$

Выразим  $Q_A^o$  и  $Q_B^o$  через соответствующие дисбалансы

$$Q_A^o = \frac{D_A \cdot \omega^2}{g},$$

$$Q_B^o = \frac{D_B \cdot \omega^2}{g}.$$

Подставив полученные выражения в формулы (6) и (6'), и решив последние относительно  $D_A$  и  $D_B$ , получим наибольшие допустимые значения дисбалансов в плоскостях подшипников с учетом второго условия.

Так для подшипника  $A$

$$D_A = \frac{g [C_A - k_0 \cdot k_T \cdot \mu \cdot Q_A^C (nh_A)^{0,3}]}{\omega^2 \cdot k_6 \cdot k_T (k_k - \mu \operatorname{tg} \beta) (nh_A)^{0,3}},$$

для подшипника  $B$

$$D_B = \frac{g [C_B - k_0 \cdot k_T \cdot \mu \cdot Q_B^C (nh_B)^{0,3}]}{\omega^2 \cdot k_6 \cdot k_T (k_k - \mu \operatorname{tg} \beta) (nh_B)^{0,3}}.$$

Принимая  $C_A = C_B = 35000$  и  $h_A = h_B = 10000$  часов, находим

$$D_A = \frac{9,81 [35000 - 1,15 \cdot 1,5 \cdot 80 (9000 \cdot 10000)^{0,3}] \cdot 10^5}{942^2 \cdot 1,15 (1,2 - 1,5 \operatorname{tg} 12^\circ) (9000 \cdot 10000)^{0,3}} = 6,55 \text{ [гсм]}, \quad (7)$$

$$D_B = \frac{9,81 [35000 - 1,15 \cdot 1,5 \cdot 20 (9000 \cdot 10000)^{0,3}] \cdot 10^5}{942^2 \cdot 1,15 (1,2 - 1,5 \operatorname{tg} 12^\circ) (9000 \cdot 10000)^{0,3}} = 118,9 \text{ [гсм]}. \quad (7')$$

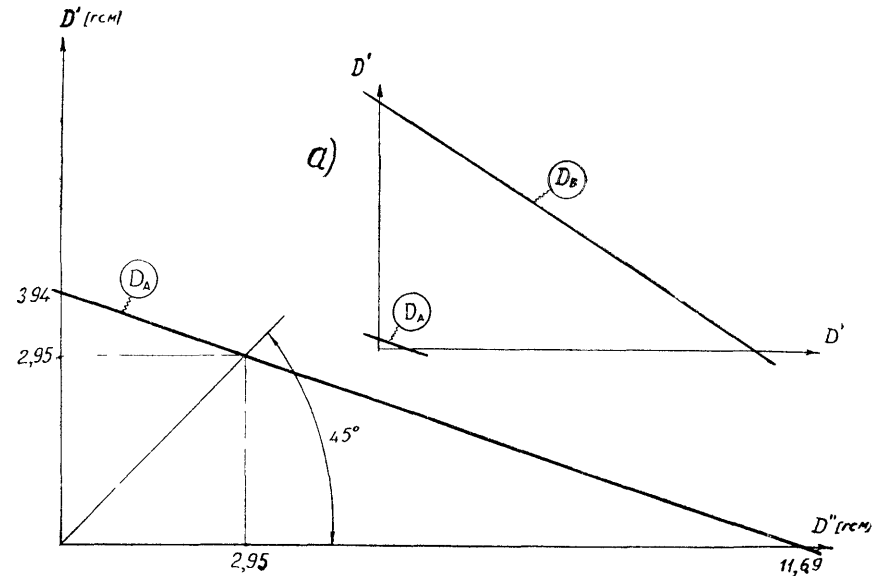


Рис. 3. Графическое определение допустимых дисбалансов в плоскостях уравнивания  $e'$  и  $e''$ .

Наконец, третье условие, влияющее на назначение допустимой неуравновешенности — это вибрация статора и окружающей среды. Теоретически этот вопрос следует считать решенным [3], практически же решить его не всегда возможно, так как обычно оказываются неизвестными колеблющиеся массы и коэффициент жесткости. Как показывает практика, ротор насоса ТВН-1000 недопустимых колебаний не вызывает. Поэтому допустимые дисбалансы из условия вибрации не определяем.

Сравнивая полученные значения дисбалансов из первого условия (3) и (3') и из второго условия (7) и (7'), замечаем, что допустимый дисбаланс в плоскости  $e_A$  (рис. 1) определяется сроком службы подшипника (второе условие), а в плоскости  $e_B$  — из условия нормальной работы подшипника (первое условие). Так как  $D_A$  значительно меньше  $D_B$  (рис. 3а), допустимые дисбалансы в плоскостях уравнивания, очевидно, будут определяться лишь дисбалансом  $D_A$ . Используя известное уравнение [1]

$$D_A = D' \frac{l_1 + l_2 + l_3}{l_2 + l_3} + D'' \frac{l_3}{l_2 + l_3}.$$

путем графического его решения (рис. 3), полагая дисбалансы одинаковыми, находим допустимые дисбалансы в плоскостях

уравновешивания

$$D' = D'' = 2,95 \text{ [гсм]}.$$

Если же принять во внимание допущения, сделанные при рассмотрении сил и при определении масс  $m_A$  и  $m_B$ , а также деформацию ротора во время вращения (перераспределение масс) и неточность изготовления подшипников, то полученные значения допустимых дисбалансов следует несколько уменьшить.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Шитиков Б. В. Динамическая балансировка роторов турбин при постройке и ремонте. Трансжелдориздат, 1941.
2. Подшипники качения. Справочное пособие под ред. докт. техн. наук Н. А. Спицина М., Гостехиздат, 1961
3. Тимошенко С. П. Колебания в инженерном деле. М., Физматиздат, 1959

УДК 621 527.8

Г. Г. ДЕНИСОВ, В. П. ИВАНОВ, Ю. И. НЕЙМАРК

### ОБ ОДНОМ СПОСОБЕ УЛУЧШЕНИЯ ВАКУУМНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ НАСОСОВ

Основным недостатком обычных вакуумных молекулярных насосов цилиндрического и дискового типов является малый зазор между ротором и статором насоса. Малый зазор требуется для уменьшения потока молекул, свободно пролетающих из форвакуума прямо в высоковакуумную часть насоса и ограничивающих предельно достижимое разрежение. Зазоры порядка нескольких сотых миллиметра затрудняют изготовление и эксплуатацию насосов, так как они становятся чувствительными к температурным изменениям, попадающие в насос пылинки портят его рабочие поверхности и т. п. Кроме того, малые зазоры препятствуют достижению высоких скоростей вращения ротора. Поэтому следует так изменить конструкцию насоса, чтобы сделать невозможным прямой пролет молекул через зазор с выхода на вход насоса без столкновения с его рабочими поверхностями.

Одним из возможных вариантов является устройство кольцевых ступенек — выступов на роторе, входящих в кольцевые выточки статора и многократно перекрывающих зазор между ротором и статором насоса. Как показывают приведенные ниже расчеты, вакуумные свойства насосов при этом значительно улучшаются, что позволяет, в частности, увели-

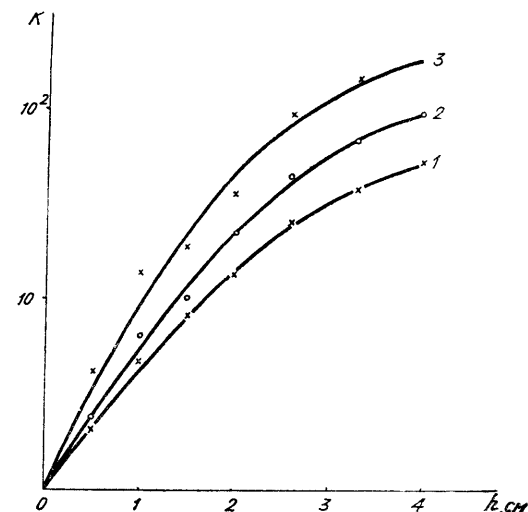


Рис. 1. Зависимость степени сжатия молекулярного цилиндрического насоса от его длины.

чить зазор между ротором и статором насоса без ухудшения его вакуумных свойств.

При расчете предполагалось, что посреди насоса в зазоре между ротором и статором может быть установлена перегородка неподвижная или движущаяся вместе с ротором. Расчет проведен для цилиндрического молекулярного насоса очень большого по сравнению с размерами канавок радиуса ротора в безрасходном режиме работы насоса, когда суммарный поток газа через любое сечение насоса равен нулю, при окружной скорости ротора, равной  $1,44v_0$ , где  $v_0$  — средняя скорость теплового движения молекул газа.

Как показали конкретные расчеты, введение неподвижной перегородки увеличивает степень сжатия в безрасходном режиме примерно в 1,5—2 раза, при введении движущейся вместе с ротором перегородки степень сжатия увеличивается еще больше. Примерный характер зависимости степени сжатия от длины  $h$  цилиндрического насоса представлен на рис. 1 (кривая 1). На этом рисунке приведены также зависимости от  $h$  степени сжатия того же насоса, посреди которого в зазоре установлена неподвижная перегородка (кривая 2) и движущаяся вместе с ротором перегородка (кривая 3). Из графика видно, что наличие неподвижной перегородки увеличивает степень сжатия примерно вдвое, а при наличии движущейся перегородки степень сжатия возрастает примерно в четыре раза.

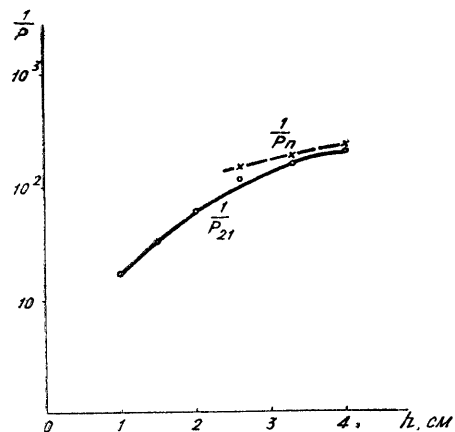


Рис. 2 Зависимость вероятностей  $p_{21}$  и  $p_n$  для молекулярного цилиндрического насоса от его длины.

На рис. 2 изображена зависимость вероятностей  $p_{21}$  и  $p_n$  от длины цилиндрического насоса  $h$ , где  $p_{21}$  — вероятность перехода молекул с выхода на вход насоса после произвольного числа соударений с его стенками, рассчитанная методом Монте-Карло,  $p_n$  — вероятность прямого пролета с выхода на вход насоса через зазор между его ротором и статором, равная

$$p_n = \frac{h}{\varepsilon} \frac{S_\varepsilon}{S} \left( \sqrt{1 + \frac{\varepsilon^2}{h^2}} - 1 \right),$$

где  $\frac{S_\varepsilon}{S}$  — часть выходного сечения насоса, занятая зазором между ротором и статором.

Расчет подтвердил (рис. 2), что при увеличении  $h$   $p_{21} \rightarrow p_n$ . При этом для оценки верхней границы степени сжатия [1] достаточно учитывать прямой пролет молекул только через зазор между ротором и статором.

Таким образом, устранение свободного пролета молекул увеличивает их взаимодействие с рабочими поверхностями насоса и приводит к повышению степени сжатия. В молекулярных насосах цилиндрического и дискового типов это достигается путем устройства ступенек — выступов на роторе и статоре насоса, перекрывающих зазор между ними. Число таких ступенек определяется длиной насоса и величиной зазора между ротором и статором.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов В. П., Неймарк Ю. И. Некоторые методы расчета стационарного движения разреженного газа. Изв. АН СССР, МЖГ, № 4, 1967.
2. Иванов В. П., Неймарк Ю. И. Расчет молекулярных насосов. Изв. АН СССР, МЖГ, № 3, 1968.
3. Гарбуз Г. А., Иванов В. П. Применение метода Монте-Карло к расчету течения сильно разреженного газа в системах с произвольной конфигурацией стенок. Изв. АН СССР, МЖГ, № 5, 1969.

УДК 621. 525

Ю. М. ТУЗАНКИН, Л. А. БЕЛЯЕВ

## ПЕРВЫЙ ПРОМЫШЛЕННЫЙ ОБРАЗЕЦ РАДИАЛЬНОГО ТУРБОНАСОСА

Изготовлен опытный образец турбомолекулярного высоковакуумного насоса с быстротой откачки 1000 л/сек, проточная часть которого состоит из роторных и статорных барабанных решеток, создающих при работе радиально направленный поток откачиваемого газа (1, 2).

Внешний вид этого насоса представлен на рис. 1. Он имеет цилиндрическую форму с максимальным размером  $\varnothing 810$  мм и высотой 780 мм. В рабочем положении насоса сверху располагается входной патрубок (Ду 380 мм), а снизу выходной (Ду 160 мм). Последний рассчитан на подсоединение паромасляного вакуумного агрегата ВА 05-4ПР в качестве форвакуумной ступени, включаемой для достижения сверхвысокого вакуума.

Конструкция насоса подробно показана на рис. 2. Все основные элементы насоса: ротор, статор, электропривод, системы смазки и охлаждения расположены внутри герметичных корпусов 11 и 14 и работают в условиях вакуума.

При конструировании насоса возник ряд трудностей,

Рис. 1.

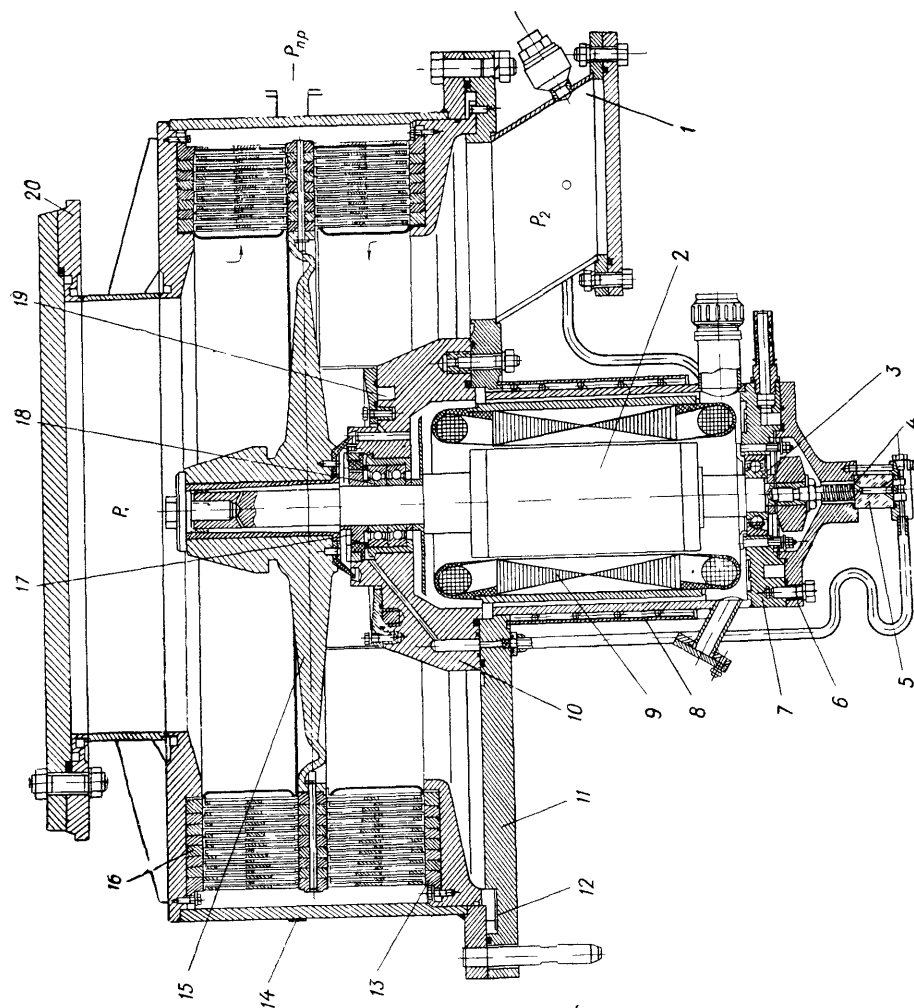


Рис. 2.

вызванных особенностями конструктивной схемы. Так, например, оказалось невозможным сохранить высокую окружную скорость для внутренних барабанов ротора. Поэтому в насосе применена конструкция двухъярусного ротора (3), позволившая параллельно расположить барабанные решетки сверху и снизу от несущего центрального диска, в результате чего отношение окружных скоростей  $v_b/v_n$  для внутреннего и наружного барабанов возросло с 0,54 до 0,86.

Конструкция ротора видна на рис. 2, а внешний вид его в сборе с валом электродвигателя показан на рис. 3. Рабочая часть ротора состоит из центрального диска и девяти напрессованных друг на друга барабанов, представляющих собой тонкостенные цилиндрические обечайки с утолщенными посадочными поясками в середине, по обе стороны от которых симметрично прорезаны (по два ряда) рабочие каналы. Оставшиеся на краях и между рядами кольцевые участки служат бандажами, придающими барабанам жесткость и прочность. Основные размеры решеток и рабочих каналов для верхнего яруса ротора приведены в таблице. Решетки нижнего яруса выполнены соответственно одинаковыми с верхними в целях упрощения технологии изготовления.

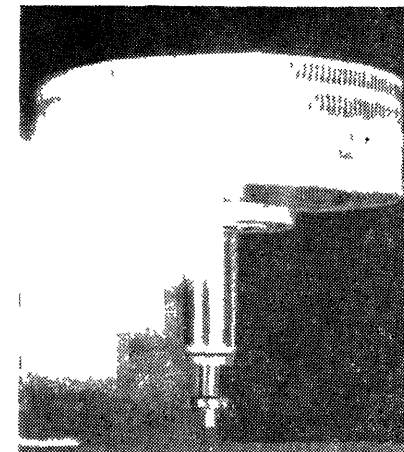


Рис. 3.

Номер барабана	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Наименование									
Диаметр в мм (наружный) . . . . .	650	632	614	596	578	560	542	524	506
Площадь рабочей поверхности в см <sup>2</sup> ( $F_p$ ) . . . . .	1730	1680	1640	1590	1540	1445	1445	1400	1350
Окружная скорость в м/сек . . . . .	204	198	193	187	182	176	170	165	159
Число каналов в ряду . . . . .	180	180	180	150	150	150	150	150	150
Длина канала в мм . . . . .	28	28	29	30	31	32	33	34	35
Безразмерная окружная скорость									
$V_{окр.} / \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} . . .$	0,495	0,48	0,47	0,455	0,455	0,43	0,415	0,405	0,39

Ширина каналов и угол наклона боковых граней к радиусу приняты во всех барабанах одинаковыми и соответственно равными 2,4 мм и 65°.

В насосе ротор установлен в двух охлаждаемых водой опорах на радиально-упорных подшипниках 3 и 18. В верхней опоре ротора применен сдвоенный радиально-упорный подшипник, воспринимающий основную нагрузку от веса ротора, дисбаланса и пружин, усилия которых приложены к наружной обойме нижнего подшипника с помощью Г-образных болтов. Величина затяжки пружин определена по величине остаточного дисбаланса (порядка 20 кг), а затем скорректирована при пусках насоса из условий снижения уровня шума и вибрации.

Статор насоса состоит из верхнего 16, установленного непосредственно в корпусе 14 и нижнего 13 пакетов барабанов, которые при сборке вставляются между роторными барабанами с радиальным зазором 1—1,5 мм. Такая конструкция статора значительно облегчает сборку и разборку насоса по сравнению с дисковыми насосами, в которых статорные диски приходится разрезать пополам, а сборку вести последовательно — по ступеням. Для привода ротора использован электростатор 9 и ротор 2, от серийного электродвигателя МД-104, имеющего 6000 об/мин, 4,5 кВт мощности и подходящие пусковые характеристики.

При вращении ротора в верхнем ярусе создается поток откачиваемого газа, направленный к периферии, а в нижнем — к центру. Проведенные в процессе испытаний измерения коэффициентов компрессии, создаваемых отдельными ярусами, показывают значительную разницу, вызванную, очевидно, влиянием центробежных сил на молекулы откачиваемого газа. Поскольку подробный анализ результатов испытаний выходит за пределы настоящей статьи, здесь следует только отметить, что проведенные испытания подтвердили надежную работоспособность насоса и его сравнительно высокие параметры: коэффициент компрессии по воздуху измерен равным  $\sim 10^6$ , быстрота откачки  $\sim 1200$  л/сек по азоту.

Опыт разработки первого промышленного образца радиального турбонасоса позволил сделать ряд полезных для дальнейших работ выводов. Так, например, интересный для практики результат получается при сравнении рабочих площадей первых решеток барабанного  $F_6$  и дискового  $F_d$  роторов.

Если принять их одинаковые габаритные размеры, то отношение  $F_6/F_d$  будет иметь вид:

$$\frac{F_6}{F_d} = \frac{\pi \cdot D_6 \cdot h \cdot f}{1/4\pi (D_d^2 - D_k^2)},$$

где  $D_6 = D_d$  — диаметры наружного барабана и первого диска,  $D_k$  — диаметр по корням лопаток диска,

$h$  — высота ротора,  
 $f$  — коэффициент, учитывающий использование площади.

Приняв установленные практикой конструирования  $D_k \geq 0,6 D_d$ ,  $h = 0,7 D_d$  и  $f = 0,8$  и подставив в вышеприведенное отношение, получим величину, равную трем. Хотя эта величина несколько изменяется в зависимости от принятых  $D_k$ ,  $h$ ,  $f$ , она говорит о возможности значительного увеличения быстроты откачки с помощью радиального насоса.

Анализ окружных скоростей  $v_{окр}$  и рабочих площадей барабанных решеток ротора показал, что радиальную конструкцию насоса целесообразно применять для насосов с большой производительностью (10000—50000 л/сек), с большим диаметром роторов, при которых размещение нужного числа ступеней не вызывает трудностей. Этот вывод подтверждается также и тем, что снижение  $v_{окр}$  по ступеням на больших диаметрах меньше, чем на малых. Это становится очевидным, если выразить отношение  $v_{окр}$  и  $F_r$  соседних решеток через диаметры барабанов и шаг между ступенями:

$$K = \frac{F_{p(i+1)}}{F_{pi}} = \frac{v_{окр(i+1)}}{v_{окр i}} = \frac{D_{(i+1)}}{D_i} = \frac{D_i - 2t}{D_i} = 1 - \frac{2t}{D_i}.$$

Здесь  $i$  и  $i+1$  — индексы наружного и соседнего внутреннего барабанов, а  $t$  — шаг между ступенями. При увеличении  $D_i$ ,  $K$  стремится к единице. Следовательно для того, чтобы сохранить высокие значения  $F_r$  и  $v_{окр}$  внутренних барабанов, нужно применять как можно большие диаметры роторов и наименьший шаг между ступенями.

Анализ возможности увеличения окружных скоростей роторов показал, что максимальная скорость из условия жесткости для барабанов может быть принята на 15—20% ниже, чем для дисков. В связи с этим большой интерес представляют предложения по конструкции насоса со встречно вращающимися роторами, позволяющими повысить вдвое относительную скорость при сохранении окружной.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Патент США, № 3.322.334.
2. Тузанкин Ю., Беляев Л. Молекулярный вакуумный насос, авторское свидетельство № 174.314, бюллетень изобретений, 1965 г., № 17.
3. Тузанкин Ю. Молекулярный вакуумный насос, авторское свидетельство № 276.308, бюллетень изобретений, 1970 г., № 23.

# РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ РАДИАЛЬНОГО ТУРБОМОЛЕКУЛЯРНОГО НАСОСА

Исследования радиального турбомоллекулярного насоса, начатые при конструировании первого промышленного образца радиального турбомоллекулярного насоса, продолжены и значительно расширены, что позволяет в настоящей работе привести ряд зависимостей коэффициента компрессии  $p_2/p_1$  и быстроты откачки  $S_1$  от скорости вращения ротора для аргона, воздуха, неона и гелия. Скорость ротора изменялась путем ступенчатого изменения оборотов ротора от 0 до 16,4 тыс. об/мин в прямом и обратном направлениях вращения\*.

Экспериментальная установка и методика эксперимента подробно описаны в работе [1], поэтому здесь достаточно отметить, что исследования проводились на 3-х ступенчатом (6 решеток) макете радиального турбомоллекулярного насоса при давлениях на выходе  $p_2 = 10^{-4} \div 10^{-7}$  тор, создаваемых с помощью паромасляного вакуумного агрегата ВА05-4Пр.

Для определения максимального коэффициента компрессии  $(p_2/p_1)_{\max}$  измерялись давления на входе  $p_1$  и выходе  $p_2$  макета при плавном повышении последнего путем напуска пробного газа  $Q_2$  на выход.

Для определения максимальной быстроты откачки измерялись давления перед  $p_0$  и после  $p_1$  диафрагмы измерительного колпака при постепенном увеличении потока пробного газа  $Q_1$  на входе. Быстрота откачки на входе  $S_1$  подсчитывалась по известной формуле:

$$S_1 = U(p_0/p_1 - 1),$$

а на выходе из предполагаемого условия стационарности потока газа:

$$S_2 = p_1/p_2 \cdot S_1.$$

Перед началом измерений  $S_1$  был определен рабочий диапазон эффективной быстроты откачки  $S_{\text{эф}} = S_2$  паромасляного агрегата.

Если  $S_1/S_{\text{эф}} = p_2/p_1$ , то при  $S_1 = S_{\text{эф}}$  можно измерить максимальное значение  $S_1$ , так как  $p_2/p_1 = 1$ ; при  $S_{\text{эф}} < S_1$  можно измерить промежуточные точки при некотором значении  $p_2/p_1 > 1$ , а в диапазоне быстрот  $S_{\text{эф}} > S_1$  макет будет работать в режиме сопротивления. Поскольку поддержание  $S_1 = S_{\text{эф}}$  вызывает значительную трудность из-за нестабиль-

\* При прямом вращении насос откачивает поток газа, при обратном — насос создает сопротивление.

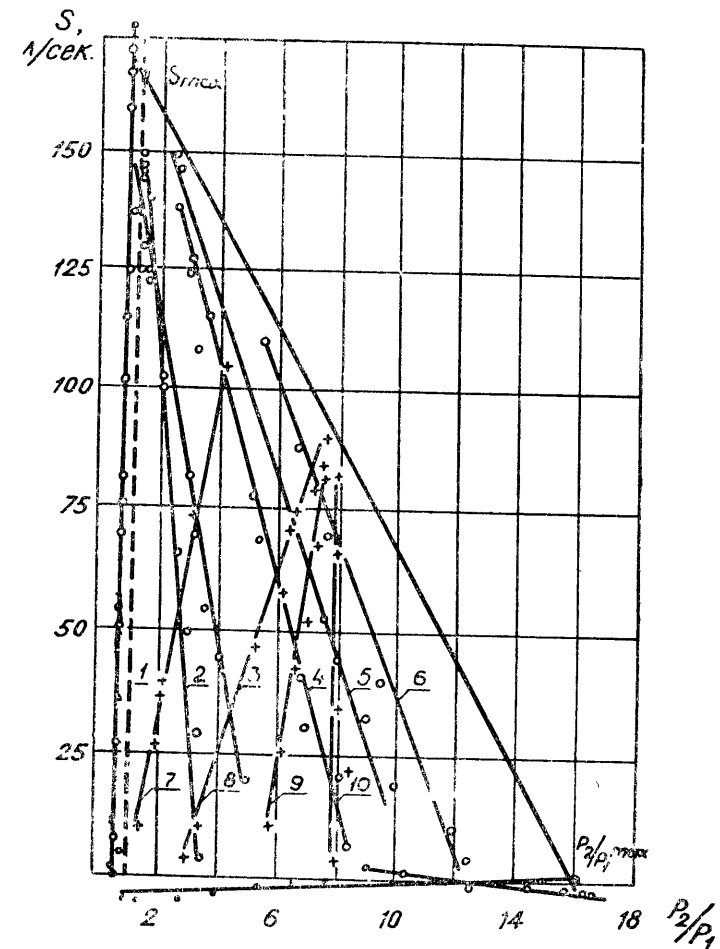


Рис. 1. Опытные зависимости  $S_1 = f(p_2/p_1)$  для воздуха.

ности характеристик насосов, то для измерения  $S_1$  был принят диапазон  $S_{\text{эф}} < S_1$ , а максимальное значение  $S_{1\max}$  определялось экстраполяцией. При этом, чтобы не внести значительных погрешностей при экстраполяции, значение  $S_{\text{эф}}$  поддерживалось близким к  $S_1$ .

Для подтверждения правильности сделанных выводов проведены измерения  $S_1$  при различных  $S_{\text{эф}}$ , которые изменялись путем напуска газа на вход паромасляного агрегата или поворотом заслонки. Результаты измерений представлены на рис. 1 в виде кривых зависимостей  $S_1 = f(p_2/p_1)$ . Как и ожидали, при  $S_{\text{эф}} > S_1$   $p_2/p_1 < 1$  (кривая № 1), при значениях  $S_{\text{эф}} < S_1$  кривые расположились в поле графика, ограниченном

прямой, соединяющей точки  $S_{1 \max}$  и  $(p_2/p_1)_{\max}$  являющейся основной характеристикой макета.

Различный наклон кривых № 2—6, полученных при напуске газа  $Q_2$ , и № 7—10, полученных при разных положениях заслонки затвора, объясняется различным изменением давления на выходе  $p_2$  при постепенном увеличении потока  $Q_1$ . По полученным таким образом значениям  $S_{1 \max}$  и  $(p_2/p_1)_{\max}$  строились зависимости

$$S_{1 \max} = f(n, \sqrt{M}) \text{ и } (p_2/p_1)_{\max} = f(n, \sqrt{M}).$$

Результаты измерений представлены на рис. 2—5. В диапазоне проверенных скоростей наблюдаются аналогично осевым насосам близкие к прямолинейной зависимости  $S_{1 \max} = f(n)$ ,  $(p_2/p_1)_{\max} = f(n)$ . С ростом скорости ротора  $S_{1 \max}$  и  $p_2/p_{1 \max}$  увеличиваются при прямом вращении и уменьшаются при обратном. На рис. 2 следует отметить точку Б с координатами  $p_2/p_1 = 1$ ,  $n \approx 1500$  об/мин, в районе которой наблюдается переход из насосного режима работы макета в режим сопротивления. Полученные результаты измерений в режиме сопротивления оказались весьма полезными при расчете и проектировании молекулярного уплотнителя ввода вращения [2, 3].

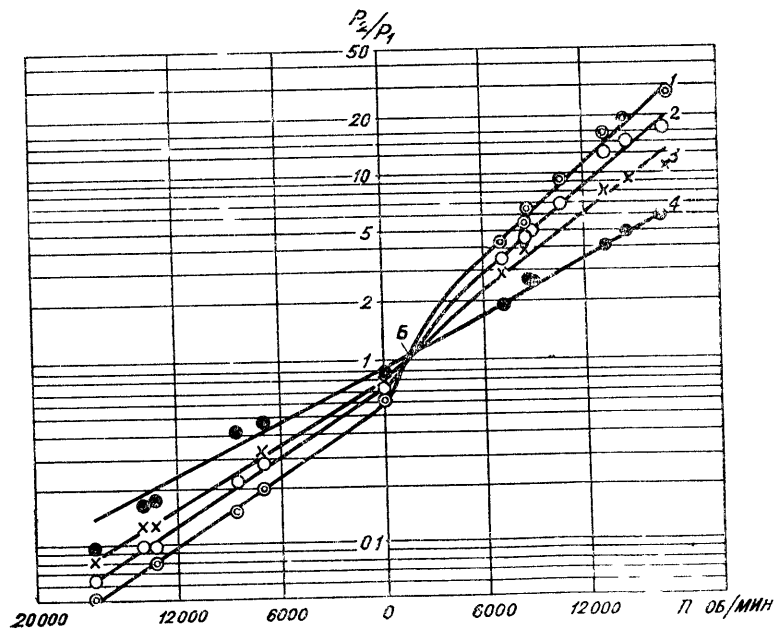


Рис 2 Зависимость коэффициента компрессии от скорости вращения ротора.

1 — аргон 2 — воздух 3 — неон 4 — гелий

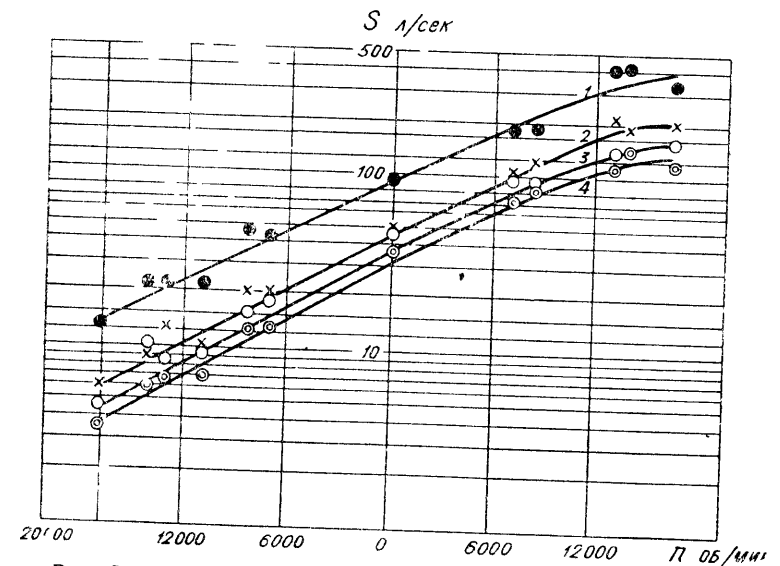


Рис. 3 Зависимость быстроты откачки от скорости вращения ротора

1 — аргон, 2 — воздух, 3 — неон, 4 — гелий.

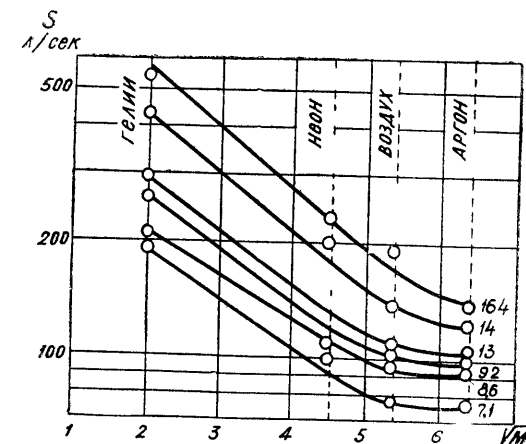


Рис 4 Влияние молекулярного веса откачиваемого газа на быстроту откачки

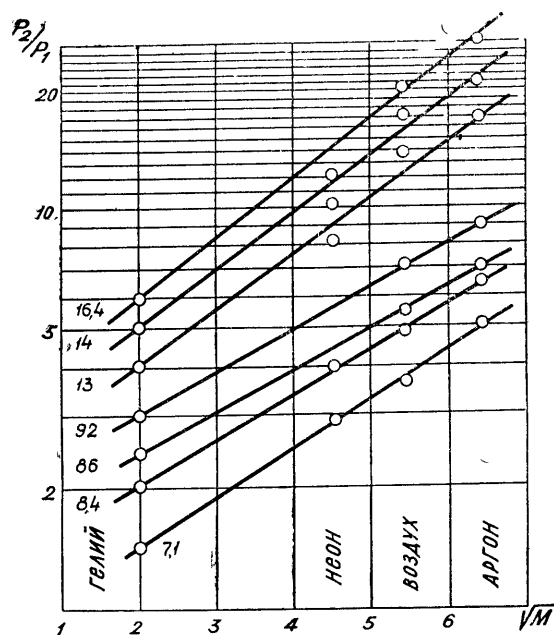


Рис. 5. Влияние молекулярного веса откачиваемого газа на коэффициент компрессии

Анализ полученных зависимостей  $S_{1\max} = f(\sqrt{M})$  и  $(p_2/p_1)_{\max} = f(\sqrt{M})$  показывает, что в интервале молекулярных весов, охваченных измерением, коэффициент компрессии  $p_2/p_1$  существенно повышается, а быстрота откачки понижается с ростом молекулярного веса. С ростом скорости вращения ротора (на рис. 4 и 5 скорости ротора проставлены в *тыс. об/мин* цифрами перед каждой кривой) изменение характера зависимостей не наблюдается. Значительное влияние молекулярного веса на  $S_{1\max}$  можно объяснить, рассматривая турбомасос, как систему каналов [4], имеющих некоторую проходимость, которая, как известно по Кнудсену, в молекулярном режиме течения газов зависит от средней тепловой скорости молекул.

Результаты проведенных исследований показали существенное влияние быстроты откачки и давления на выходе на измеряемые характеристики турбомасоса. Экспериментально проверена методика определения  $S_{1\max}$ , использующая промежуточные значения  $S_1$ . Характер изменения откачных параметров радиального масоса в зависимости от скорости ротора и молекулярного веса газа примерно соответствуют данным осевых турбомолекулярных масосов.

Численные величины  $p_2/p_1$  и  $S_1$ , измеренные на макете, могут служить данными для расчета при разработке радиальных турбомасосов.

Величины  $p_2/p_1$  и  $S_1$ , измеренные при обратном вращении ротора показывают на возможность эффективного использования радиальных масосов в качестве молекулярных уплотнителей быстроходных вводов вращения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Тузанкин Ю. М., Беляев Л. А. Радиальный турбомолекулярный масос. В сб.: Вакуумная техника, вып. 2. Казань, 1970.
2. Саксаганский Г. Л. Вакуумное уплотнение вращающегося вала. Авт. свид. № 265640.
3. Беляев Л. А., Кондратьев В. М., Саксаганский Г. Л., Тузанкин Ю. М. Экспериментальное исследование молекулярного масоса-уплотнителя. Доклад на V Всесоюзной конференции по вакуумной технике. Казань, 1972.
4. Беляев Л. А. Исследование молекулярных турбомасосов. Автореферат. Казань, 1969.

УДК 621.52:533.5.51

Б. В. ШИТИКОВ, Б. В. КАПОТИН, В. А. МАКАРОВ, Л. А. БЕЛЯЕВ

#### ВЛИЯНИЕ ВИБРАЦИИ НА ВЕЛИЧИНУ ДОПУСТИМОЙ НЕУРАВНОВЕШЕННОСТИ РОТОРА ВАКУУМНОГО НАСОСА ТВН-1000

Схема установки вакуумного масоса ТВН-1000 показана на рис. 1. Рама состоит из четырех полых стоек (труб) и двух плит. Нижняя плита закреплена на фундаменте. Верхняя плита (ригель) жестко связана со статором вакуумного масоса.

При определении допустимой неуравновешенности ротора необходимо учитывать три условия: 1) условие нормальной работы подшипников; 2) сроки службы подшипников; 3) вибрацию статора и окружающей среды. Первые два условия рассмотрены в работе [1].

В результате неуравновешенности ротора, ригель рамы вместе со статором, из-за прогиба стоек, может перемещаться в горизонтальной плоскости. Ось статора, как это видно из рис. 1, всегда будет оставаться параллельной самой себе. Поскольку жесткость рамы во всех направлениях одинакова, при вращении неуравновешенного ротора геометрическая ось статора, очевидно, будет описывать цилиндрическую поверхность.



При установившемся режиме, если не учитывать сопротивления движению, амплитуда колебания оси статора определяется по формуле (см. [2])

$$a = \frac{m_1 \omega^2 \rho}{m \omega^2 - \operatorname{tg} \alpha_0}, \quad (1)$$

где  $\omega$  — угловая скорость ротора,  
 $\rho$  — расстояние от центра массы ротора до оси вращения,  
 $\operatorname{tg} \alpha_0$  — коэффициент жесткости,  
 $m_1$  — масса ротора,  
 $m$  — колеблющаяся масса.  
 Для рассматриваемого случая

$$m = m_1 + m_2 + m_3.$$

Здесь  $m_2$  — масса статора и ригеля.  
 $m_3$  — приведенная масса упругих звеньев.

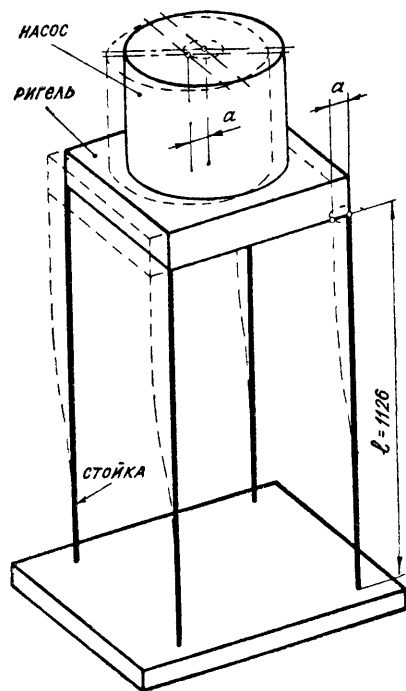


Рис 1.

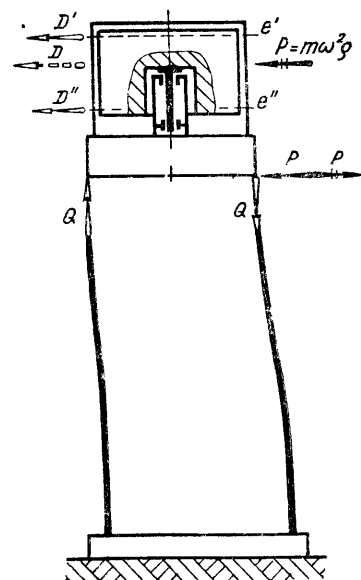


Рис. 2.

В самом неблагоприятном случае, когда векторы допустимых дисбалансов  $D'$  и  $D''$  в плоскостях уравнивания  $e'$  и  $e''$  параллельны и направлены в одну сторону (рис. 2), суммарный дисбаланс  $D$  будет равен их арифметической сумме.

$$D = D' + D''.$$

В этом случае возмущающая сила, под действием которой происходит вынужденное колебательное движение статора, будет иметь максимальное значение. Точка приложения возмущающей силы по высоте статора, как видно из рис. 2, не оказывает никакого влияния на колебания статора. При любом перемещении силы момент, возникающий при этом, уравновешивается парой сил ( $Q$ ,  $Q$ ) и, следовательно, статор будет всегда иметь только поступательное движение. Поэтому все точки статора будут иметь одинаковые скорости и ускорения. Установим влияние суммарной неуровненности ротора на величину амплитуды колебания статора.

Выражая в формуле (1)  $m_1 \omega^2 r$  через суммарный дисбаланс ротора, получим

$$a = \frac{D\omega^2}{g(m\omega^2 - \operatorname{tg} \alpha_0)}.$$

Решив это выражение относительно  $D$ , найдем суммарный дисбаланс ротора, исходя из условия допустимой амплитуды колебания статора

$$D = 9,81 \cdot 10^3 \cdot \alpha \left( m - \frac{\operatorname{tg} \alpha_0}{\omega^2} \right) [\text{г см}], \quad (2)$$

где  $a$  -- допустимая амплитуда колебания статора, выраженная в метрах.

В ряде случаев оценку уровня вибрации производят не по амплитуде колебания, а по величине максимальной скорости или максимального ускорения при вибрации.

Из формулы (2), принимая во внимание, что  $V = a\omega \left[ \frac{M}{\text{сек}} \right]$  и  $W = a\omega^2 \left[ \frac{M}{\text{сек}^2} \right]$ , получим выражения суммарного дисбаланса с учетом допустимой максимальной скорости  $V$

$$D = \frac{9.81 \cdot 10^3}{\omega} \left( m - \frac{\operatorname{tg} \alpha_0}{\omega^2} \right) [z \text{ cm}]$$

и допустимого максимального ускорения  $W$ 

$$D = \frac{9,81 \cdot 10^5 \cdot W}{\omega^2} \cdot \left( m - \frac{\text{tg } \alpha_0}{\omega^2} \right) [2 \text{ } \mu\text{M}]. \quad (3)$$

Иногда предельное ускорение задается соотношением  $W = kg$ , где  $g$  — ускорение свободного падения,  $k$  — коэффициент, установленный опытным путем. Тогда формула (3) примет вид

$$D = \frac{96,2 \cdot 10^5 \cdot k}{\omega^2} \cdot \left(m - \frac{\lg \alpha_0}{\omega^2}\right) [г см]. \quad (4)$$

По техническим условиям для насоса ТВН-1000 предельное ускорение задано величиной  $W = 0,1g$  (т. е.  $k = 0,1$ ). Определим допустимые дисбалансы ротора.

Коэффициент жесткости всех четырех стоек будет

$$\lg \alpha_0 = 2 \lg \alpha_{01}.$$

Но  $\lg \alpha_{01} = \frac{3EI}{\left(\frac{l}{2}\right)^3}$  — коэффициент жесткости консольной

балки, тогда

$$\lg \alpha_0 = \frac{6EI}{\left(\frac{l}{2}\right)^3}, \quad (5)$$

где  $E = 2,2 \cdot 10^6 \left[\frac{кг}{см^2}\right]$  — модуль упругости,

$$I = \frac{\pi}{64} (D_T^4 - d_T^4) = \frac{3,14}{64} (10,2^4 - 9^4) = 209,2 [см^4] —$$

экваториальный момент инерции площади поперечного сечения стойки\*. Из формулы (5) получаем

$$\lg \alpha_0 = \frac{6 \cdot 2,2 \cdot 10^6 \cdot 209,2}{56,3^3} = 15\,500 \left[\frac{кг}{см}\right] = 1\,550\,000 \left[\frac{кг}{м}\right].$$

Затем определим колеблющиеся массы. Вес ротора — 60 [кг], вес статора — 340 [кг], вес ригеля — 40 [кг], суммарный вес четырех стоек — 36 [кг], тогда

$$m_1 = \frac{60}{9,81} = 6,11 \left[\frac{кг \cdot сек^2}{м}\right],$$

$$m_2 = \frac{340 + 40}{9,81} = 38,7 \left[\frac{кг \cdot сек^2}{м}\right].$$

Допустим, что приведенная масса одной стойки не отличается от приведенной массы консольной балки (см. § 11 [2]), тогда

$$m_3 = \frac{36}{4 \cdot 9,81} = 0,918 \left[\frac{кг \cdot сек^2}{м}\right].$$

\*  $D_T$  и  $d_T$  наружный и внутренний диаметры стоек (труб).

Следовательно,

$$m = 6,11 + 38,7 + 0,918 = 45,7 \left[\frac{кг \cdot сек^2}{м}\right].$$

Теперь по формуле (4) получим максимальный суммарный дисбаланс

$$D = \frac{96,2 \cdot 10^5 \cdot 0,1}{942^2} \left(45,7 - \frac{1\,550\,000}{942^2}\right) = 47,6 [г см].$$

Если в каждой плоскости уравнивания  $e'$  и  $e''$  допустимые дисбалансы с учетом двух первых условий [1] составляют 2,95 [г см], то, очевидно, суммарный дисбаланс ротора в этом случае не должен превышать 5,9 [г см]. Сопоставляя это значение с суммарным дисбалансом, полученным из третьего условия, можно утверждать, что ротор насоса ТВН-1000 недопустимых колебаний вызывать не будет.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Шитиков Б. В., Капотин Б. В., Макаров В. А., Беляев Л. А., Тузанкин Ю. М. Определение допустимой неуравновешенности роторов турбомолекулярных вакуумнасосов с вертикальным расположением оси вращения. Настоящий сборник.
2. Шитиков Б. В. Основы теории механизмов. Вып. XI, Казань, 1971.

УДК 533.582 : 621.528.6

**Е. В. ГЛУШАЧЕНКОВ, Л. В. КОМАРОВ,**  
**Г. Г. ЛЕБЕДЕВ, С. Д. ОСТРОВКА**

### О СОВМЕСТНОЙ РАБОТЕ МАГНИТОРАЗРЯДНОГО И ИОННО-ГЕТТЕРНОГО НАСОСОВ

Исследован экспериментальный насос, принцип действия которого основан на совместной работе магниторазрядного и ионно-геттерного насосов. Измерениями установлено, что с вводом испарителя в магниторазрядный насос наблюдается резкое увеличение скорости откачки в широком диапазоне давлений.

Насосы типа НЭМ и ГИН, как известно, [1, 2], помимо преимуществ, обладают и рядом недостатков. Насосы НЭМ, например, имеют большие удельные весовые характеристики, длительное время запуска и набора вакуума. Удельный вес насосов НЭМ составляет 0,35 — 0,48 кг/л/сек, время запуска 30 минут. Насосы ГИН хотя и обладают значительно более низкими удельными весовыми характеристиками — 0,04 —

0,09 кг/л/сек, все же они менее надежны и сложнее в эксплуатации. Для насосов НЭМ характерна высокая степень ионизации газа внутри рабочего объема, а вместе с тем и ограниченный величиной ионного тока предел распыления титана, ввиду чего внутренняя поверхность насоса используется не полностью. Насосы ГИН, наоборот, имеют слабый ионизатор, но более высокую скорость испарения титана, а следовательно, ограничены в свободных внутренних поверхностях для напыления сорбирующих пленок. Поэтому предполагалось, что ввод электродной системы ионно-геттерного насоса в вакуумную полость насоса НЭМ и их совместная работа обеспечат более эффективное использование внутренних поверхностей магниторазрядного насоса и позволят получить насос с улучшенными характеристиками.

Данное исследование ставило целью выявить такие условия совместной работы, при которых быстрота откачки принимает максимальное значение.

Исследования совместной работы насосов НЭМ и ГИН были начаты в 1963 году, но результаты до настоящего времени не публиковались. В зарубежной литературе в то время сведений по данному вопросу не имелось, патентной информации также не было обнаружено. Однако, как оказалось впоследствии, независимо от нас, подобное исследование частично проводилось Карлом Торсенем [3], который запатентовал идею введения геттерного источника в магниторазрядный насос для повышения быстроты откачки, приоритет от января 1963 г. Патент же был опубликован лишь в 1966 году. Нами сделаны выводы независимо от автора патента [3].

### Экспериментальный насос и методика

Для исследования совместной работы ионно-геттерного насоса и насоса типа НЭМ был создан специальный макет насоса ЭГИН, схема которого показана на рис. 1. При конструировании данного макета за основу были приняты конструкции насосов НЭМ-300 и ГИН-05М1. Описываемый макет состоит из корпуса, электроразрядной части, электродной системы насоса ГИН-05М1 (испаритель и ионизатор), рубашки водяного охлаждения, в которую помещен корпус вместе с магнитной системой (последняя на рисунке не показана).

Корпус макета насоса ЭГИН восьмикарманный, с присоединительным фланцем Ду-225. В днище насоса встроен фланец для ввода в вакуумную полость насоса электродной системы ГИН-05М1.

На горловине насоса расположены четыре патрубка для присоединения высоковольтных вводов. Вес макета в сборе 180 кг.

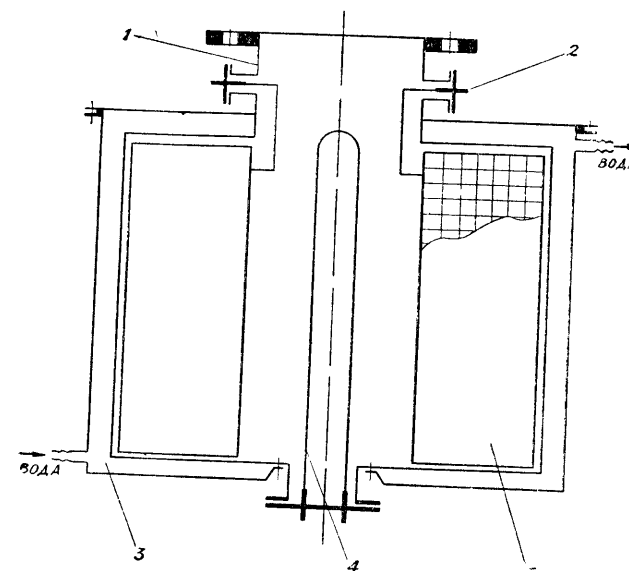


Рис. 1. Схема экспериментального насоса ЭГИН:  
1 — корпус; 2 — штепсельный разъем; 3 — водяная рубашка;  
4 — испаритель; 5 — электродный блок.

Электропитание электроразрядной части производилось от блока питания БП НЭМ-300-1 насоса НЭМ-300-1, а электродной системы — от блока питания БП ГИН-05М1 насоса ГИН-05М1. Электродная система ионно-геттерного насоса ГИН-05М1 подробно описана в работе [2].

Магнитная система исследуемого макета образована из магнитных оксидно-бариевых брусков. Напряженность магнитного поля в рабочем зазоре, равном 35 см, составляет 1100 эрстед.

Корпус макета насоса ЭГИН вместе с магнитами помещался в водяную рубашку и охлаждался водой. Это обеспечивало необходимый отвод тепла, излучаемого испарителем, а также выделяемого в разряде при пусковых режимах.

Кожух водяной рубашки герметично уплотнялся резиновыми прокладками по днищу и горловине насоса. Подвод и слив воды осуществлялся с помощью оливок. Все вакуумные разъемные соединения уплотнены с помощью медных прокладок. Уплотнения прогреваемые, типа „зуб — канавка“. Перед измерениями вакуумная система прогревалась при температуре 400°С в течение 24 часов при одновременной откачке вакуумным агрегатом ВА-0,5-4 с охлаждаемой азотной ловушкой. Давление в системе при этом было не выше  $1 \cdot 10^{-4}$  тор.

Быстрота откачки измерялась методом двух манометров с диафрагмой известной проводимости. Подсчет быстроты откачки производился по формуле:

$$S = U \left( \frac{P_1}{P_2} - 1 \right),$$

где  $U$  — проводимость отверстия диафрагмы, л/сек;  
 $P_1$  — давление перед диафрагмой со стороны натекателя, тор;  
 $P_2$  — давление в насосе, тор.

Для измерения использовались высоковакуумные ионизационные манометры МИ-12-7 и прогреваемый натекаТЕЛЬ собственной разработки. При замере быстроты откачки время выдержки в зависимости от давления в насосе принималось от нескольких минут до нескольких часов.

### Результаты исследований

В исследованиях изучалось влияние на быстроту откачки магниторазрядного насоса испарителя и ионизатора ГИН-05М1. Для сравнения результатов быстрота откачки измерялась в следующих режимах:

- 1) при работе только электроразрядной части;
- 2) при работе только электродной системы ГИН-05М1;
- 3) при совместной работе электроразрядной части и ионизатора;
- 4) при совместной работе электроразрядной части и испарителя.

Зависимость быстроты откачки от давления, снятая при включенной только электроразрядной части, показана на рис. 2. Как видно из рисунка, максимальная быстрота откачки по воздуху, зафиксированная при давлении  $2 \cdot 10^{-6}$  тор,

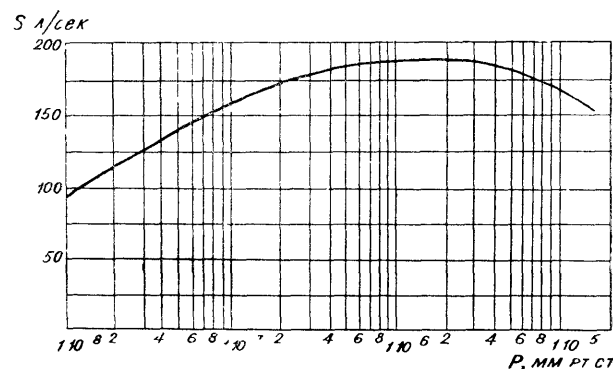


Рис. 2. Зависимость быстроты откачки от давления по воздуху при работе только электроразрядной части.

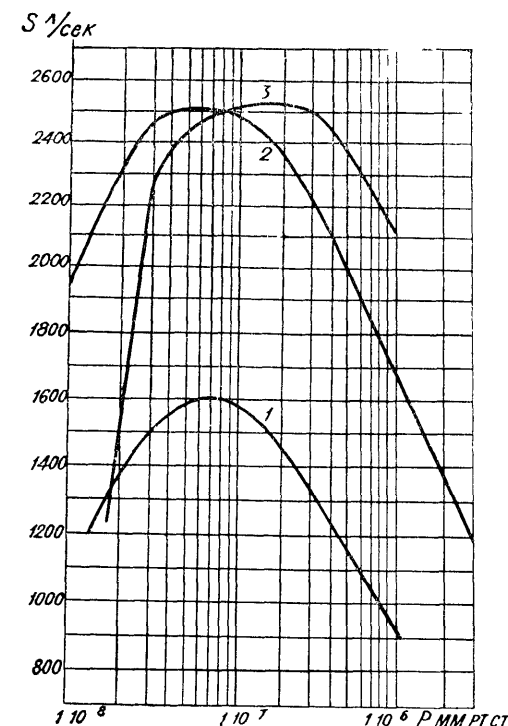


Рис. 3. Зависимость быстроты откачки от давления по воздуху при совместной работе электроразрядной части и испарителя  
 1 — результаты большинства замеров, 2, 3 — первоначально полученные результаты.

составляет 190 л/сек. Измеренная при работе только электродной системы ГИН-05М1 быстрота откачки составила 350 л/сек при давлении  $2 \cdot 10^{-7}$  тор.

Для выяснения влияния ионизатора на быстроту откачки были сделаны попытки измерить быстроту откачки при совместной работе электроразрядной части и ионизатора. Было установлено, что при включении ионизатора ток разряда возрастал настолько при одновременном быстром росте давления, что из-за отсутствия более мощного источника питания зарегистрировать его не удалось. В силу этих обстоятельств измерить быстроту откачки, а следовательно, оценить влияние ионизатора не представилось возможным. Последующие попытки включения ионизатора при различных давлениях не дали положительных результатов.

На рис. 3 показаны зависимости быстроты откачки от давления при совместной работе электроразрядной части и

испарителя. Как видно из рисунка (кривые 2 и 3), быстрота откачки с включенным на полную мощность испарителем достигала максимального значения порядка  $2500 \text{ л/сек}$  при давлениях  $2,5 \cdot 10^{-7} \text{ тор}$  и  $8 \cdot 10^{-8} \text{ тор}$ . В дальнейшем, при повторении замеров, быстрота откачки снизилась, но в общем среднее значение было не ниже  $1600 \text{ л/сек}$  (кривая 1).

Полученные выше значения быстроты откачки показывают, что при совместной работе электроразрядной части и испарителя быстрота откачки в 8 раз выше, чем при работе только электроразрядной части, и в 4 раза выше, чем при работе только электродной системы ГИН-05М1. Увеличение быстроты откачки является результатом сочетания способов откачки, основанных на разряде Пеннинга и сорбции газа пленкой, осажденной на внутренних поверхностях насоса путем испарения реактивного материала.

В процессе проведения экспериментов также было установлено, что устойчивая работа насоса с включенным испарителем возможна до давления  $5 \cdot 10^{-5} \text{ тор}$ . При дальнейшем увеличении давления, как оказалось, происходит его резкий скачок, что вызывает в свою очередь резкое возрастание разрядного тока, после чего, во избежание срыва насоса, необходимо было автоматически отключать испаритель. Предельный вакуум, достигнутый экспериментальным насосом ЭГИН, соответствовал  $2 \cdot 10^{-10} \text{ тор}$ , причем время достижения предельного вакуума сократилось в 5–10 раз по сравнению со временем достижения с помощью одной только электро-

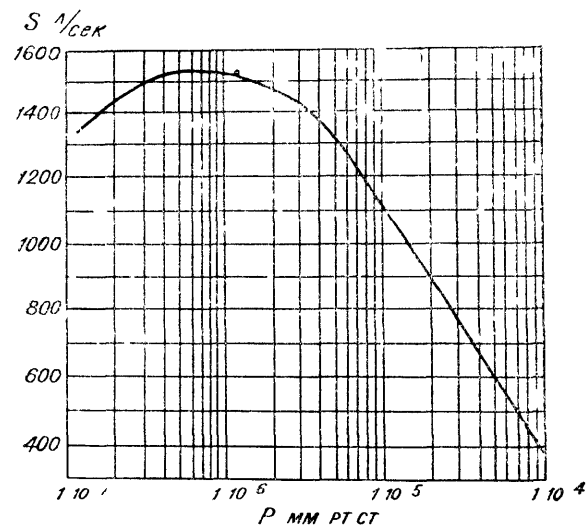


Рис. 4. Зависимость быстроты откачки от давления по азоту при совместной работе электроразрядной части и испарителя.

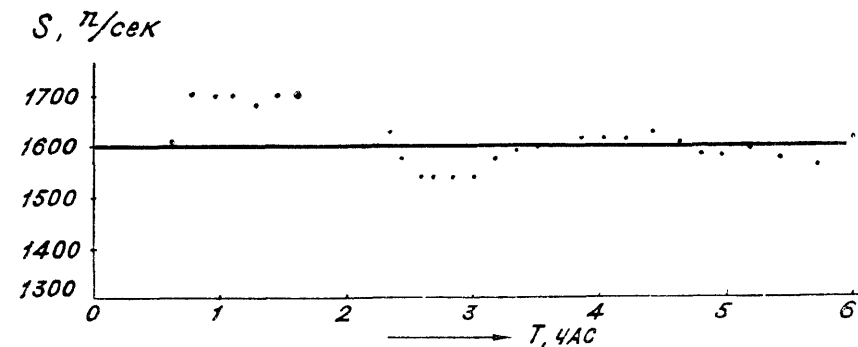


Рис. 5. Зависимость быстроты откачки по азоту от длительности непрерывной работы

разрядной части. Это еще раз говорит о хорошем откачивающем действии насоса ЭГИН во всем диапазоне давлений.

При проверке на давление запуска оказалось, что время запуска от давления  $1 \cdot 10^{-1} \text{ тор}$  до  $1 \cdot 10^{-4} \text{ тор}$  при совместной работе составило 4,6 мин, а при работе только электроразрядной части — 36 мин.

Макет насоса ЭГИН описанной конструкции был проверен также на максимальную быстроту откачки по азоту (см. рис. 4). Из рисунка видно, что наибольшее значение быстроты откачки, достигнутое при давлении  $5 \cdot 10^{-7} \text{ тор}$ , составляет более  $1500 \text{ л/сек}$ . Как следует из графика, увеличение быстроты откачки по азоту приходится на широкий диапазон давлений  $5 \cdot 10^{-8} — 1 \cdot 10^{-5} \text{ тор}$ . При длительном напуске азота в работающий насос при давлении  $1 \cdot 10^{-7} \text{ тор}$  (см. рис. 5) быстрота откачки по азоту в режиме длительных натеканий изменялась не более чем на 12–15% от максимального.

## ВЫВОДЫ

1. Введение испарителя в магниторазрядный насос обеспечивает значительное увеличение быстроты откачки в широком диапазоне давлений и сокращает время запуска и набора вакуума.

2. Средняя быстрота откачки, полученная на исследуемом макете насоса ЭГИН, при большинстве измерений составляет  $1600 \text{ л/сек}$ .

3. Удельная весовая характеристика насоса ЭГИН составляет  $0,11 \text{ кг/л/сек}$ , т. е. улучшилась в 4 раза по сравнению с насосами типа НЭМ и почти сравнялась с удельными весовыми характеристиками ионно-геттерных насосов.

4. Быстрота откачки насоса по азоту слабо зависит от длительности его работы. После 6 часов непрерывной работы быстрота откачки изменяется не более чем на 12%.

5. Результаты проведенной исследовательской работы были положены в основу разработки ряда насосов типа ЭГИН производительностью в 800, 1500 и 10 000 л/сек.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Карпов Ю. А., Контор Е. И., Таленский О. Н. ПТЭ, 2, 1964.
2. Назаров А. С., Ивановский Г. Ф., Кузнецов М. В. ПТЭ, 2, 1966.
3. Патент США, № 3.235.170. кл. 230 — 69, 1966.

УДК 621.526.3

А. Б. ЦЕЙТЛИН, Н. В. СУТУГИН

#### МАЛОГАБАРИТНЫЕ ВАКУУМНЫЕ ПАРОЭЖЕКТОРНЫЕ НАСОСЫ СО ВСТРОЕННЫМ ЭЛЕКТРОКОТЛОМ

Пароэжекторные насосы в последние годы нашли широкое распространение в промышленности и технике для откачки химических, металлургических и различного рода физических установок и др. [1—4].

Возможность получения низких давлений с помощью пароэжекторных насосов без загрязнения установок углеродсодержащими продуктами привлекла внимание к ним также в связи с созданием безмасляных систем откачки.

Во многих случаях отсутствие рабочего пара на производстве или в лаборатории ограничивает возможность использования вакуумного пароэжекторного насоса. Для расширения областей применения вакуумных пароэжекторных насосов на производствах и лабораториях, где нет необходимого рабочего пара, был разработан ряд вакуумных пароэжекторных насосов НЭВ-0,2×20ПК, НЭВ-0,01×1·10<sup>-1</sup>ПК, НЭВ-0,03×1·10<sup>-1</sup>ПК, НЭВ-0,1×1·10<sup>-1</sup>ПК с автономным питанием паром от встроенного в конструкцию насосов электродкотла [5].

Для уменьшения габаритов насосов применена схема с промежуточными поверхностными конденсаторами, откуда конденсат отсасывается водоструйными насосами. При этом водоструйные насосы питаются водой, выходящей из конденсаторов, что позволяет избежать дополнительного расхода воды.

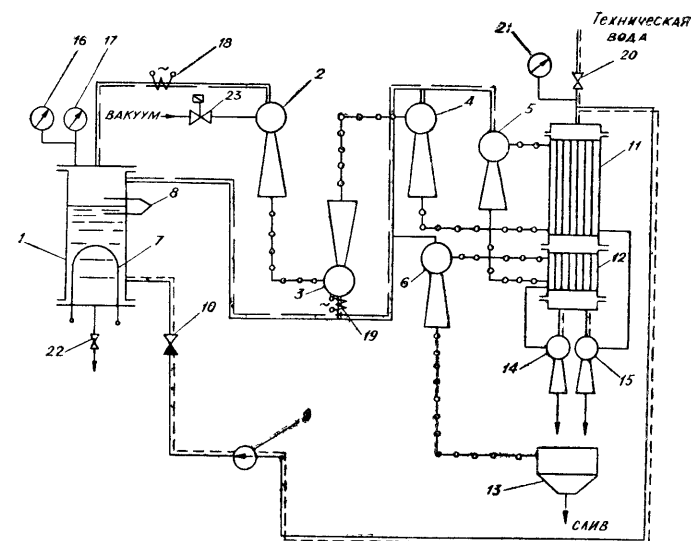


Рис. 1. Принципиальная схема насоса НЭВ-0,03 × 1·10<sup>-1</sup> ПК.

Конструкция каждого насоса выполнена в виде единого блока в общем корпусе — кожухе. Габаритные размеры всего ряда насосов одинаковы. Многие узлы унифицированы (корпус электродкотла, питательный водяной насос, арматура, измерительные приборы, панели автоматики и управления).

Насосы НЭВ-0,01 × 1·10<sup>-1</sup>ПК, НЭВ-0,03 × 1·10<sup>-1</sup>ПК, НЭВ-0,1 × 1·10<sup>-1</sup>ПК идентичны по конструкции. Принципиальная схема одного из насосов ряда — НЭВ-0,03 × 1·10<sup>-1</sup>ПК приведена на рис. 1.

В электродкотле 1, представляющем собой цилиндр из нержавеющей стали диаметром 200 мм и высотой 800 мм, установлены U-образные электрические нагреватели 7 типа ТЭН-ЗА, одни из которых являются рабочими, другие дополнительными, включаемыми автоматически при снижении давления пара в электродкотле ниже рабочего.

На электродкотле установлены два сигнализатора уровня 8 типа МЭСЧ-1К, включающих и выключающих питательный водяной насос 9. Питательный насос подает необходимое количество воды в электродкотел из линии технической воды через обратный клапан 10, препятствующий уходу воды из электродкотла при выключении питательного насоса. Образующийся в электродкотле пар подается к пароэжекторным ступеням (2, 3, 4, 5, 6), ступени (2, 3, 4) соединены последовательно без промежуточных конденсаторов.

Парогазовая смесь из ступени 4 поступает в поверхностный конденсатор 1, где пар конденсируется, а газ откачивается ступенью 5, откуда парогазовая смесь поступает в поверхностный конденсатор 12. Здесь пар конденсируется, а газ откачивается ступенью 6, и конденсат выбрасывается в сливной бачок 13 под слой воды.

Охлаждение конденсаторов 11, 12 осуществляется очищенной технической водой, проходящей последовательно через оба конденсатора. Удаление конденсата из конденсаторов производится водоструйными ступенями 14, 15, питающимися водой, выходящей из конденсаторов. Вода из водоструйных ступеней сливается в бачок 13.

Давление пара в электрокотле контролируется электроконтактными манометрами типа ЭКМ-IV 16, 17. Пар, поступающий из электрокотла в ступени 2, 3 перегревается в электронагревателях 18, 19.

Подача воды в конденсаторы производится вентилем 20, а контроль давления воды осуществляется электроконтактным манометром 21 типа ЭКМ-IV. Работа насосов полностью автоматизирована.

Управление насосами осуществляется с панели управления, вынесенной на переднюю стенку корпуса. При этом предусмотрено как автоматическое, так и ручное управление. На передней стенке имеется мнемоническая схема насоса с сигнальными лампочками.

Для пуска насоса в работу в автоматическом режиме необходимо открыть водяной вентиль 20 и установить рабочее давление воды 2 *ати*. Затем включением кнопки „пуск“ насос вводится в автоматический режим работы. Во избежание накопления солей в электрокотле насосов рекомендуется после трех суток непрерывной работы сливать воду через вентиль 22.

Насосы подсоединяются к откачиваемой системе через электромагнитные клапаны Ду-50МК 23, служащие для автоматического отключения насоса от откачиваемой системы при снижении давления пара в электрокотле и давления охлаждающей воды ниже допустимых пределов. Отсоединяется насос отключения от электросети (кнопка „стоп“), затем при достижении давления пара в электрокотле ниже 1 *ати* закрывается вентиль охлаждающей воды 20 и открывается вентиль 22.

Все основные узлы насосов изготовлены из нержавеющей стали.

Внешний вид насоса НЭВ-0,03  $\times$  1  $\cdot$  10<sup>-1</sup> ПК приведен на рис. 2.

Изучены характеристики насосов в зависимости от различных параметров пара, охлаждающей воды и выбраны оптимальные параметры работы насосов.

Рис. 2 Внешний вид насоса НЭВ-0,03  $\times$  1  $\cdot$  10<sup>-1</sup> ПК.

*a* — вид спереди *б* — вид сбоку со снятой крышкой

В табл. 1 приведены основные технические характеристики насосов и размеры насосов. Характеристики насосов даны на рис. 3.

Устойчивая работа насосов соответствует степени перегрева пара  $\sim 30^\circ\text{C}$  при давлении 4,5—5 *ати*. Характеристика насосов также существенно зависит от температуры и в меньшей степени от давления охлаждающей воды. Температура охлаждающей воды должна быть не выше  $25^\circ\text{C}$ , давление воды  $2 \pm 0,5$  *ати*.

Проведено исследование диффузии водяного пара из насоса НЭВ-0,03  $\times$  1  $\cdot$  10<sup>-1</sup> ПК при различных потоках откачиваемого воздуха.

При работе насоса без воздушной нагрузки, в режиме предельного вакуума парциальное давление пара на входе в насос равно  $6,5 \cdot 10^{-2}$  *мм рт. ст.*, влагосодержание — 0,43 *кг/кг*.

При нагрузке насоса атмосферным воздухом, соответствующей 20% его производительности, парциальное давле-

Таблица 1

## Технические характеристики и основные размеры

Наименование	Тип насоса		
	НЭВ-0,01 $\times$ $\times 10^{-1}$ ПК	НЭВ-0,03 $\times$ $\times 10^{-1}$ ПК	НЭВ-0,1 $\times$ $\times 10^{-1}$ ПК
Весовая производительность по сухому воздуху при давлении $1 \cdot 10^{-1}$ мм рт. ст. и температуре охлаждающей воды $t_v = 25^\circ \text{C}$ , кг/час	0,01	0,03	0,1
Быстрота действия при $1 \cdot 10^{-1}$ мм рт. ст., л/сек . . . . .	16,3	49	163
Предельное остаточное давление:			
полное $P$ , мм рт. ст. .	$1 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^{-1}$
парциальное воздуха $P_v$ , мм рт. ст. .	$1 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$
Давление пара в котле насоса (пар сухой насыщенный), атм.	4,5—5	4,5—5	4,5—5
Давление охлаждающей воды, атм . . . . .	2	2	2
Расход охлаждающей воды, м <sup>3</sup> /час . . . . .	0,4	0,8	2
Потребляемая мощность, кВт:			
в установившемся режиме при кратковременном включении дополнительных нагревателей . .	4	7	15
Подводимое напряжение, в . . .	8	15	25
Габаритные размеры, мм.			
высота . . .	1650	1650	1650
размеры в плане . .	800 $\times$ 650	800 $\times$ 650	800 $\times$ 650
Вес, кг . . . . .	315	400	550

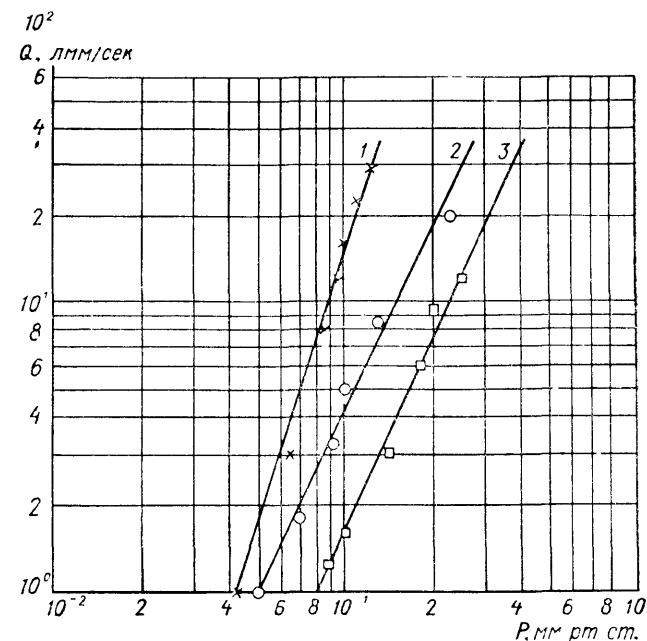


Рис. 3. Характеристики насосов:

1 — насос НЭВ-0,1  $\times 1 \cdot 10^{-1}$  ПК, 2 — насос НЭВ-0,03  $\times 1 \cdot 10^{-1}$  ПК,  
3 — насос НЭВ-0,01  $\times 1 \cdot 10^{-1}$  ПК.

ние пара снижается до  $2 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст. и влагосодержание до  $5,05 \cdot 10^{-2}$  кг/кг. Для такой же нагрузки осушенным воздухом парциальное давление пара снижается до  $3 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст. и влагосодержание до  $4,3 \cdot 10^{-3}$  кг/кг.

Уровень шума, создаваемый насосами, находится в диапазоне частот 200—1500 гц и составляет 53 дб, что значительно ниже норм (СН-785-69) для лабораторных помещений (75 дб).

Разработанные насосы рекомендуются для откачки газов из различных вакуумных систем до давления  $1 \cdot 10^{-1}$  мм рт. ст., а также в качестве форвакуумных насосов в безмасляных системах откачки. В последнем случае насосы по своей объемной производительности эквивалентны соответственно насосам ВН-1, ВН-4, ВН-6.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Power R. B. Steam-jet air ejector. Hydrocarbon Process and Petrol. Refiner. 43, № 3, 4, 1964
2. Fondrk V. V. The steam-jet ejector: a versatile pump for high vacuum, Fourth National Symposium on Vacuum technology transactions, 1957.



3. Соколов Е. Я., Зингер Н. М. Струйные аппараты. М., Госэнергоиздат, 1960.

4. Цейтлин А. Б. Пароструйные вакуумные насосы, М., „Энергия“, 1965.

5. Цейтлин А. Б., Сутугин Н. В. и др. Многоступенчатая вакуумная установка. Авторское свидетельство № 189508, кл. 27d, 3/00, 2/01, 1965.

УДК 621.526.3:534.322.3

А. Б. ЦЕЙТЛИН, Н. В. СУТУГИН

## О ПРИРОДЕ АКУСТИЧЕСКИХ ШУМОВ ПАРОЭЖЕКТОРНЫХ ВАКУУМНЫХ НАСОСОВ И ВОЗМОЖНОСТИ ИХ УМЕНЬШЕНИЯ

В настоящее время отсутствуют какие-либо сведения об уменьшении шумов парожеторных вакуумных насосов [1, 2, 3], однако опубликовано значительное количество работ по исследованию шумов реактивных двигателей. На основании многочисленных экспериментальных данных было установлено, что наибольший шум возникает от выходящей из сопла двигателя струи вследствие турбулентного перемешивания частиц газа газовой струи с частицами эжектируемого газа. Согласно теории шумов свободных газовых струй Лайтхилла мощность аэродинамического шума зависит от параметров окружающей среды и пропорциональна скорости выходящей струи в восьмой степени и квадрату диаметра струи на выходе из сопла.

$$W = k \frac{\rho_c^2 \omega_c^8 D_c^2}{\rho_0 c_0^5}, \quad (1)$$

где  $W$  — звуковая мощность,  $кгм/сек$ ;  
 $\rho_c, \rho_0$  — плотность газа в струе и в окружающей среде,  $кг \cdot сек^2/м^4$ ;

$\omega_c$  — скорость истечения струи,  $м/сек$ ;

$D_c$  — диаметр струи на выходе из сопла,  $м$ ;

$c_0$  — скорость звука в окружающей среде,  $м/сек$ ;

$k$  — коэффициент пропорциональности [4, 5, 6].

Анализ шума вакуумных парожеторных насосов показал его сходство с аэродинамическим шумом высокоскоростных струй реактивных двигателей. В состав спектра аэродинамического шума вакуумных парожеторных насосов, так же как и струй реактивных двигателей, входят шумы широкого диапазона частот, часто достигающих порога болевых ощущений.

## Экспериментальная установка и методика измерений

Измерения шума эжектора производились на установке, схема которой приведена на рис. 1.

Экспериментальная установка представляла собой одноступенчатый вакуумный паровой эжектор с набором сменных сопел 1, из которых паровой поток поступал в камеру смешения 2, диффузор 3 и через трубу 4 выбрасывался в атмосферу. Пар на установку подавался из котельной через паропровод. Регулирование давления пара перед соплом производилось при помощи вентилей 5. Установка располагалась в помещении размером  $4,0 \times 7,5$  высотой  $6,0$  м с бетонным полом и акустически необработанными, оштукатуренными и окрашенными клеевой краской потолком и стенами.

Методика исследований заключалась в измерении шумовых характеристик эжекторной ступени в зависимости от режима работы и конструкции сопла.

В опытах измерялись следующие величины: а) давление пара; б) вакуум, создаваемый эжекторной ступенью; в) шумовые характеристики эжекторной ступени.

На каждом из указанных на рис. 2 сопел измерялись шумовые характеристики при изменении давления рабочего пара (2, 4, 6  $атм$ ), впускного давления воздуха в эжекторной ступени от предельного вакуума до атмосферного. Кроме того, были проведены опыты по снятию шумовых характеристик свободных паровых струй (не ограниченных стенками камеры смешения и диффузора). Эти опыты проводились на той же установке при истечении пара в атмосферу.

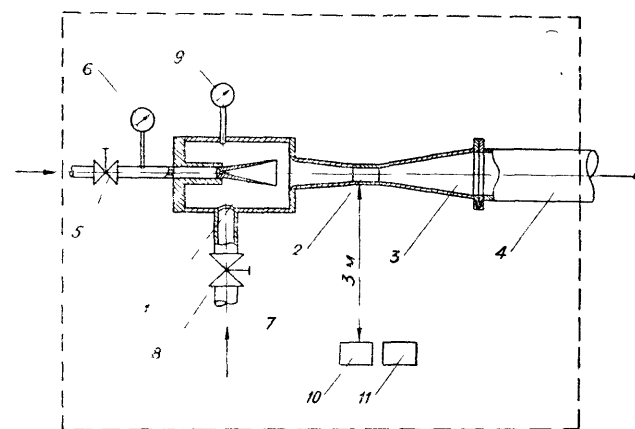


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки.

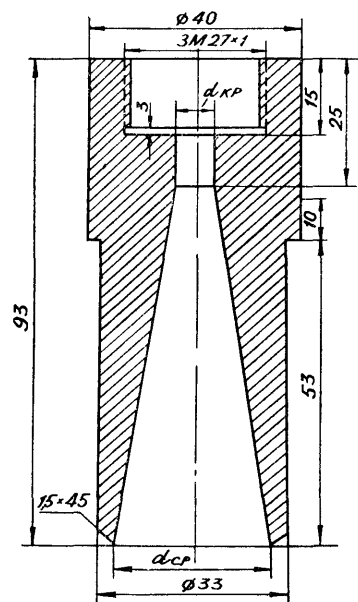


Рис. 2а.

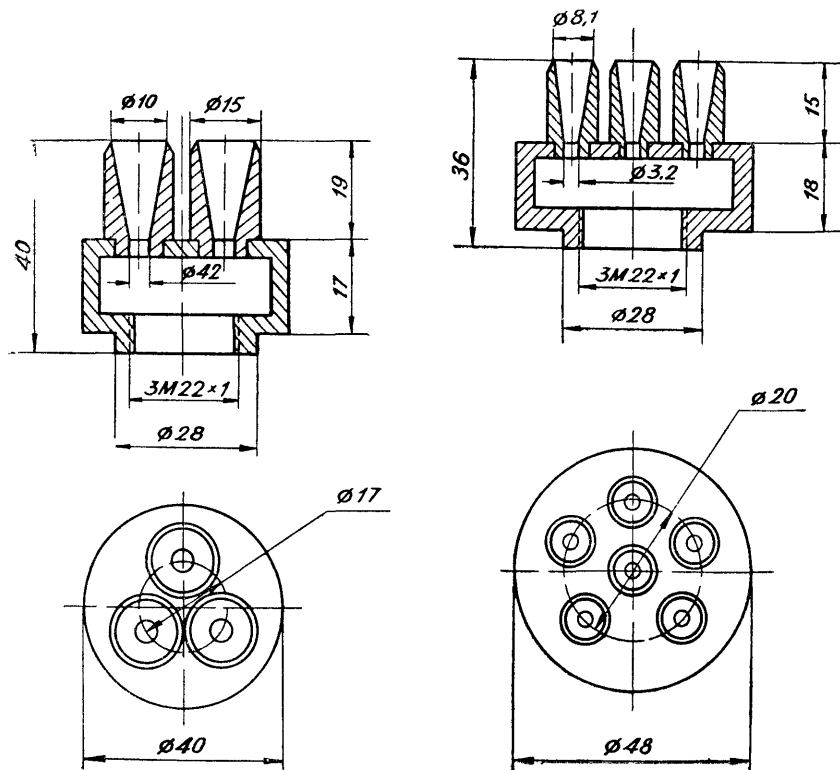


Рис. 2б.

Рис. 2в.

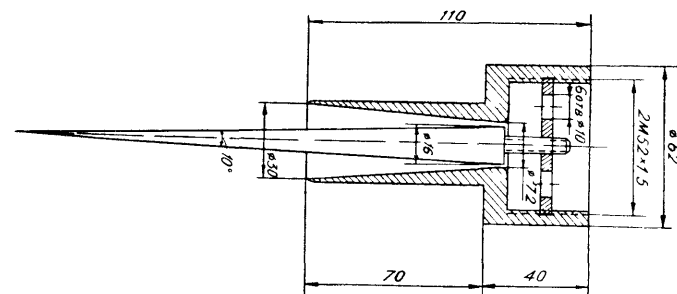


Рис. 2(а, б, в, г) Экспериментальные сопла.

Измерения уровня и спектра шума производились на расстоянии 1 м от эжектора и осуществлялись комплексом акустической аппаратуры, состоящей из шумомера типа Ш-3М и анализатора спектра типа АШ-2М конструкции ЛИОТ.

### Результаты опытов

Результаты измерений шумовых характеристик эжектора при различных геометрических размерах сопел, конструкции и режимах работы приведены на рис. 3, 4.

Из приведенных результатов измерения шумовых характеристик опытного эжектора при различных режимах его работы с разными соплами видно:

а) уровни шума свободной струи и струи эжектора, окруженной корпусом камеры смешения и диффузора, существенно различаются (рис. 3). Уровень шума эжекторной ступени в сравнении со свободной струей при одинаковых соплах, равных давлениях пара оказывается на 30—35 дБ меньше (в диапазоне частот от 100—10000 гц). Это объясняется звукоизолирующим воздействием корпуса камеры смешения и диффузора, окружающих струю;

б) с увеличением давления пара перед соплом уровень шума возрастает (рис. 4), при этом уровень шума свободной струи изменяется заметно, например, на 10 дБ (в диапазоне частот 300—3000 гц) при изменении давления пара с 2 до 6 атм.

Уровень шума в ступени с камерой смешения и диффузором мало изменяется с изменением давления пара;

в) с увеличением выходного диаметра сопла уровень шума возрастает (рис. 3, кривые 5, 7, 8);

г) при замене сопла эжектора на группу сопел с одинаковыми суммарными площадями критического сечения и одинаковыми расширениями уровень шума уменьшается.

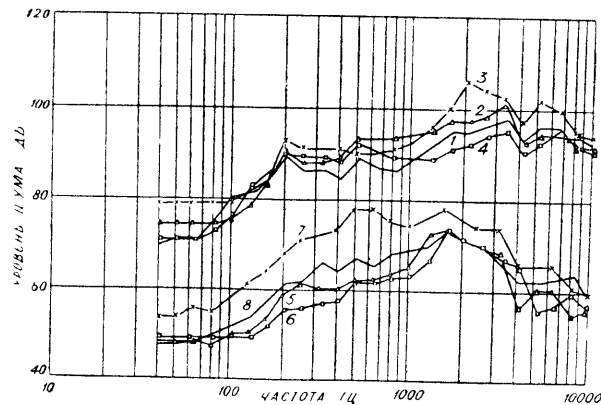


Рис. 3. Шумовые характеристики эжектора с различными соплами при  $P_{\text{пара}} = 6 \text{ атм.}$

а) характеристики свободных паровых струй, истекающих в атмосферу:

1 — сопло  $d_{\text{кр}} = 4,2 \text{ мм}$ ,  $d_2 = 10,0 \text{ мм}$ ; 2 — сопло  $d_{\text{кр}} = 7,2 \text{ мм}$ ,  $d_2 = 10,6 \text{ мм}$ ; 3 — сопло  $d_{\text{кр}} = 7,2 \text{ мм}$ ,  $d_2 = 30 \text{ мм}$ ,  
4 — сопло  $d_{\text{кр}} = 7,2 \text{ мм}$ ,  $d_2 = 18 \text{ мм}$ .

б) характеристики эжектора:

5 — струя, истекающая в вакуум ( $P_{\text{н}} = 468 \text{ мм рт. ст.}$ ,  $d_{\text{кр}} = 7,2 \text{ мм}$ ,  $d_2 = 10,6 \text{ мм}$ ); 6 — струя, истекающая в вакуум ( $P_{\text{н}} = 660 \text{ мм рт. ст.}$ , 3 сопла  $d_{\text{кр}} = 4,2 \text{ мм}$ ,  $d_2 = 10,0 \text{ мм}$ );  
7 — струя, истекающая в вакуум ( $P_{\text{н}} = 664 \text{ мм рт. ст.}$ ,  $d_{\text{кр}} = 7,2 \text{ мм}$ ,  $d_2 = 30 \text{ мм}$ ); 8 — струя, истекающая в вакуум ( $P_{\text{н}} = 554 \text{ мм рт. ст.}$ ,  $d_{\text{кр}} = 7,2 \text{ мм}$ ,  $d_2 = 18 \text{ мм}$ ).

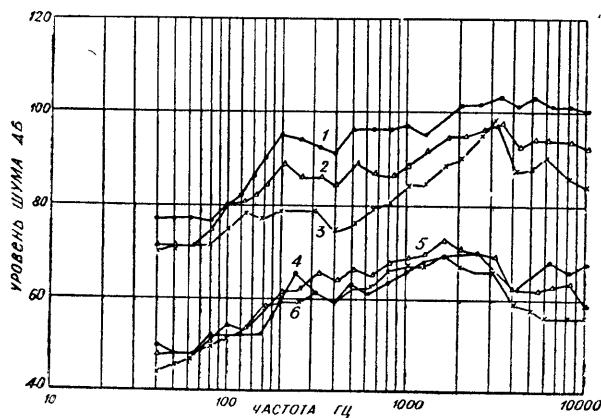


Рис. 4. Изменение уровня шума эжектора с одиночным соплом при различных давлениях пара:

$d_{\text{кр}} = 7,2 \text{ мм}$ ;  $d_2 = 18 \text{ мм}$ ;  $P_{\text{пара}} = 6, 4, 2 \text{ атм.}$

1, 2, 3 — свободные паровые струи, истекающие в атмосферу;  
4, 5, 6 — струи, истекающие в вакуум ( $P_{\text{н}} 564, 714, 740 \text{ мм рт. ст.}$ ).

Для обработки полученных экспериментальных данных нами была сделана попытка использовать методы, основанные на теории шумообразования свободных газовых струй и теории звукоизоляции.

Звуковая мощность, создаваемая свободной турбулентной струей газов при истечении в окружающую среду, может быть определена по вышеприведенной формуле (1) Лайтхилла. Уровень звуковой мощности струи или суммарного шума на расстоянии от источника шума подсчитывается по формуле:

$$L_1 = 10 \lg \frac{W}{2\pi r^2} + 130 = 10 \lg W - 20 \lg r + 122. \quad (2)$$

Используя известные формулы и методы архитектурной акустики, можно рассчитать ожидаемый уровень звуковой мощности шумов, проникающих через стенки корпуса эжекторной ступени, а также любых звукоизолирующих ограждений и построить частотную характеристику насоса.

Известно [6], что звукоизолирующая способность преграды зависит от их линейных размеров, числа слоев, веса, а также от спектрального состава шума.

Уровень шума, проникающего через звукоизолирующую преграду при нахождении источника шума в помещении, определяется по формуле:

$$L_2 = L_1 - 10 \lg \frac{A}{(1 - \bar{\alpha})} - R_k + 122 \quad (3)$$

или с учетом выражения (2)

$$L_2 = 10 \lg W - 20 \lg r - 10 \lg \frac{A}{(1 - \bar{\alpha})} - R + 122, \quad (4)$$

где  $A$  — суммарное звукопоглощение помещения, подсчитываемое по формуле Разумова:

$$A = 0,35 \sqrt[3]{V^2}, \quad (5)$$

$V$  — объем помещения,  $\text{м}^3$ ;

$S$  — внутренняя поверхность помещения,  $\text{м}^2$ ;

$\bar{\alpha} = \frac{V}{S}$  — среднее значение коэффициента звукопоглощения

стенок канала или ограждения;

$R$  — звукоизолирующая способность стенок корпуса ступени или ограждения,  $\text{дБ}$ .

Расчет звукоизолирующей способности стенок канала от воздушного шума ведется по методу Ваттерса [6], который состоит в построении частотной характеристики звукоизолирующей способности выбранного материала и сравнении

его с нормами СН-245-63 [7]. В том случае, если уровень шума значительно выше нормального, его устраняют путем дополнительной звукоизоляции, расчет ее и построение частотной характеристики ведется также по вышеупомянутому методу Ваттерса.

В качестве примера приводим результаты расчета шумовых характеристик насоса НЭВ-4 без звукоизоляции и с дополнительной изоляцией (кирпичная стена толщиной 25 см).

Пароэжекторный насос НЭВ-4 — пятиступенчатая экспериментальная установка производительностью 1000 л/сек при  $2 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст.

Результаты расчетов уровня шумов свободных струй для каждой ступени сведены в табл. 2. Расчет проводился только для четырех паровых ступеней (V — водоструйная ступень, имеющая низкочастотный шум, в расчете не учитывалась).

Таблица 1

№ ступени	Скорость истечения, м/сек	Плотность, кг·сек <sup>2</sup> /м <sup>4</sup>	Диаметр сопла, м	Уровень $L_i$ , дБ	Примечание
I	1680	$14 \cdot 10^{-6}$	0,054	84	Расчеты велись по формулам (1—6)
II	1610	$59 \cdot 10^{-6}$	0,030	98	
III	1600	$12 \cdot 10^{-5}$	0,035	86	
IV	1580	$1 \cdot 10^{-3}$	0,046	125	

Суммарный уровень шума ступеней насоса подсчитывался по формуле

$$L_{\Sigma} = 10 \lg \sum_{i=1}^n 10^{\frac{L_i}{10}}, \quad (6)$$

где  $L_i$  — уровень шума отдельной ступени;

$n$  — число ступеней насоса.

Суммарный уровень  $L_{\Sigma} = 10 \lg (10^{8.4} + 10^{8.6} + 10^{12.5}) = 126$  дБ.

По методике Ваттерса была рассчитана частотная характеристика насоса с учетом звукоизолирующей способности стенок эжекторов. Экспериментально измеренная частотная характеристика насоса в диапазоне частот от 3000 до 10000 гц совпала с расчетной с точностью до 5 дБ.

Приведенные измерения уровня шума, создаваемого насосом НЭВ-450  $\times$  0,5, вблизи насоса и в помещении, изолированном от насоса кирпичной стеной толщиной 25 см, показали, что уровень шума за стеной снижается со 110 дБ до 50 дБ.

Таким образом проведенные исследования шумовых характеристик вакуумной эжекторной ступени в зависимости

от режимов работы, конструкции сопел (одиночные, много-сопельные, кольцевые) показали:

а) уровень шумов пароэжекторных вакуумных насосов составляет 100—130 дБ с максимумом в диапазоне частот 3000—10000 гц;

б) шумовые процессы в пароэжекторных вакуумных насосах сходны с аэродинамическим шумом высокоскоростных струй реактивных двигателей, что дает возможность применения теории свободных газовых струй Лайтхилла для их расчета с учетом звукоизолирующей способности стенок эжектора и дополнительной звукоизоляции по общепринятым методам строительной акустики;

в) уровень шума эжекторной ступени возрастает с увеличением давления рабочего пара и увеличением выходного сечения сопла;

г) уровень шума многосопельных конструкций ниже, чем конструкций с одиночными соплами.

Предложена приближенная методика оценки шумовых характеристик пароэжекторных вакуумных насосов, основанная на применении основных уравнений теории шумообразования свободных газовых струй и теории звукоизоляции.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Цейтлин А. Б. Пароструйные вакуумные насосы. М., „Энергия“, 1965.
2. Аронс Г. А. Струйные аппараты. М., Госэнергоиздат, 1948.
3. Рамм В. М. Пароструйные вакуум-эжекторные установки. М., Госхимиздат, 1949.
4. Lighthill M. L. On sound generated aerodynamically. Part I, General theory, Proc., Roy., Soc. v. 211, 1952.
5. Lighthill M. L. On sound generated aerodynamically. Part II. Turbulence as a source of sound, Proc., Roy., Soc. Ser. A, v. 222, 1954.
6. Юдин Е. Д. Борьба с шумом. М., Стройиздат, 1964.
7. Санитарные нормы проектирования промышленных предприятий СН-245-63. М., 1963.

УДК 621.527.8

Л. В. ФАЛАЛЕЕВ, А. Б. ЦЕЙТЛИН

## ОПЫТ РАБОТЫ ПАРОМАСЛЯНЫХ БУСТЕР-НАСОСОВ НА ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

Бустер-насосы, обладающие большой производительностью в диапазоне рабочих давлений  $10^{-4}$ — $10^{-1}$  мм рт. ст., применяются во многих технологических процессах, где требуется удаление больших количеств газа. В частности,

они получили широкое распространение в электротехнической промышленности, где используются в установках для пропитки в вакууме изоляции высоковольтных трансформаторов и силовых конденсаторов жидкими диэлектриками, а также в установках для вакуумной осушки и дегазации самих пропитывающих жидкостей. Однако применение бустер-насосов для указанных целей имеет существенные недостатки. Поскольку в качестве рабочих жидкостей в бустер-насосах используются специальные вакуумные масла (Г, ВМ-3 и полисилоксановая жидкость ПФМС-1), то при термовакuumной обработке пропитывающих жидкостей последние загрязняются насосной жидкостью, что приводит к ухудшению их диэлектрических свойств. Загрязнение же насосной жидкости пропитывающими жидкостями ухудшает вакуумные характеристики насоса.

Эти недостатки можно устранить, если применить пропитывающие жидкости в качестве рабочих жидкостей в бустер-насосах. С целью проверки такой возможности были проведены сравнительные испытания типового бустер-насоса БН-3 при использовании в нем трансформаторного (ГОСТ 982-56), конденсаторного (ГОСТ-5775-51) масел, пентахлордифенила (ГОСТ СТУ-1210-314-64) и типового масла Г (ГОСТ 9184-59).

Испытания проводились на типовом насосе БН-3. С целью уменьшения потерь рабочей жидкости из насоса на выхлопном патрубке была установлена водоохлаждаемая ловушка, подобная по конструкции ловушкам, применяемым в насосах БН-2000, БН-4500, БН-15000.

Испытания насоса БН-3 производились по принятой для бустер-насосов методике. Для каждой из испытываемых жидкостей подбирались необходимый расход воды и мощность подогрева, обеспечивающие оптимальные вакуумные характеристики насоса. Температура охлаждающей воды на входе в насос для всех случаев была одинаковой, равной  $18^{\circ}\text{C} \pm 10\%$ . В насос заливалось одно и то же количество рабочей жидкости — 1,5 л.

Измерения остаточного давления, быстроты откачки и наибольшего выпускного давления производились по воздуху, т. е. при вымораживании паров рабочей жидкости жидким азотом в типовых стеклянных ловушках, установленных перед манометрами. Измерялось также полное остаточное давление без охлаждения ловушки жидким азотом.

Давление воздуха на входе в насос измерялось компрессионным, ионизационным и термодинамическим манометрами. Давление на стороне предварительного разрежения — термодинамическим манометром.

В таблице приведены результаты измерений основных характеристик бустер-насоса БН-3 при использовании в нем

жидких диэлектриков в качестве рабочих жидкостей. Вакуумные характеристики насоса, (помещенные в таблицу), полученные при использовании в нем пропитывающих жидкостей, соответствуют выбранным величинам мощности подогрева и расхода воды, обеспечивающим получение максимальной быстроты откачки при том же впускном давлении ( $5 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.), что и для типового масла Г.

Таблица 1

Характеристика насоса БН-3 при использовании в нем жидких диэлектриков в качестве рабочих жидкостей

Характеристики	Масло Г	Трансформаторное масло	Конденсаторное масло	Пентахлордифенил
Предельный вакуум при вымораживании паров рабочей жидкости жидким азотом, мм рт. ст. . . . .	$10^{-6}$	$10^{-6}$	$10^{-6}$	$10^{-6}$
Предельный вакуум при температуре типовой стеклянной ловушки $20^{\circ}\text{C}$ и температуре охлаждающей воды на входе в насос $18^{\circ}\text{C}$ , мм рт. ст. . . . .	$5 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-4}$
Быстрота откачки в диапазоне рабочих давлений $10^{-3} - 10^{-2}$ мм рт. ст., л/сек . . . . .	425—530	350—515	410—530	400—580
Впускное давление, соответствующее максимальной скорости откачки, мм рт. ст. . . . .	$5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$
Наибольшее выпускное давление, мм рт. ст. . . . .	0,5	0,5	0,5	0,5
Мощность подогрева, кВт . . . . .	3,5	2,5	2,7	3,0
Расход охлаждающей воды при температуре на входе в насос $18^{\circ}\text{C} \pm 10\%$ , л/час . . . . .	180	450	390	180
Температура пара в кипятильнике насоса, $^{\circ}\text{C}$ . . . . .	180	140	158	179

На рис. 1 приведены оптимальные величины скорости откачки насоса БН-3, полученные при его работе на пропитывающих жидкостях.

Для трансформаторного и конденсаторного масел наблюдалась сильная зависимость полного остаточного давления, достигаемого насосом БН-3, от температуры охлаждающей воды. Повышение температуры охлаждающей воды сопровождалось увеличением полного остаточного давления. При-

К. А. САВИНСКИЙ, М. М. СОРОКИН, Н. И. ПЕНКИН,  
А. Э. БЕРЛИН, А. Н. ГРОШКОВ, Д. И. ВЫЛЕГЖАНИН,  
Н. С. ЯШКИН, Д. Ф. ДАНИЛОВСКИЙ

# **КРУПНОГАБАРИТНЫЕ ПАРОМАСЛЯНЫЕ ВЫСОКОВАКУУМНЫЕ НАСОСЫ С БЫСТРОТОЙ ОТКАЧКИ 100 И 200 тыс л/сек В АГРЕГАТНОМ ИСПОЛНЕНИИ**

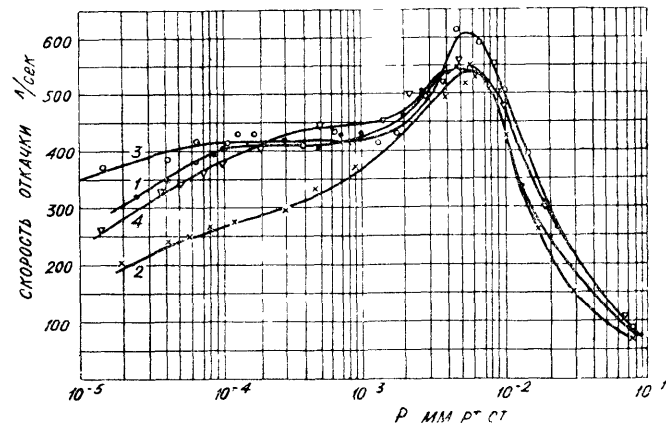


Рис. 1. Зависимость быстроты откачки насоса БН-3 от выпускного давления:

1 — конденсаторное масло. Мощность подогрева 2,7 кВт, расход охлаждающей воды 390 л/час; 2 — трансформаторное масло. Мощность подогрева 2,5 кВт, расход охлаждающей воды 450 л/час; 3 — пентахлордифенил. Мощность подогрева 3 кВт, расход охлаждающей воды 180 л/час; 4 — масло типа „Г“. Мощность подогрева 3,5 кВт, расход охлаждающей воды 180 л/час.

веденные в таблице величины полного остаточного давления, достигаемые насосом БН-3, получены при указанных в той же таблице расходах воды.

Таким образом, сравнительные испытания показали, что диэлектрические жидкости (трансформаторное, конденсаторное масла и пентахлордифенил) могут быть применены в качестве рабочих жидкостей в бустер-насосах. Для получения оптимальных характеристик насосов для каждой жидкости необходим подбор соответствующей мощности подогрева насоса и расхода охлаждающей воды. Применение пропитывающих диэлектриков в качестве рабочей жидкости в бустер-насосе при откачке пропитывающих и дегазационных установок позволяет избежать применения ловушек, устанавливаемых обычно между откачиваемой системой и насосом. Избыток рабочей жидкости, образующейся при этом в кипятильнике насоса за счет перекачки паров пропитывающего диэлектрика из откачиваемой системы, может сливаться в специальный бачок, соединенный с кипятильником, и повторно использоваться для целей пропитки.

Авторы выносят благодарность В. Г. Куликову и Г. А. Исаеву, принимавшим активное участие в экспериментах.

Развитие крупнотоннажной вакуумной металлургии, в первую очередь, а также других отраслей производства и исследований с использованием техники высокого вакуума поставило на повестку дня необходимость создания высоковакуумных насосов с намного большей производительностью и быстротой откачки, чем существующие.

В крупных печах с электронным нагревом металла сейчас приходится устанавливать по нескольку агрегатов на базе насосов с быстротой откачки 20000 л/сек. Это в значительной мере усложняет установки и ведет к дополнительным затратам при эксплуатации.

Хотя пароструйные насосы являются не единственными аппаратами для получения высокого вакуума, однако, благодаря своей простоте, надежности и относительно низкой стоимости они остаются основным откачным средством.

Перед авторами была поставлена задача разработать уникальные высоковакуумные и сверхвысоковакуумные насосы с быстротой откачки 100 и 200 тысяч литров в секунду в агрегатном исполнении.

Вопрос о принципиальной возможности создания очень крупных паромасляных насосов в свое время был рассмотрен Ноллером [1]. В результате теоретического анализа он показал, что при любом увеличении длины струи (диаметра насоса) быстрота откачки должна оставаться пропорциональной квадрату диаметра впускного отверстия насоса. При этом диапазон рабочих давлений должен уменьшаться со стороны высоких давлений.

Практическая реализация повышения быстроты откачки насосов до 100—200 тыс. л/сек приводит к необходимости увеличивать их диаметр до 1,5—2,5 м и вводить дополнительные ступени сжатия. Поскольку высота насоса определяет высоту производственных помещений и расположение подъемного оборудования, использование обычной схемы приводит к неприемлемой высоте насосов.

После анализа различных схем авторы остановились на решении, предложенном Боллингером [2], обеспечивающем наименьшую высоту при заданном диаметре впускного от-

версия. По этой схеме часть охлаждаемого корпуса насоса «вдвинута» внутрь наружного корпуса. Количество ступеней сжатия, конструкция сопел (диаметр, размеры проточной части) определялись по опубликованной методике [3]. Расчетные данные проверялись и корректировались экспериментально.

Созданные насосы с быстротой откачки 100 и 200 тыс. л/сек имеют следующие конструктивные особенности: паропровод с четырьмя ступенями сжатия в виде зонтичных сопел, которые выполнены как отдельные блоки, что позволяет собирать и регулировать каждую ступень сжатия на монтажном столе; материал паропровода — нержавеющая сталь, сплавы алюминия; материал корпусов — нержавеющая сталь; система охлаждения корпусов насосов выполнена в виде желобов из тонкой нержавеющей стали, приваренных к корпусу аргоно-дуговой сваркой; нагреватель — в виде блоков трубчатых нагревателей (ТЭН), погруженных в масло.

На рис. 1 показан внешний вид насоса Н-200 (200 тыс. л/сек) на испытательном стенде. Насос Н-100 (100 тыс. л/сек) выглядит аналогично.

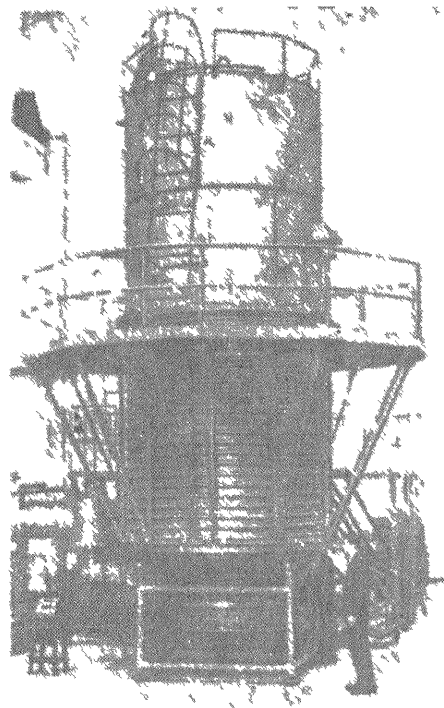


Рис. 1 Внешний вид насоса Н-200 с измерительным колпаком на испытательном стенде

На рис. 2 приведены зависимости быстроты откачки насоса от впускного давления, а в табл. 1 — основные характеристики насосов при работе на масле ВМ-1.

Для агрегатирования насосов были разработаны ловушки с водяным и азотно-водяным охлаждением и высоковакуумные прогреваемые затворы. Ловушки, охлаждаемые водой, имеют проводимость 110000 и 210000 л/сек. Пролет паров масла через них —  $10^{-2}$  мг/час·см<sup>2</sup>. Ловушки с азотно-водяным охлаждением — меньше  $10^{-5}$  мг/час·см<sup>2</sup>\*) при температуре верхнего ряда жалюзи — 150°С. Расход жидкого азота в уста-

\*) Цифра  $10^{-5}$  мг/час·см<sup>2</sup> представляет собой чувствительность метода [4]

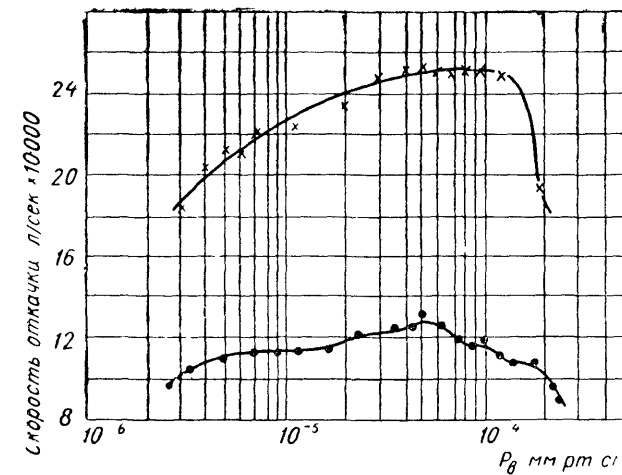


Рис. 2. Зависимости быстроты откачки насосов Н-100 и Н-200 от выпускного давления, (● — насос Н 100, × — насос Н 200).

новившемся режиме 25 и 50 л/час с помощью внешнего нагревателя ловушки могут быть прогреты до 250°С.

Вакуумные затворы — углового типа. Заслонки у обоих затворов имеют коническую форму. Они передвигаются и уплотняются с помощью центрального штока от электро-механического привода, имеющего ручной дублер. Затворы одностороннего действия. Механизмы затворов рассчитаны на уплотнение заслонки при перепаде давления в одну атмосферу со стороны откачиваемого объема. При повышении давления под заслонкой начинается перепуск газа при избыточном давлении 230 мм рт. ст. у затвора  $D_y=1800$  мм и при 55 мм рт. ст. у затвора  $D_y=2500$  мм. Затворы могут выдерживать периодический нагрев до 250°С.

Из разработанных насосов, ловушек и затворов скомпонованы 4 типа агрегатов: высоковакуумные агрегаты ВА-100, ВА-200 и сверхвысоковакуумные СВА-100 и СВА-200. В конструкции всех узлов и агрегатов использованы универсальные фланцевые соединения, предложенные А. В. Балицким. Уплотнение в этих соединениях может производиться как с помощью резиновых прокладок, так и с помощью медной проволоки.

Основные вакуумные характеристики агрегатов приведены в табл. 1.

Таким образом, с разработкой высокопроизводительных паромасляных насосов с быстротой откачки 100 и 200 тыс. л/сек появились новые возможности интенсификации вакуумно-

Характеристики насосов и агрегатов

Характеристики	Насосы в агрегатном исполнении				
	Н-100	Н-200	ВА-100	СВА-100	СВА-200*)
Быстрота откачки, л/сек	100000	200000	40000	30000	75000
Диапазон давлений, мм рт. ст.	$1 \cdot 10^{-5} - 2 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-5} - 1,2 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-5} - 4 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-6} - 6 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-5} - 3 \cdot 10^{-4}$
Предельное разрежение, мм рт. ст.	$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-6}$
Габариты:					
диаметр впускного отверстия, мм	1800	2500	1800	1800	2500
высота, мм	3520	4320	8030	8520	9330
площадь в плане, (мм × мм)	$2050 \times 2500$	$2780 \times 3430$	$2800 \times 3040$	$2800 \times 3040$	$3430 \times 4000$
Вес, т	2,6	5,3	7,4	8,1	14,1
Мощность подогрева, кВт	20	32	20	20	32
Насосы предварительного разрежения	ВН6-Г 2ДВН-1500	ВН-300 2ДВН-1500 2 шт.	ВН6-Г 2ДВН-1500	ВН6-Г 2ДВН-1500	ВН-300 2ДВН-1500 2 шт., 2ДВН-1500 2 шт.
					60000
					$5 \cdot 10^{-6} - 4 \cdot 10^{-4}$
					$5 \cdot 10^{-8}$
					2500
					9770
					$3430 \times 4000$
					15,5
					32

\*) Данные проекта.

металлургических и других вакуумных процессов, а также возможность снижения эксплуатационных расходов на крупных установках. К моменту окончания разработки созданные насосы являются самыми крупными в мире.

Значительное улучшение вакуумных характеристик разработанных насосов и агрегатов может дать использование в них новой рабочей жидкости ФМ-1, имеющей более низкую упругость пара по сравнению с маслом ВМ-1.

Авторы выражают благодарность М. И. Меньшикову и А. А. Кузьмину за внимание и интерес к работе и большую признательность коллективу инженеров, мастеров, техников и рабочих, принимавших участие в изготовлении и испытании насосов и агрегатов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Noller G. G. Труды первого международного конгресса по применению вакуумной техники в исследованиях космического пространства, доклад № 35, 1964.
2. Bollinger H. Exp. Techn. Phys. 4, 312, 1963.
3. Цейтлин. Пароструйные вакуумные насосы М., "Энергия", 1965.
4. Барышова Н. М. ПТЭ, № 4, 139, 1965

УДК 533.697.5

И. И. МОСИН, И. И. КАЛМЫКОВ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНОЙ ЭЖЕКТОРНОЙ СИСТЕМЫ  
ДЛЯ ПРОЦЕССОВ ВАКУУМИРОВАНИЯ

Экономичность эжекторных систем, предназначенных для процессов вакуумирования, можно улучшить путем оптимизации ряда параметров, в том числе геометрических и режимных на основе учета, имеющего место в этом случае, нестационарного характера их работы.

Существует оптимальная эжекторная система для нестационарных условий работы, которой соответствует минимум энергетических затрат для одних и тех же условий вакуумирования.

Энергетические затраты определяются соотношением [1]:

$$\bar{G}_a \tau = -c \int_{\bar{p}_{на}}^{\bar{p}_{ка}} \frac{\bar{p}^{\frac{1-k}{k}}}{n} d\bar{p}, \quad (1)$$



где

$$c = \frac{1}{k} \left( \frac{1}{\bar{P}_{\text{на}}} \right)^{1/k}.$$

Здесь  $\tau$  — время работы эжекторной системы;  $P_n$ ,  $P_k$ ,  $P$  — давление в откачиваемой емкости в начальный, конечный и произвольный моменты времени;  $\bar{G}_a$  — массовый расход активного рабочего тела в единицу времени, приходящийся на единицу эжектируемой массы  $\bar{G}_{\text{ин}}$  в начальный момент времени;  $G_{\text{ин}} = P_n V_0 / R_n T_n$ ;  $V_0$  — объем откачиваемой емкости;  $T_n$  — температура откачиваемого газа;  $K$  и  $R$  — показатель адиабаты и газовая постоянная;  $\bar{P}_{\text{ка}} = P_k / P_a^*$ ;  $\bar{P}_{\text{на}} = P_n / P_a^*$ ;  $P = P / P_a^*$ ;  $n = \frac{G_n}{G_a}$  — коэффициент эжекции;  $P_a^*$  — полное давление перед активным соплом.

Сравнительно медленное изменение основных параметров эжекторной системы в процессе вакуумирования позволяет заменить нестационарный процесс ее работы серией квазистационарных режимов. На этом основании связь  $n = f(\bar{P})$ , необходимая для решения интеграла (1), принималась в форме внешних характеристик. Сложные зависимости  $n\sqrt{\theta} = f(\bar{P})$ , полученные из уравнений эжекции, аппроксимировались ломаной прямой.

$$\left. \begin{aligned} n\sqrt{\theta} &= a_1 + b_1 \bar{P} & 0 \leq n\sqrt{\theta} < n^* \sqrt{\theta} \\ n\sqrt{\theta} &= a_2 + b_2 \bar{P} & n^* \sqrt{\theta} \leq n\sqrt{\theta} < n_0 \sqrt{\theta} \end{aligned} \right\}. \quad (2)$$

Здесь  $a$  и  $b$  — индивидуальные константы;  $n^*$  — коэффициент эжекции, соответствующий пересечению прямых;  $n_0$  — коэффициент эжекции в начальный момент откачки;

$\theta = \frac{T_n}{T_a}$  — температурный перепад на активном сопле.

Величину  $P_k$  в заданной емкости  $V_0$  можно получить с помощью целого ряда эжекторных ступеней, каждая из которых имеет вполне определенную геометрическую характеристику  $\bar{f}_{1\text{кр}}$ , величину скорости на входе в камеру смешения в конце процесса вакуумирования  $\lambda'_{\text{ин}}$ . Это положение иллюстрируется рис. 1 и табл. 1, где представлены внешние характеристики такого ряда эжекторных систем. Характеристики рассчитывались по уравнениям [2] в предположении, что смешиваемые газы (воздух) имеют одинаковые физические свойства, потери трения в элементах отсутствуют. Принималось, что  $P_a^* = 7 \text{ ата}$ ,  $P_n = 1 \text{ ата}$ ,  $P_k = 0,25 \text{ ата}$ ,  $\theta = 1$ ,  $K_a = K_n = 1,4$  ( $\bar{P}_{\text{ан}} = 7$ ,  $\bar{P}_{\text{ак}} = 28$ ,  $\pi_k = 4$ ).

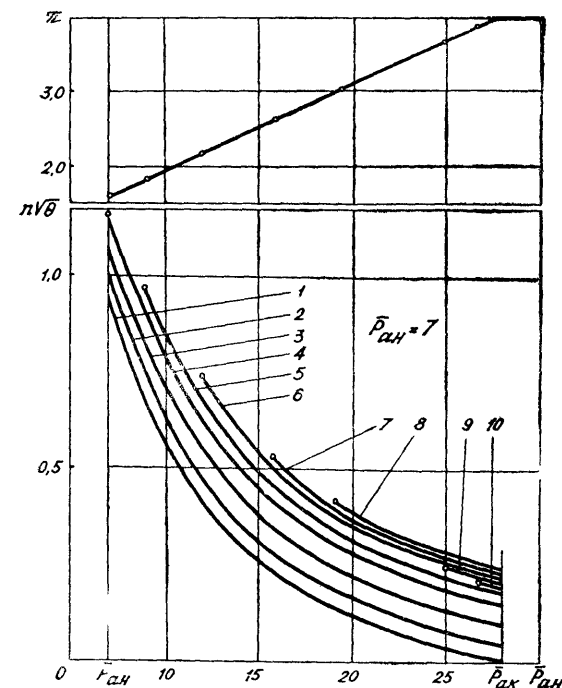


Рис. 1. Внешние характеристики эжекторных систем при  $\bar{P}_{\text{ан}} = 7$  и  $\bar{P}_{\text{ак}} = 28$ .

Таблица 1

№ кривых	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\bar{f}_{1\text{кр}}$	10,5	11,0	11,4	11,66	11,9	12,0	11,96	11,8	11,4	11,2
$\lambda_{1\text{а}}$	1,35	1,51	1,62	1,73	1,82	1,88	1,93	1,96	2,0	2,01
$\lambda'_{\text{ин}}$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95

Здесь  $\bar{f}_{1\text{кр}} = \frac{F_1}{F_{\text{кр}}}$  — отношение площади камеры смешения  $F_1$  к площади сопла в критическом сечении  $F_{\text{кр}}$ .

Как видно из рис. 1 и табл. 1, величина  $\lambda'_{\text{ин}}$  изменяется в пределах от  $\lambda'_{\text{ин}} = 0$  до  $\lambda'_{\text{ин}} = 1,0$  для всего ряда этих эжекторных ступеней. Это значит, что величина  $\lambda'_{\text{ин}}$  может употребляться в качестве характерного параметра эжекторной системы. Каждой величине  $\lambda'_{\text{ин}}$  отвечает вполне определенная

геометрия системы ( $\bar{f}_{1\text{кр}}, \lambda_{1a}$ ). В этом случае серия характеристик  $\bar{G}_a \tau = \varphi(\bar{P})$  для разных  $\bar{f}_{1\text{кр}}, \lambda_{1a}$  приводится к одной кривой зависимости  $\bar{G}_a \tau = \varphi(\lambda'_{1п})$  для этих систем. Очевидно, оптимальной эжекторной системе будет удовлетворять условие

$$d(\bar{G}_a \tau)/d(\lambda'_{1п}) = 0. \quad (3)$$

Анализ функции  $\bar{G}_a \tau = \varphi(\lambda'_{1п})$  удобно вести графоаналитическим способом.

На рис. 2 для условий рис. 1 приведены зависимости  $\bar{G}_a \tau = \varphi(\lambda'_{1п})$  для разных  $\pi_k$  при  $\bar{P}_{ан} = 7$ . Все они имеют экстремальные точки, отвечающие оптимальной эжекторной системе для нестационарных условий работы (кривая *a*). Там же для сравнения приведены данные, соответствующие оптимальному эжектору Ю. Н. Васильева\*) [2] (кривая *б*).

Из рис. 2 следует, что по величине энергетических затрат  $\bar{G}_a \tau$  существенно отличаются между собой: оптимальная эжекторная система для нестационарных условий работы и оптимальный эжектор Ю. Н. Васильева, в особенности при больших  $\pi_k$ .

Так, при  $\pi_k = 6$  первая система для совершения заданной работы расходует в 2,5 раза меньше рабочего тела, чем опти-

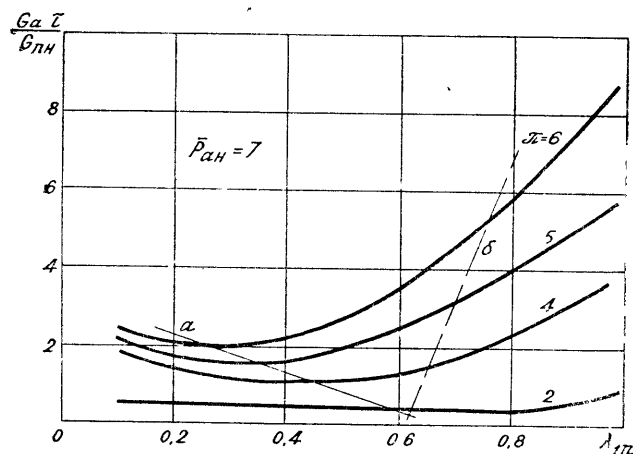


Рис. 2. Энергетические характеристики эжекторных систем

\*) Оптимальный эжектор Ю. Н. Васильева [2] при конечном перепаде давления и заданной степени сжатия имеет максимальный коэффициент эжекции. На рис. 1 этому эжектору соответствует верхняя кривая ( $\bar{f}_{1\text{кр}} = 11,8$ ;  $\lambda_{1a} = 1,96$ ).

мальный эжектор Ю. Н. Васильева за одно и то же время откачки при прочих равных условиях.

С уменьшением  $\pi_k$  разница в  $\bar{G}_a \tau$  для того и другого эжектора убывает и, примерно при  $\pi_k = 2$  она практически отсутствует.

По оптимальной величине  $\lambda'_{1п}$ , которой удовлетворяет минимум функции  $\bar{G}_a \tau = \varphi(\lambda'_{1п})$  можно с помощью рис. 1 (табл. 1) или уравнений эжекции определить оптимальную геометрию системы  $\bar{f}_{1\text{кр}}, \lambda_{1a}$ . Для условий рис. 1 ( $\bar{P}_{ан} = 7$ ,  $\pi_k = 4$ ) величина  $\bar{f}_{1\text{кр}} = 12,00$  и  $\lambda_{1a} = 1,88$ . Расчеты выполнялись на ЭВМ „Наири“.

Аналогичные исследования были проведены при разных величинах располагаемого перепада давления  $\bar{P}_{ан}$ . В этом случае относительные энергетические затраты определялись по соотношению

$$\eta = L/L'. \quad (4)$$

Здесь  $L = \bar{G}_a \tau \cdot l_{ада}$  — располагаемая работа активного газа, которая является функцией перепада давления  $\bar{P}_{ан}$ , штрихом обозначены параметры некоторой известной эжекторной системы, принятой за исходную.

С повышением величины  $\bar{P}_{ан}$  энергетический показатель уменьшается (табл. 2), что обусловлено ростом кпд эжекторной ступени.

Таблица 2

$\bar{P}_{ан}$	7	10	20	50	100
$\eta$	1,0	0,9	0,74	0,56	0,46

Примечание.  $L'$  определялась при  $\bar{P}_{ан} = 7$ .

## ВЫВОДЫ

1. Разработана расчетная методика для определения оптимальной эжекторной системы для вакуумирования заданной емкости.
2. Оптимальная эжекторная система для вакуумирования емкости, найденная по предлагаемой методике, существенно выгоднее оптимального эжектора, выбранного, исходя из стационарных условий работы, в особенности при больших степенях сжатия в ступени.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Эдди Чау. О начальных характеристиках сверхзвуковой эжекторной системы. — Теоретические основы инженерных расчетов, № 4. М., „Мир“, 1964.
2. Васильев Ю. Н. Теория сверхзвукового эжектора с цилиндрической камерой смешения. — Сб. Лопаточные машины и струйные аппараты, вып. 2. М., „Машиностроение“, 1967.

УДК 533. 528

**В. П. ДУБОВЕНКО, Г. П. КОЛОМИЕЦ, Н. М. ЩЕРБАНЬ**

### ПРИМЕНЕНИЕ ПАРОМАСЛЯНЫХ НАСОСОВ ДЛЯ ОТКАЧКИ МАСС-СПЕКТРОМЕТРОВ

Принцип работы магнитного масс-спектрометра требует поддержания в его анализаторе высокого вакуума, а, следовательно, и молекулярности течения газа [1]. При молекулярном режиме течения газа имеется дискриминация по молекулярным массам, т. к. проводимость вакуумопроводов пропорциональна  $\frac{1}{\sqrt{M}}$  (где  $M$  — молекулярная масса газа) [2].

Наличие дискриминации меняет процентные соотношения газов в смеси, напускаемой в область ионизации. Устранить это вредное явление можно лишь в том случае, если скорость откачки области ионизации тоже будет пропорциональна  $\frac{1}{\sqrt{M}}$  [1]. Известно, что скорость откачки области

ионизации определяется из соотношения:  $S = L \frac{1}{1 + \frac{L}{S_n}}$ , где

$L$  — проводимость вакуумопроводов;  $S_n$  — скорость откачки насоса. Величина  $L$  пропорциональна  $\frac{1}{\sqrt{M}}$ . Следовательно, чем больше  $S_n$  по отношению к  $L$ , тем с большей точностью  $S$  пропорциональна  $\frac{1}{\sqrt{M}}$ , даже если неизвестна зависимость  $S$  от  $M$ . Таким образом, теоретически в масс-спектрометре может быть применен насос любого типа. Однако при выборе, например, магнитно-ионизационного насоса и при необходимости устранить дискриминацию между гелием и азотом с точностью в 1%, оказывается, что либо  $S_n$  надо брать слишком большим, либо  $L$  слишком малым. Ни то, ни другое нежелательно. Поэтому для серийных приборов был выбран диффузионный насос, т. к. его скорость откачки близка к пропорциональности  $\frac{1}{\sqrt{M}}$ . Вакуумные системы серийных масс-

спектрометров откачиваются пароструйными насосами, которые обеспечивают вакуум в диапазоне  $2 \cdot 10^{-8} - 2 \cdot 10^{-7}$  мм рт. ст.

Ртуть, как рабочая жидкость для дифнасоса, имеет по сравнению с маслом два преимущества. Во-первых, ее масс-спектр узкий и хорошо известный, а во-вторых, она значительно меньше подвержена окислению при контакте с воздухом в нагретом состоянии. Однако ртуть является токсичным веществом и замена ее необходима.

Кроме того, сверхвысоковакуумные системы на базе паротрубных дифнасосов сложны конструктивно и в эксплуатации [3, 4]. А вместе с тем, серийно выпускают паромасляные дифнасосы, пригодные для создания на их базе относительно простых сверхвысоковакуумных систем, и рабочие жидкости к ним, обладают весьма низкой упругостью пара.

Исходя из этого, нами были выбраны паромасляные насосы Н-1С-2. Для определения общих тенденций поведения этих насосов в вакуумной системе масс-спектрометра они были испытаны в приборах МИ-1305, МХ-1303, МХ-1306, МИ-1311. Одновременно определялась возможность замены в этих приборах паротрубных насосов паромасляными без существенных переделок их вакуумных систем. Вся переделка вакуумной системы сводилась к тому, что между насосами Н-1С-2 и высоковакуумными ловушками для увеличения эффективности последних ставились переходники-отражатели (рис. 1), а металлические трубки между дифнасосами и форбаллоном заменялись резиновыми. В качестве рабочих жидкостей в дифнасосах использовались масла ВМ-1, ВМ-5, ПФМС-2 и 5Ф4Э.

Выяснилось, что минимальный фон обеспечивается при работе на масле 5Ф4Э. Однако после случайного напуска воздуха в систему и срыва работы дифнасоса требуется полная разборка и чистка всего анализатора, т. к. это масло

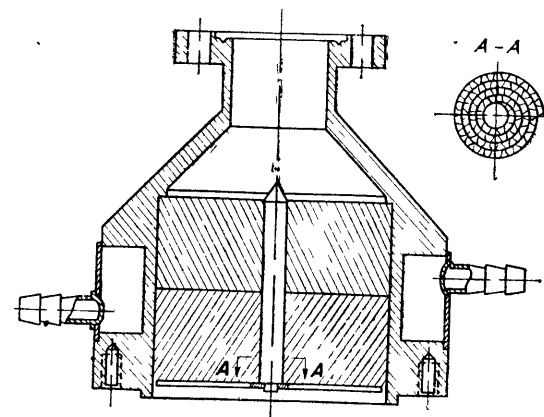


Рис. 1.

можно удалить оттуда только механическим путем. Это же относится и к маслу ПФМС-2, т. к. при его разложении вследствие нагрева образуется полупроводниковая пленка кремния, отрицательно влияющая на работу ионно-оптической системы. Масло ВМ-1 или ВМ-5, попадающее в небольшом количестве в анализатор, может быть удалено прогревом. Поэтому почти все работы по испытанию паромасляных насосов на масс-спектрометрах мы проводили на масле ВМ-1. При замене масла ВМ-1 маслом ВМ-5 разницы в фоне не было обнаружено.

Как показали эксперименты, если парортутные насосы заменить насосами Н-1С-2 даже с указанными переходниками, то достичь паспортного уровня фона на приборах МИ-1305 и МХ-1303 весьма трудно, а на приборах „единой серии“ — почти невозможно. Но при работе на масс-спектрометре паспортный фон не всегда нужен. И вопрос о замене парортутных насосов паромасляными на наиболее широко распространенных приборах МИ-1305 можно решить в каждом конкретном случае, исходя из спектра фона, представленного на рис. 2.

На этом рисунке приведен фон, которого можно добиваться ежедневно при работе в одну смену на протяжении нескольких месяцев, если при каждом включении масс-спектрометра греть высоковакуумные ловушки и анализатор. Время, необходимое для этого, около 4 часов. Кроме этого, необходимо знать, что этот фон остается неизменным лишь в течение 6—7 часов. Потом начинается его рост и через 2 суток, увеличившись во много раз, он стабилизируется. Начало роста объясняется, по-видимому, достижением области ионизации масляной пленкой, мигрирующей по внутренним поверхностям вакуумной системы.

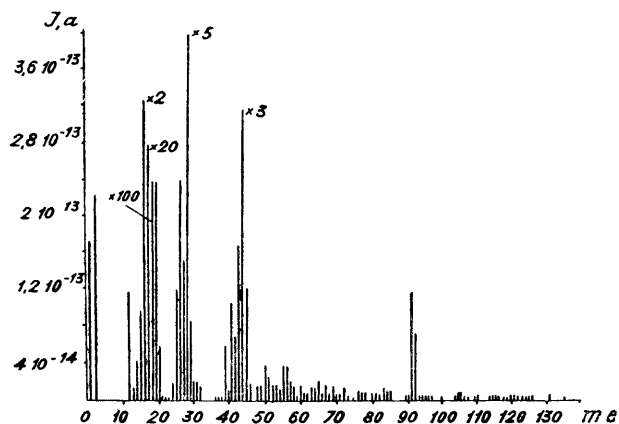


Рис. 2.

В результате проделанной работы нами были сделаны такие выводы:

1. Одноударная высоковакуумная ловушка, применяемая в серийных масс-спектрометрах, не обладает требуемой эффективностью.

2. Отсутствие антимигратора отрицательно влияет на работу системы.

3. Низкая температура прогрева вакуумных систем серийных приборов и наличие в них непрогрываемых участков требует больших затрат времени на подготовку масс-спектрометра к работе и не позволяет получить фон, необходимый для современного прибора.

Таким образом, системы откачки анализаторов серийных приборов рассчитаны на работу с парортутными насосами и на паромасляных насосах работают неудовлетворительно.

Нами были созданы новые системы откачки масс-спектрометров на базе паромасляных насосов, дискриминации которых не превышали 1% для любых двух изотопов одного газа, а не для двух различных газов, существенно отличающихся молекулярными массами, как это делалось ранее. Это позволило в несколько раз увеличить проводимость тракта насос-область ионизации. Скорость откачки анализатора возросла.

Для уменьшения времени подготовки прибора к работе и для уменьшения фона был введен прогрев всей высоковакуумной части системы. Температура прогрева была повышена с 250°С до 450°С. Это вызвало необходимость отказаться от уплотнений, применяемых в серийных приборах и ввести уплотнения по нормальным. Основные узлы серийных приборов оказались непригодными для такого прогрева и их пришлось полностью переделать.

О результатах проведенной работы можно судить по представленному на рис. 3 фону одного из новых масс-спектрометров МИ-1201. Такой низкий фон может оставаться неизменным в течение весьма длительного времени.

Для подготовки этого прибора к работе требуется в два раза меньше времени, чем серийно выпускаемых масс-спектрометров МИ-1309 и МИ-1311.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Барнард. Современная масс-спектрометрия, М., ИИЛ, 1957.
2. Грошковский Я. Технология высокого вакуума. М., ИИЛ, 1957.

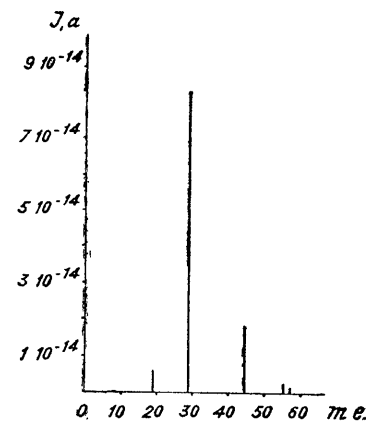


Рис. 3.

3. Меньшиков М. И. Развитие техники получения вакуума. ПТЭ, № 4, 1959.  
4. Тренделенбург Э. Сверхвысокий вакуум. М., „Мир“, 1966.

УДК 621.694.2

В. Г. ЖАРИНОВ, Р. А. РАХИМЗЯНОВ

## К ТЕОРИИ СВЕРХЗВУКОВОГО ЭЖЕКТОРА С ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ КАМЕРОЙ СМЕШЕНИЯ

Во многих отраслях промышленности, науки и техники нашли применение струйные аппараты, в частности, сверхзвуковые газовые эжекторы с цилиндрической камерой смешения.

Изучение процессов в этих эжекторах явилось предметом многочисленных теоретических и экспериментальных исследований [1 ÷ 21]. Существенной особенностью является то, что теоретические исследования посвящены случаям течения потоков термически и калорически совершенных газов.

Из всех работ наиболее полной и законченной является работа [3]. Здесь в одномерной постановке подробно рассмотрены различные особенности течения газов по тракту эжектора, дана теория критических и докритических режимов, а также режимов запираания камеры смешения и сопел.

В настоящее время находят широкое применение эжекторы, у которых термодинамические модели сред отличаются от модели совершенного газа. Важным примером являются пароводяные эжекторы, процессы в проточной части которых сопровождаются фазовыми переходами.

В данной работе рассматриваются некоторые вопросы теории сверхзвукового эжектора с цилиндрической камерой смешения, по тракту которого происходит течение несовершенных газов. Рассмотрено приложение аппроксимаций термодинамических функций.

### 1. Соотношения для камеры смешения

На рис. 1 представлена схема эжектора. Штрихами обозначены параметры высоконапорного газа, двумя штрихами — параметры низконапорного газа, звездочкой сверху — параметры торможения. Индексом внизу будем обозначать номер сечения.

Примем следующие допущения: 1) течение установившееся; 2) течение в соплах и диффузоре одномерное; 3) стенки нетеплопроводны; 4) трение газа о стенки отсутствует; 5) газы находятся в состоянии термодинамического равновесия;

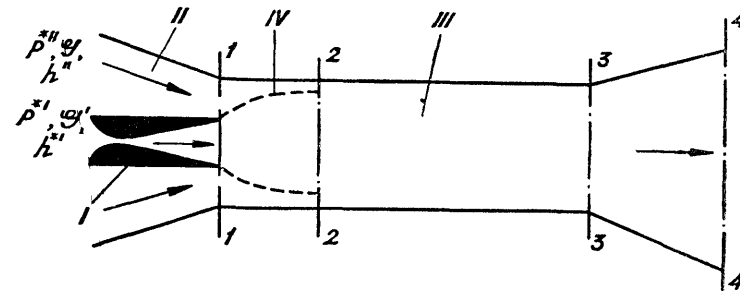


Рис. 1. Схема эжектора.

I — сверхзвуковое сопло, II — сопло низконапорного газа, III — камера смешения; IV — граница сверхзвуковой струи.

- 6) в сечении 3-3 поток полностью перемешан; 7) если высоконапорная и низконапорная среды являются разными и одна из них находится в двухфазном состоянии, то происходит механическое смешение с фазовыми превращениями, если одинаковыми, то возможны и физико-химические превращения; 8) смесь газов подчиняется закону Дальтона — Гиббса; 9) толщины выходных кромок сопел равны нулю.

Используя законы сохранения, получим:

$$\left. \begin{aligned} \rho_3 V_3 (1 + \alpha) &= \rho'_1 V'_1 (k + 1), \quad j_3 = \frac{1}{k + 1} j'_1 + \frac{k}{k + 1} j''_1, \\ \frac{V_3^2}{2} + h_3 &= \frac{h^* + k h''}{k + 1}, \quad k = \alpha \frac{\rho''_1 V''_1}{\rho'_1 V'_1}, \quad P_3^* = P_4^*, \\ \varepsilon &= \frac{P_4^*}{P^*} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где  $\rho$  — плотность,  $V$  — скорость,  $h$  — энтальпия,  $p$  — давление,  $M$  — расход газа,  $f$  — площадь,  $j = V + \frac{p}{\rho V}$ ,  $k = \frac{M''}{M'}$  — коэффициент эжекции,  $\varepsilon$  — степень повышения давления,  $\alpha = j''_1 / j'_1$ .

Используя в качестве независимых параметров, например,  $p$  и  $s$  для смеси газов запишем:

$$\left. \begin{aligned} p_3 &= p'_3 + p''_3, \quad h_3 = \frac{h'_3}{k + 1} + \frac{k h''_3}{k + 1}, \quad s_3 = \frac{s'_3}{k + 1} + \frac{k s''_3}{k + 1}, \\ \rho_3 \left( \frac{\partial h_3}{\partial p'_3} \right)_{s'_3} &= 1 + k, \quad \rho_3 \left( \frac{\partial h_3}{\partial p''_3} \right)_{s''_3} = 1 + \frac{1}{k}, \\ \left( \frac{\partial h_3}{\partial s'_3} \right)_{p'_3} &= \left( \frac{\partial h_3}{\partial s''_3} \right)_{p''_3} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Здесь одним и двумя штрихами обозначены параметры газов в смеси, одинаковых по своему составу соответственно с высоконапорным и низконапорным газами.

Для параметров заторможенного потока

$$\left. \begin{aligned} p_3^* &= p_3^{*'} + p_3^{*''}, \quad h_3^* = \frac{h_3^{*'}}{k+1} + \frac{kh_3^{*''}}{k+1}, \quad h_3^* = \frac{h^{*'} + kh^{*''}}{k+1}, \\ s_3^* &= \frac{s_3^{*'}}{k+1} + \frac{ks_3^{*''}}{k+1}, \quad s_3^* = s_3, \quad \rho_3^* \left( \frac{\partial h_3^*}{\partial p_3^*} \right)_{s_3^*} = 1 + k, \\ \rho_3^* \left( \frac{\partial h_3^*}{\partial p_3^*} \right)_{s_3^*} &= 1 + \frac{1}{k}, \quad \left( \frac{\partial h_3^*}{\partial s_3^*} \right)_{p_3^*} = \left( \frac{\partial h_3^*}{\partial s_3^*} \right)_{p_3^{*''}}. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Наконец, уравнения состояния

$$h' = h'(p', s'), \quad h'' = h''(p'', s''). \quad (4)$$

При заданных параметрах в сечении 1-1 с помощью (1)–(4) можно найти параметры на выходе из эжектора. Решение может быть найдено, вообще говоря, лишь численными методами.

Для характеристики состояния однокомпонентных двухфазных систем удобно использовать параметры  $x, T$ , где  $x$  — степень сухости. Учитывая это, запишем вместо (2) и (4) соотношения для смеси двухфазной и гомогенной сред:

$$\left. \begin{aligned} p_3 &= p_3' + p_3'', \quad h_3 = \frac{h_3' + kh_3''}{k+1}, \quad h_3'' = h(p_3'', s_3''), \quad s_3 = \frac{s_3' + ks_3''}{k+1}, \\ h_3 &= h_{3н}'(1 - x_3') + h_{3в}'x_3', \quad s_3 = s_{3н}'(1 - x_3') + s_{3в}'x_3', \\ p_3' &= p(T_3'), \\ h_{3н}' &= f_1(T_3'), \quad h_{3в}' = f_2(T_3'), \quad s_{3н}' = \psi_1(T_3'), \quad s_{3в}' = \psi_2(T_3'), \\ T_3' &= \left( \frac{\partial h_3'}{\partial s_3'} \right)_{p_3'}, \quad \frac{p_3'}{p_3} = \frac{1}{1+k}, \quad \rho_3 \left( \frac{\partial h_3}{\partial p_3} \right)_{s_3} = 1 + \frac{1}{k}, \\ \frac{1}{\rho_3'} &= \frac{1 - x_3'}{\rho_{3н}'} + \frac{x_3'}{\rho_{3в}'}, \quad \rho_{3н}' = \gamma_1(T_3'), \quad \rho_{3в}' = \gamma_2(T_3'). \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Здесь индексом „в“ обозначены параметры двухфазной среды на верхней пограничной кривой, индексом „н“ — на нижней пограничной кривой. Указанные в данной системе функции температуры  $T_3'$  являются известными.

Аналогично (3) в данном случае можно получить соотношения для параметров заторможенного потока.

После некоторых преобразований вместо (1) запишем:

$$\left. \begin{aligned} \Lambda_3 &= \Lambda_1' \sqrt{\frac{p_1' \rho_1'}{p_3 \rho_3} \frac{k+1}{\alpha+1}}, \\ \frac{\Lambda_3^2}{2} + \frac{h_3}{\tilde{a}_3^2} &= \frac{1}{\tilde{a}_3^2} \frac{h^{*'} + kh^{*''}}{k+1}, \\ z(\Lambda_3) &= \frac{\tilde{a}_1'}{\tilde{a}_3} \frac{1}{k+1} z(\Lambda_1') + \frac{\tilde{a}_1''}{\tilde{a}_3} \frac{k}{k+1} z(\Lambda_1'), \\ k &= \alpha \frac{\Lambda_1''}{\Lambda_1'} \sqrt{\frac{p_1' \rho_1'}{p_1' \rho_1'}}, \quad \varepsilon = \frac{p_4^*}{p^{*''}}, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где

$$\Lambda = \frac{V}{\tilde{a}}, \quad \tilde{a} = \sqrt{\frac{p}{\rho}}, \quad z(\Lambda) = \frac{1}{2} \left( \Lambda + \frac{1}{\Lambda} \right).$$

Кусочно-однородный поток в сечении 1 — 1 можно заменить эквивалентным ему однородным потоком (параметры этого потока обозначены индексом „31“):

$$\left. \begin{aligned} \rho_{31} V_{31} F &= \rho_1' V_1' f_1'(k+1), \\ j_{31} &= \frac{1}{k+1} j_1' + \frac{k}{k+1} j_1'', \\ \frac{V_{31}^2}{2} + h_{31} &= \frac{h^{*1} + kh^{*''}}{k+1}, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

где  $F$  — площадь камеры смешения.

Подобное осреднение равносильно переходу от заданного неравномерного потока к равномерному в цилиндрической камере смешения и связано, следовательно, с увеличением энтропии в осредненном потоке [22].

Теперь мы можем записать:

$$\left. \begin{aligned} \rho_3 V_3 &= \rho_{31} V_{31}, \\ J_3 &= j_{31}, \\ \frac{V_3^2}{2} + h_3 &= \frac{V_{31}^2}{2} + h_{31}. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Эта система уравнений эквивалентна системе для прямого скачка уплотнения.

Если при переходе через скачок внутренняя энергия изменяется только за счет изменения давления и плотности и

если  $\left( \frac{\partial^2 \frac{1}{\rho}}{\partial p^2} \right)_s > 0$ , то возможны только скачки уплотнения,

для которых верны неравенства [23]  $s_3 > s_{31}$ ,  $p_3 > p_{31}$ ,  $V_3^2 < a_3^2$ ,  $V_{31}^2 > a_{31}^2$ ,  $V_{31} - V_3 > 0$ . Здесь  $a$  — скорость звука.

Таким образом, при  $V_{31} > a_{31}$ , имеем два решения. Одно из них соответствует случаю, когда  $V_3^2 = V_{31}^2 > a_{31}^2$  (происходит только смешение, система (8) выполняется тождественно). Для второго решения  $V_3^2 < a_3^2$ . В этом случае процесс в цилиндрической камере можно условно разбить на два: сначала происходит смешение (параметры смешанного потока отыскиваются с помощью системы (7),  $V_{31}^2 > a_{31}^2$ ), затем в прямом скачке уплотнения происходит торможение (параметры после скачка определяются с помощью системы (8),  $V_3^2 < a_3^2$ ).

Отметим условность подобного рассмотрения процесса в цилиндрической камере смешения эжектора, которая следует из принятой постановки задачи. В действительности процесс может быть сложнее и значительно отличаться от рассмотренного. Даже если на входе в канал скорость распределена равномерно, то существование прямого скачка возможно только для малых сверхзвуковых скоростей и тонких пограничных слоев в канале [13].

Может оказаться, что не существует поступательного течения с той же площадью сечения и с теми же значениями расхода  $M$ , потока теплосодержания  $H^*$  и импульса  $I$ , как и данный неравномерный поток, т. е. оказывается невозможным осреднение потоков с сохранением импульсов [22].

Рассмотрим условие существования поступательного течения при осреднении с сохранением  $M$ ,  $H^*$ ,  $I$  для газов с произвольными термодинамическими свойствами. Для этого отметим, прежде всего, некоторые свойства функции  $j(V)$ .

В изэнтропическом потоке вырежем трубку тока (рис. 2). Для дозвуковых скоростей

$$j_2 - j_1 = \frac{1}{\Delta M} \int_{f_1}^{f_2} p df,$$

где  $\Delta M$  — расход газа через трубку тока. Так как  $\int_{f_1}^{f_2} p df < 0$ ,

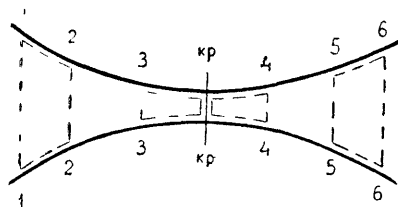


Рис. 2. Трубка тока. Пунктиром обведены контрольные поверхности.

то  $j_2 < j_1$ . Скорость  $V_2 > V_1$ . Отсюда  $j(V)$  — убывающая функция при  $V < a_k$  (индексом «к» будем обозначать критические параметры). В случае сверхзвуковых скоростей

$$j_6 - j_5 = \frac{1}{\Delta M} \int_{f_5}^{f_6} p df.$$

Отсюда  $j_6 > j_5$ , т. е.  $j(V)$  — возрастающая функция при  $V > a_k$ . Функция  $j(V)$  имеет в точке  $V = a_k$  минимум. Действительно, эту точку можно окружить такой окрестностью  $\delta$  ( $a_k - \delta$ ,  $a_k + \delta$ ), что для всех ее точек выполняется неравенство

$$j(V) > j(a_k) \quad \left( \text{всегда} \quad \int_{f_1}^{f_k} p df < 0 \text{ и} \quad \int_{f_k}^{f_2} p df > 0 \right).$$

Неравенство

$$j < a_k + \frac{p_k}{\rho_k a_k} = j_k$$

может служить признаком невозможности осреднения с постоянными  $M$ ,  $H^*$ ,  $I$ .

Решение задачи может быть существенно упрощено благодаря применению аппроксимаций термодинамических функций.

Рассмотрим эжектор, у которого из сверхзвукового сопла истекает двухфазный поток, а эжектируемой средой является перегретый пар того же вещества, подчиняющийся закономерностям совершенного газа.

Процесс на выходе из камеры смешения в этом случае может заканчиваться как в области влажного, так и в области перегретого пара.

Применяя аппроксимации [24]

$$T = Dp^{(x-1)/x}, \quad h = cT + e,$$

запишем систему уравнений эжекции для случая, когда среда в сечении 3-3 является двухфазной:

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon \sqrt{\frac{k+1}{1-\omega} \left[ 1 + \frac{k}{\theta} - (k+1)\omega \right]} \frac{\sigma \delta q(\lambda'_1)}{(\alpha+1)q(\lambda_3)}, \quad \tau = \frac{k_1 + \theta}{k+1}, \\ z(\lambda_3) = \frac{z(\lambda'_1) + \frac{z'}{z''} \sqrt{\frac{x''^2-1}{x'^2-1}} \sqrt{\frac{1-\mu\theta}{\theta(1-\omega)}} k z(\lambda''_1)}{\sqrt{\frac{k+1}{1-\omega} \left[ 1 + \frac{k}{\theta} - (k+1)\omega \right]}}, \\ \frac{z'}{z''} \sqrt{\frac{x'+1}{\left(\frac{2}{z'+1}\right)^{x'-1} \left(\frac{x''+1}{2}\right)^{x''-1}} \frac{x''-1}{z'-1}} \sqrt{\frac{1-\mu\theta}{\theta(1-\omega)}} k = \\ = \frac{\alpha q(\lambda''_1)}{\sigma \delta q(\lambda'_1)}, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

где

$$\tau = \frac{h_4^*}{h^{**}}, \quad \theta = \frac{h^*}{h^{**}}, \quad \sigma = \frac{p^{**}}{p^*}, \quad \delta = \frac{p^*}{p^{**}},$$

$p^*$  — условное давление торможения высоконапорной среды [25],

$$\omega = \frac{e'}{h^*}, \quad e' = \text{const}, \quad \mu = \frac{h_c''}{h^*}, \quad h_c'' = \text{const},$$

$$\left( h^{**} = \frac{\kappa'' p''}{(\kappa'' - 1) \rho''} + h_c'' \right),$$

$\kappa''$  — показатель адиабаты эжектируемой среды.

Полагаем, что параметры торможения высоконапорного газа находятся вне области аппроксимации, статические параметры высоконапорного газа на срезе сопла и смешанного потока, а также параметры торможения смешанного потока находятся в одной области аппроксимации.

Пусть теперь на выходе из цилиндрической камеры среда находится в перегретом состоянии.

В этом случае второе и четвертое уравнения системы (9) сохраняются, вместо первого и третьего уравнений следует записать:

$$\left. \begin{aligned} \epsilon &= \frac{\kappa'}{\kappa''} \sqrt{\left( \frac{2}{\kappa' + 1} \right)^{\frac{\kappa' + 1}{\kappa' - 1}} \left( \frac{\kappa'' + 1}{2} \right)^{\frac{\kappa'' + 1}{\kappa'' - 1}} \left( \frac{\kappa'' - 1}{\kappa' - 1} \right) \times} \\ &\times \sqrt{\frac{\theta + k - \mu(k + 1)\theta}{\theta(1 - \omega)} (k + 1) \frac{\sigma \delta q(\lambda_1')}{(\alpha + 1) q(\lambda_3)}}, \\ z(\lambda_3) &= \frac{z(\lambda_1') + \frac{\kappa'}{\kappa''} \sqrt{\frac{\kappa''^2 - 1}{\kappa'^2 - 1}} \sqrt{\frac{1 - \mu\theta}{\theta(1 - \omega)}} k z(\lambda_1'')}{\frac{\kappa'}{\kappa''} \sqrt{\frac{\kappa''^2 - 1}{\kappa'^2 - 1}} \sqrt{\frac{\theta + k - \mu(k + 1)\theta}{\theta(1 - \omega)} (k + 1)}}. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

## 2. Критические режимы

Основой теории критических режимов эжектора со сверхзвуковым соплом является гипотеза [1—5] о том, что если на входе в камеру смешения одна из струй сверхзвуковая или дозвуковая, а другая дозвуковая, то дозвуковая струя на начальном участке камеры смешения разгоняется до скорости звука в сечении запираания 2-2 (рис. 1), соответствующему максимальному сечению первой „бочки“ сверхзвуковой струи.

Возможные схемы течения в соплах и на начальном участке камеры смешения в зависимости от отношения давлений  $\sigma$  подробно рассмотрены в [3].

Мы ограничимся случаями  $\sigma^{**} < \sigma \leq \sigma_{\max}$ . Здесь  $\sigma_{\max}$  — максимальное отношение давлений, при котором сверхзвуковая струя заполняет все сечение камеры смешения. При  $\sigma = \sigma^{**}$  на срезе сопла устанавливается прямой скачок уплотнения.

Помимо допущений, сделанных ранее, предположим, что: 1) смешение потоков на участке между сечениями 1-1 и 2-2 отсутствует; 2) теплообмен на границе струй отсутствует; 3) потери полного давления отсутствуют; 4) течение эжектируемой среды одномерное.

Пусть  $\sigma^* < \sigma < \sigma_{\max}$  (при  $\sigma = \sigma^*$  давление на срезе сопла равно давлению эжектируемой среды в этом же сечении). В этом случае, применяя законы сохранения, получим:

$$\left. \begin{aligned} \rho_2'' V_2' f_2'' &= \rho_1'' V_1'' f_1'', \quad V_2'' = a_{\kappa}'' , \\ \int_{(f_2')} \rho V df &= \rho_1' V_1' f_1', \quad k J_2' + \frac{1}{\rho_1' V_1' f_1'} \int_{(f_2')} j \rho V df = k J_1'' + J_1', \\ \frac{1}{\rho_1' V_1' f_1'} \int_{(f_2')} h^* \rho V df &= h_{\kappa}^*, \quad f_2' + f_2'' = F, \\ k &= \alpha \frac{\rho_1'' V_1'}{\rho_1' V_1'}, \quad \sigma = \frac{p^*}{p^{**}}. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Неравномерный поток активного газа в сечении 2-2 заменим поступательным осредненным потоком с той же площадью сечения  $f_2'$ . Такой поток характеризуется тремя физическими параметрами, например,  $\rho_2'$ ,  $V_2'$ ,  $h_2^*$  (статические параметры и параметры торможения связаны с помощью изоэнтропических соотношений). Из (11) видно, что неравномерный поток описывается посредством трех интегральных характеристик: расхода  $M' = \int_{(f_2')} \rho V df$ , потока импульса  $I_2' = \int_{(f_2')} j \rho V df$ , по-

тока теплосодержания  $H_2^* = \int_{(f_2')} h^* \rho V df$ . Таким образом, для

определения трех параметров осредненного потока имеем три уравнения, выражающих равенство указанных интегральных характеристик:

$$\left. \begin{aligned} \rho_2' V_2' f_2' &= \int_{(f_2')} \rho V df, \\ J_2' \rho_2' V_2' f_2' &= \int_{(f_2')} j \rho V df, \end{aligned} \right\} \quad (12)$$



$$h_2^{*'} \rho_2' V_2' f_2' = \int_{(f_2')} h^{*'} \rho V df.$$

Учитывая (12), вместо (11) запишем:

$$\left. \begin{aligned} \{\rho'' V'' f''\}_{21} = 0, \quad V_2'' = a_k'', \quad \{\rho' V' f'\}_{21} = 0, \\ \{(j' + k f'')\}_{21} = 0, \quad f_2' + f_2'' = F, \quad k = \alpha \frac{\rho_1'' V_1''}{\rho_1' V_1'}, \quad \sigma = \frac{p^{*'}}{p^{*''}}. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Используя уравнения состояния в форме  $h = h(p, s)$ , запишем:

$$\left. \begin{aligned} V_1' = \sqrt{2(h^{*'} - h_1')}, \quad V_1'' = \sqrt{2(h^{*''} - h_1'')}, \\ V_2' = \sqrt{2(h^{*'} - h_2')}, \\ s_2' = s_1' = s', \quad \{\rho' V' f'\}_{1k} = 0, \\ -\left[\left(\frac{\partial h'}{\partial p'}\right)_{s'}\right]^2 / \left(\frac{\partial^2 h'}{\partial p'^2}\right)_{s'} = 2[h^{*'} - h(p_k', s')], \\ -\left[\left(\frac{\partial h''}{\partial p''}\right)_{s''}\right]^2 / \left(\frac{\partial^2 h''}{\partial p''^2}\right)_{s''} = 2[h^{*''} - h(p_k'', s'')], \\ a_k' = \sqrt{2[h^{*'} - h(p_k', s')]}, \quad a_k'' = \sqrt{2[h^{*''} - h(p_k'', s'')]} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Фигурные скобки означают разность той величины, которая в них содержится, взятую между ее значениями в сечениях, указанных нижним индексом (например,  $\{\rho' V' f'\}_{21} = 0$  означает  $\rho_2' V_2' f_2' - \rho_1' V_1' f_1' = 0$ ). Шестое и седьмое уравнения последней системы служат для определения  $p_k'$  и  $p_k''$ .

Необходимо отметить, что в силу сделанных допущений значения энтропии для сверхзвуковой струи в сечениях 1-1 и 2-2 равны.

На основе анализа, проведенного в [25], сделаем предположение о возможности определения с достаточной точностью для сверхзвуковых потоков величины  $J$  по средним значениям параметров, найденных из условия сохранения трех интегральных характеристик  $M$ ,  $H^*$ ,  $S = sM$  при одной и той же площади сечения.

Учитывая сказанное, при решении систем уравнений (13), (14) будем принимать

$$s_2' = s_1' = s'.$$

При заданных  $h^{*'}, s', h^{*''}, s'', f_1', f_1'', f_k'$  эти системы вместе с соответствующими уравнениями состояния позволяют определить  $\rho_1'', V_1''$ , а затем и коэффициент эжекции. С помощью

рассмотренных выше соотношений для камеры смешения определяются остальные параметры эжектора.

После преобразований вместо (13) можно записать:

$$\begin{aligned} \Lambda_2' &= \frac{\Lambda_1'}{1 + \alpha - \frac{\alpha \Lambda_1''}{\Lambda_2''} \sqrt{\frac{p_1'' \rho_1''}{p_2'' \rho_2''}}} \sqrt{\frac{p_1' \rho_1'}{p_2' \rho_2'}}, \\ z(\Lambda_2') &= \frac{\tilde{a}_1'}{\tilde{a}_2'} z(\Lambda_1') - k \left[ \frac{\tilde{a}_2''}{\tilde{a}_2'} z(\Lambda_2'') - \frac{\tilde{a}_1''}{\tilde{a}_2'} z(\Lambda_1'') \right], \\ \Lambda_2'' = \Lambda_k'' &= \frac{a_k''}{\sqrt{\frac{p_k''}{\rho_k''}}}, \quad k = \alpha \frac{\Lambda_1''}{\Lambda_1'} \sqrt{\frac{p_1'' \rho_1''}{p_1' \rho_1'}}, \quad \sigma = \frac{p^{*'}}{p^{*''}}. \end{aligned}$$

Найдем величины  $\sigma^*$  и  $\sigma_{\max}$ :

$$\begin{aligned} \sigma^* &= \frac{p^{*'}}{p_1'} \pi_k'', \quad \pi_k'' = \frac{p_k''}{p^{*''}}, \\ \sigma_{\max} &= \frac{p^{*'} \alpha}{2 \Lambda_1' \sqrt{\frac{p_1' \rho_1'}{p_1'' \rho_1''} \{\tilde{a}' z(\Lambda')\}_{21}}} \sqrt{\frac{p_2' \rho_2'}{p_1' \rho_1'}} \frac{\Lambda_2'}{\Lambda_1'} = \frac{1}{\alpha + 1}. \end{aligned}$$

Рассмотрим, как и выше, приближенное решение, основанное на применении аппроксимаций. Полагаем, что параметры высоконпорного газа в сечениях 1-1 и 2-2 находятся в одной области аппроксимации. После соответствующих преобразований вместо (13) запишем:

$$\begin{aligned} q(\lambda_2') &= \frac{q(\lambda_1')}{1 + \alpha [1 - q(\lambda_1'')]}, \\ z(\lambda_2') &= z(\lambda_1') - k \sqrt{\frac{1 - \mu \theta}{\theta(1 - \omega)}} \frac{z'}{z''} \sqrt{\frac{z''^2 - 1}{z'^2 - 1}} [1 - z(\lambda_1'')], \\ \frac{z'}{z''} \sqrt{\frac{\left(\frac{2}{z' + 1}\right)^{\frac{x' + 1}{x' - 1}} \left(\frac{z'' + 1}{2}\right)^{\frac{x'' + 1}{x'' - 1}} \frac{z'' - 1}{z' - 1}}{\frac{1 - \mu \theta}{\theta(1 - \omega)}}} k &= \frac{\alpha q(\lambda_1'')}{\sigma \delta q(\lambda_1')}. \end{aligned}$$

Запишем соотношения для  $\sigma^*$  и  $\sigma_{\max}$ :

$$\sigma^* = \left(\frac{2}{z'' + 1}\right)^{x''/(x'' - 1)} \cdot \frac{1}{\pi(\lambda_1') \delta};$$

$$\sigma_{\max} = \frac{\alpha}{V \frac{2(z' + 1) \left( \frac{2}{z' + 1} \right)^{\frac{z' + 1}{z' - 1}} q(\lambda'_1) \{z(\lambda')\}_{21} \delta}}{q(\lambda'_2) = \frac{q(\lambda'_1)}{\alpha + 1}}.$$

В этих соотношениях  $q(\lambda)$ ,  $\pi(\lambda)$  — газодинамические функции расхода и давления.

### 3. О режимах запираания камеры смешения

Выше при рассмотрении соотношений для камеры смешения было отмечено, что кусочно-однородный поток в сечении 1-1 можно заменить эквивалентным ему однородным потоком. Было отмечено также, что подобное осреднение оказывается не всегда возможным. В этом случае при заданных  $h^*$ ,  $s'$ ,  $h^{**}$ ,  $s''$ ,  $f'_1$ ,  $f''_1$ ,  $f'_k$ , а также уравнений состояния сред, режимы, при которых расходы смешиваемых газов не зависят от противодавления (режимы запираания эжектора) не могут быть реализованы за счет критических режимов. Происходит запираание камеры смешения. Параметры на выходе из эжектора в этом случае определяются с помощью (1)–(4) при условии, что  $V_3 = a_{k3}$  (при применении аппроксимаций  $\lambda_3 = 1$ ).

### 4. Некоторые результаты расчетов

Расчеты были произведены для пароводяного эжектора. Был рассмотрен случай, когда рабочий пар при расширении претерпевал фазовые переходы, а эжектируемой средой служил перегретый водяной пар.

Результаты расчетов представлены на рис. 3, где даны зависимости степени повышения давления  $\varepsilon$  от отношения  $f'_1/f'_k$  для различных коэффициентов эжекции при  $\sigma = 50, 100$  и  $\theta_T = 1$  ( $\theta_T = \frac{T^{**}}{T^*}$ ).

Сплошные линии относятся к „точным“ решениям, пунктирные — к решениям, полученным на основе аппроксимаций. Из рисунков видно, что результаты решений хорошо согласуются. Видно также, что при заданиях  $p^*$ ,  $T^*$ ,  $\sigma$ ,  $\theta_T$ ,  $k$  существует наиболее выгодное значение величины  $f'_1/f'_k$ , при которой  $\varepsilon$  достигает максимальной величины.

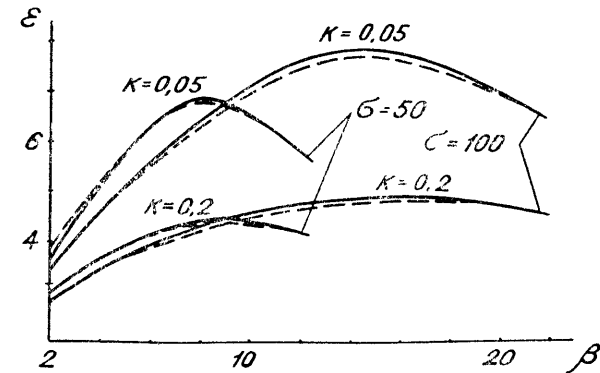


Рис. 3. Параметры пароводяных эжекторов со сверхзвуковым соплом в зависимости от отношения  $\frac{f'_1}{f'_k} \cdot p^{*'} = 9,8 \text{ бар}$ ,  $T^{*'} = 573,15^\circ\text{K}$ ,  $\theta_T = 1$ . — „точная“ зависимость, — — — аппроксимация.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Фабри Ж. и Систрунк Р. Сверхзвуковые воздушные эжекторы. — Сб: Проблемы механики, вып. III. М., ИЛ, 1961.
2. Щукин В. К., Калмыков И. И. Газоструйные компрессоры. М., „Машгиз“, 1963.
3. Васильев Ю. Н. Теория сверхзвукового газового эжектора с цилиндрической камерой смешения. — Сб: Лопаточные машины и струйные аппараты, вып. 2. М., „Машиностроение“, 1967.
4. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М., „Наука“, главная ред. физ.-мат. лит-ры, 1969.
5. Соколов Е. Я., Зингер Н. М. Струйные аппараты. М., „Энергия“, 1970.
6. Keenan J. H., Neumann E. P., Lustwerk F. An investigation of ejector design by analysis and experiment. „Journal of Applied Mechanics“, September, 1950, 298—309.
7. Портнов И. Г. О стационарных режимах работы сверхзвукового газового эжектора. „Изв. АН СССР, ОТН“ 1957, № 4.
8. Харитонов В. Г. Исследование эффективности газового эжектора с цилиндрической камерой смешения. — „Теплоэнергетика“, 1958, № 4, 29—34.
9. Engel M. O., B. Sc. (Eng.) (Graduate). Some problems in the design and operation of jet ejectors. „Proc. Instn. Mech. Engrs.“, Vol. 177, No 13, 1963, 347—362.
10. Дейч М. Е. Техническая газодинамика. М.—Л., Госэнергоиздат, 1961.
11. Черкез А. Я. О некоторых свойствах сверхзвукового течения в начальном участке газового эжектора. „Изв. АН СССР, ОТН, Мех. и машин.“, 1962, № 6, 40—49.
12. Урюков Б. А. Теория дифференциального эжектора. — „Прикладная механика и теоретическая физика“, № 5, 1963, 41—47.
13. Основы газовой динамики. Под ред. Г. Э. Эммонса. М., ИЛ., 1963.
14. Haan R. E. Ic. Supersonic ejectors with mixing at constant cross-section. I. Theoretical part. „Appl. Scient. Res.“ 1963—1964, A12, № 3, 293—313.

15. Байков В. С., Васильев Ю. Н. Об одной возможности повышения эффективности ступени газового эжектора.— Сб.: Лопаточные машины и струйные аппараты, вып. 1. М., „Машиностроение“, 1966.

16. Васильев Ю. Н. О расчете дроссельных характеристик газового эжектора при отрицательных коэффициентах эжекции.— Сб.: Лопаточные машины и струйные аппараты, вып. 1. М., „Машиностроение“, 1966.

17. Коган П. А., Шамис И. Я., Якушин А. Н. Определение оптимальных геометрических характеристик газоструйных аппаратов.— „Теплоэнергетика“, 1967, № 9, 69—73.

18. Баланин Б. А. О длине камеры смешения сверхзвукового эжектора при нулевом коэффициенте эжекции. „Инженерно-физический журнал“, 1967, 13, № 4, 564—567.

19. Гроздовский Г. Л. К теории газового эжектора большой степени сжатия с цилиндрической камерой смешения. „Изв. АН СССР, Мех. жид. и газа“, 1968, № 3, 35—44.

20. Емин О. Н., Зарицкий С. П. Исследование рабочего процесса в эжекторе с малым значением коэффициента эжекции.— „Теплоэнергетика“, 1969, № 4, 77—79.

21. Зуев В. С., Макарон В. С. Теория прямоточных и ракетно-прямоточных двигателей. М., „Машиностроение“, 1971.

22. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М., „Наука“, Гл. ред. физ.-мат. лит-ры, 1967.

23. Седов Л. И. Плоские задачи гидродинамики и аэродинамики. М., „Наука“, Гл. ред. физ.-мат. лит-ры, 1966.

24. Жаринов В. Г., Рахимзянов Р. А. Аппроксимации термодинамических функций несовершенных газов и приложения их к решению некоторых задач. Настоящий сборник.

25. Жаринов В. Г., Сарбаев В. К. К вопросу об осреднении сверхзвуковых потоков несовершенных газов. Настоящий сборник.

УДК 533.528

**Ф. Д. ПУТИЛОВСКИЙ, Н. М. ГУМЕРОВ, И. Г. ХИСАМЕЕВ,  
Р. С. ГАРИФУЛЛИН, Е. Г. СИДОРОВ**

## К РАСЧЕТУ ДИФфуЗИОННЫХ НАСОСОВ

В настоящее время существует несколько теорий диффузионного насоса [1], устанавливающих некоторые качественные зависимости его характеристик от геометрии, свойств рабочего вещества и т. д., но не дающих необходимых количественных зависимостей, пригодных для инженерного расчета насосов.

При разработке диффузионного насоса заданными параметрами, как правило, являются быстрота действия  $S$  в определенной области рабочих давлений и наибольшее выпускное давление  $P_{н. в.}$ .

При конструировании необходимо определить размеры корпуса насоса, число ступеней, размеры сопел, размеры паропровода, т. е. нужно выбрать геометрию проточной

части паропровода и насоса, которые определяются так называемыми характеристическими площадями:

площадью критического сечения сопла  $F_{кр}$ ;

площадью среза сопла  $F_{ср}$ ;

площадью диффузионной щели  $F_{д. щ.}$ ;

а также расстояниями между соплами.

Характеристические площади  $F_{кр}$ ,  $F_{ср}$  и  $F_{д. щ.}$  определяются по графику (рис. 1), выражающему зависимость этих площадей от площади входного сечения  $F_{вх}$ , следующим образом:

По заданной быстроте действия  $S$  и вакуум-фактору  $\eta$  значения которого (без маслоотражателя) для соответствующих быстрот действия приведены в табл. 1, можно найти площадь входного сечения проектируемого насоса  $F_{вх}$ .

$$F_{вх} = \frac{S}{11,6 \cdot \eta}, \text{ см}^2.$$

Таблица 1

Вакуум-фактор в зависимости от быстроты действия

$S$ л/сек	от 20 до 200	от 200 до 2000	от 2000 до 50000
$\eta$	0,2	0,3	0,3

Соответствующий этой площади ближайший нормализованный диаметр выбирается в качестве условного прохода проектируемого насоса.

Затем, из графика (рис. 1) по площади  $F_{вх}$ , соответствующего выбранному диаметру, определяется  $F_{кр}$ ,  $F_{ср}$  и  $F_{д. щ.}$  для всех ступеней насоса, и уточняется значение быстроты действия  $S$ .

Строго говоря, быстрота действия насоса зависит от рода откачиваемого газа и его температуры, рода рабочей жидкости и структуры паровой струи, площади диффузионной щели, впускного давления и ряда других факторов.

Анализируя характеристики различных по размерам насосов, работающих на одной же рабочей жидкости, оказалось возможным сделать два вывода:

1. Быстрота действия насоса определяется площадью диффузионной щели 1 ступени.

2. Однотипные насосы геометрически подобны друг другу по основным размерам и сравнимы по удельным характеристикам. График (рис. 1) является как бы подтверждением вывода о геометрическом подобии насосов по основным размерам. Все насосы, выпускаемые промышленностью, были вычерчены одинаковыми, чертежи наложены друг на друга.

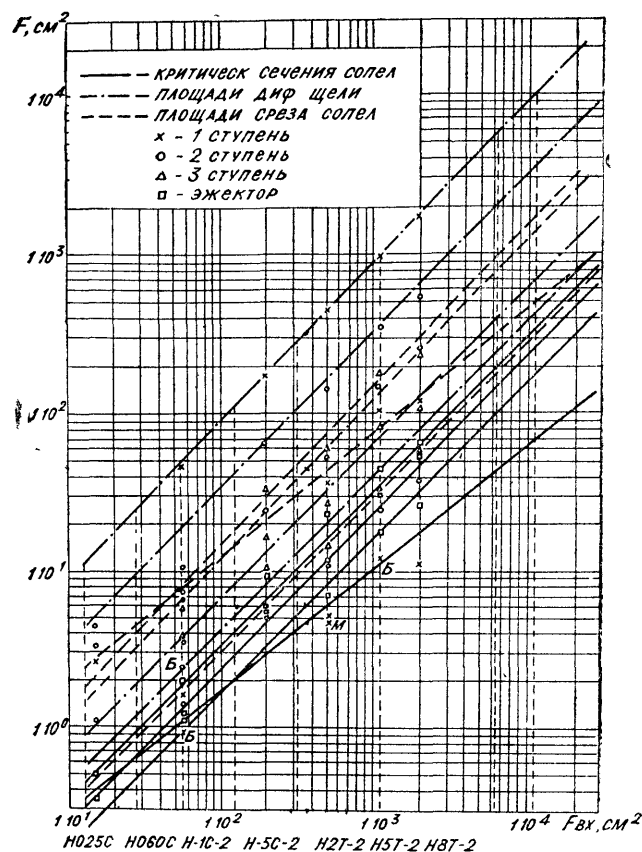


Рис. 1. Зависимость характеристических площадей  $F$  от площади входного сечения  $F_{вх}$ .

Полученная картина показала, что ступени насосов в основном геометрически подобны друг другу. Отклонение от этого подобия было незначительным. Поэтому для всех выпускаемых насосов были вычислены площади диффузионных щелей  $F_{д.щ}$ , площади критических сечений сопел  $F_{кр}$ , а также площади среза сопел  $F_{ср}$ .

Полученные значения характеристических площадей были нанесены на график в зависимости от площади входного сечения  $F_{вх}$ , и через них были проведены прямые линии (для  $F_{кр}$  — сплошной линией,  $F_{ср}$  — пунктирной и для  $F_{д.щ}$  — штрих-пунктирной линией). При проведении этих линий большее предпочтение отдавалось точкам, соответствующим насосам, характеристики которых отработаны более тщательно.

Большинство прямых имеет угол наклона  $45^\circ$ , что подтверждает геометрическое подобие насосов, исключение составляют лишь линии  $F_{кр}$  и  $F_{ср}$  первой ступени. Это отклонение можно объяснить конструктивными особенностями первых ступеней, а также трудностью их изготовления.

Настоящая методика рекомендуется для расчета четырехступенного диффузионного насоса, из которых три ступени зонтичные и одна эжекторная. Насосы с таким количеством ступеней обеспечивают постоянную быстроту действия до давления  $1 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст. при наибольшем выпускном давлении 0,3—0,4 мм рт. ст.

Степень сжатия, приходящаяся на каждую ступень в четырехступенном варианте насоса, меньше, чем в трехступенном, поэтому такой насос будет более стабильно откачивать легкие газы (например, водород и гелий).

Кроме того, конструкция четырехступенного насоса удовлетворяет требованиям простоты сборки (без разборки эжекторного узла).

Размеры зонтичных ступеней определяются из рис. 2, 3, 4, на которых представлены типовые геометрии ступеней, размеры которых соответствуют насосу с диаметром входа 200 мм.

При проектировании паропровода нового насоса, размеры ступеней выбираются путем умножения размеров, представленных на рис. 2, 3, 4, на коэффициент  $M = \frac{D}{200}$ , где  $D$  — диаметр входа насоса.

Недостающие размеры ступеней определяются соответствующими характеристическими площадями.

Типовая геометрия каждой ступени насоса также была выбрана из сравнения одноименных ступеней различных насосов с учетом уровня характеристик, обеспечиваемых этими насосами.

Критический диаметр и диаметр среза сопла определяются по характеристическим площадям рис. 1. Длину сопла можно найти из соотношения

$$L = 40 M,$$

где 40 — максимально возможная длина сопла для насоса с  $D = 200$  мм.

Размеры диффузора определяются путем умножения размеров диффузора насоса с диаметром входного сечения  $D = 200$  мм (см. рис. 5) на коэффициент  $M$ .

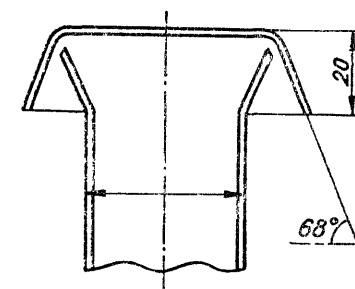


Рис. 2. Первая ступень.

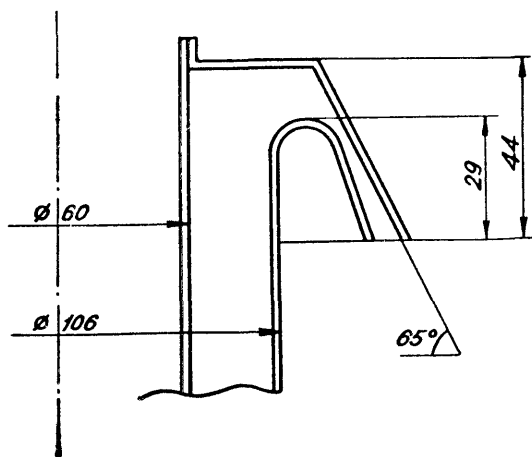


Рис. 3. Вторая ступень.

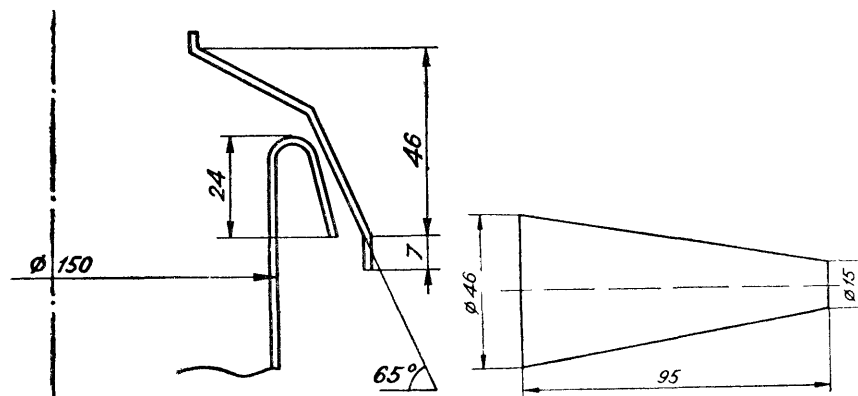


Рис. 4. Третья ступень.

Рис. 5. Диффузор.

Расстояние между ступенями находим по графику (рис. 6), где представлены зависимости отношений расстояния между срезами сопел первой и второй ступени, расстояния между срезами сопел второй и третьей ступени, расстояния от оси эжектора до среза сопла третьей ступени к диаметру входа  $\frac{h}{D}$  от площади сечения  $F_{вх}$ .

Искомое расстояние между ступенями определяется из соотношения

$$h_1 = \frac{h}{D} \cdot D_1,$$

где  $D_1$  — диаметр входа проектируемого насоса.

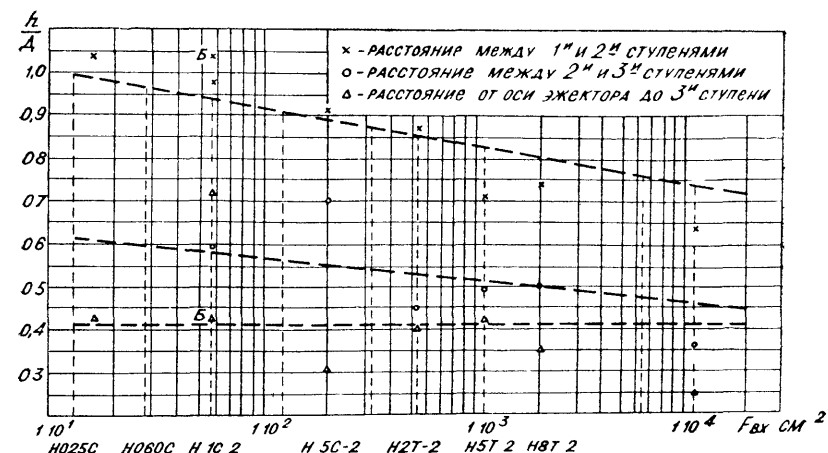


Рис. 6. Зависимость отношения расстояния между ступенями к диаметру входа от площади входного сечения

График на рис. 6 построен по данным насосов, выпускаемых промышленностью. Анализ графика показывает, что высоты насосов не отвечают геометрическому подобию и причины отклонения от него требуют дополнительных исследований.

Расстояние от дна насоса до среза диффузора эжекторной ступени выбирается из условия, что высота масляного затвора равна 40—50 мм.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Цейтлин А. Б. Пароструйные вакуумные насосы. М — Л., «Энергия», 1965.

УДК 533 697 5

И. И. МОСИН, И. И. КАЛМЫКОВ

### К ВОПРОСУ ВЫБОРА ОПТИМАЛЬНОЙ ЭЖЕКТОРНОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ ПРОЦЕССА ВАКУУМИРОВАНИЯ

В процессах вакуумирования, например, металлургических объектов, основные режимные параметры эжекторных систем, используемых для этих целей, претерпевают значительные изменения во времени. Это оказывает свое влияние на методику выбора оптимальных параметров вакуумирующих эжекторных систем. Не учет же фактора нестационарности, который здесь имеет место, как показано в работе авторов [1],

может привести в определенных условиях к существенному перерасходу эжектирующего рабочего тела (в два и более раза) в зависимости от конечной степени сжатия.

В работе [1] были получены теоретические выводы о наличии оптимальной эжекторной системы для процессов вакуумирования. С целью проверки этих выводов и некоторых сопутствующих вопросов был поставлен эксперимент, результаты которого приводятся ниже.

Для решения поставленной задачи был испытан ряд эжекторных систем при нестационарных и стационарных условиях работы. В первом случае снимались временные характеристики вида:  $\pi = \varphi_1(\tau)$ ,  $n = \varphi_2(\tau)$ ,  $\bar{P}_{ап}^* = \varphi_3(\tau)$  во втором случае — внешние характеристики на предельных режимах работы  $\pi = \varphi_4(\bar{P}_{ап}^*)$ ,  $n = \varphi_5(\bar{P}_{ап}^*)$ . Здесь  $n$ ,  $\pi$ ,  $\bar{P}_{ап}^*$ ,  $\tau$  — коэффициент эжекции, степень сжатия, перепад давления на активном сопле, время.

Опыты проводились на модернизированной экспериментальной установке [2], которая представляла собой трехступенчатый эжектор. Все испытания выполнялись на первой ступени. Модернизация установки [2] коснулась в основном магистрали эжектируемого воздуха и каналов смеси газов на входе эжектора, где при процессах вакуумирования емкости имело место неустановившееся во времени течение и поэтому для замера переменного давления были установлены соответствующие индуктивные датчики. Датчики давления были установлены: во входном ресивере эжектируемого газа, в мерном устройстве (два датчика), в приемной камере (форкамере), и наконец, на выходе из эжектора (в выходном ресивере первой ступени). Всего было пять датчиков переменного давления.

При конструктивном оформлении индуктивного датчика были учтены рекомендации [3].

Измерительный комплекс переменного давления кроме индуктивного датчика, включал: тензометрический усилитель УТ-4 и шлейфовый осциллограф Н-700.

Перед началом эксперимента производилась тарировка и настройка измерительной аппаратуры для каждого датчика давления. Для этих целей была создана специальная установка. Тарировка сводилась к нахождению постоянной времени  $T$  для каждого датчика. Постоянные для пяти датчиков давления были следующие:

1) 0,0315 сек, 2) 0,0185 сек, 3) 0,016 сек, 4) 0,02 сек, 5) 0,020 сек.

Так замерялось давление в неустановившихся во времени газовых потоках. Давление в установившихся потоках замерялось с помощью образцовых пружинных, а также жидкост-

ных манометров в зависимости от абсолютных значений давления.

В опытах измерялись весовые секундные расходы эжектируемого  $G_n$  и эжектирующего  $G_a$  газов.

В первом случае величина  $G_n$  определялась с помощью мерного устройства (диафрагмы с отношением площадей  $m_n = 0,2$ ), в которое были вмонтированы два датчика переменного давления. Один датчик предназначался для замера полного давления перед шайбой —  $P_n^*$ , другой — для замера перепада давления на шайбе —  $\Delta P_{шп}$ . Шайба прошла тарировку для работы в нестационарных условиях (путем прокачки через нее воздуха из атмосферы в известную, предварительно вакуумированную емкость).

Расход активного воздуха  $G_a$  во времени не изменялся и поэтому замерялся с помощью стандартной мерной шайбы  $m_a = 0,3$  [4].

Активным газом служил сжатый воздух до  $P_a^* = 8 \text{ ата}$  при  $t_a^* = 10 \div 40^\circ \text{С}$ . Температура эжектируемого воздуха  $t_n^* \cong 15^\circ \text{С}$ . Температуры измерялись с помощью хромель-копелевой термопары, а также ртутного термометра.

В качестве объектов испытания использовались четыре эжектора, основные геометрические данные которых приведены в табл. 1.

Таблица 1

№ эжектора	$\bar{f}_{1 \text{ кр}}$	$M_{1a}$	$d_{кр}, \text{мм}$	$d_{1a}, \text{мм}$	$d_1, \text{мм}$	Примечание
1	4,55	2,28	12,7	18,7	27	Метод [1] Метод [5]
2	4,55	3,0	12,7	26,0	27	
3	11,9	2,48	1,75	2,81	6,04	
4	12,0	2,68	1,75	3,1	6,06	

Здесь  $\bar{f}_{1 \text{ кр}} = \frac{F_1}{F_{кр}}$  — отношение площади камеры смешения к площади в критическом сечении сопла,  $d_{кр}$ ,  $d_{1a}$  — критический, выходной диаметр сопла,  $d_1$  — диаметр камеры смешения.

На рис. 1 и 3 приведены энергетические характеристики четырех эжекторных систем (эжекторы 1 и 2 на рис. 1, эжекторы 3 и 4 на рис. 3), причем в обоих случаях расчетным характеристикам отвечает сплошная линия. На этих фигурах для сравнения приведены соответствующие опытные данные.

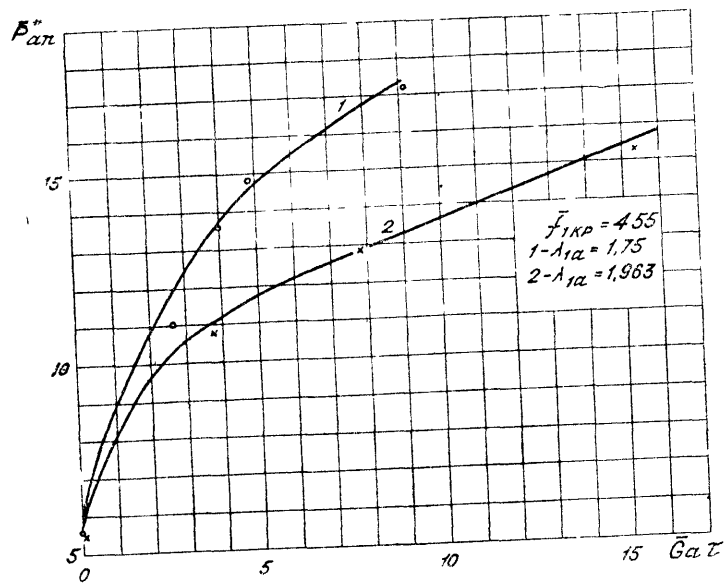


Рис. 1. Сравнение расчетных и опытных энергетических характеристик эжектора.

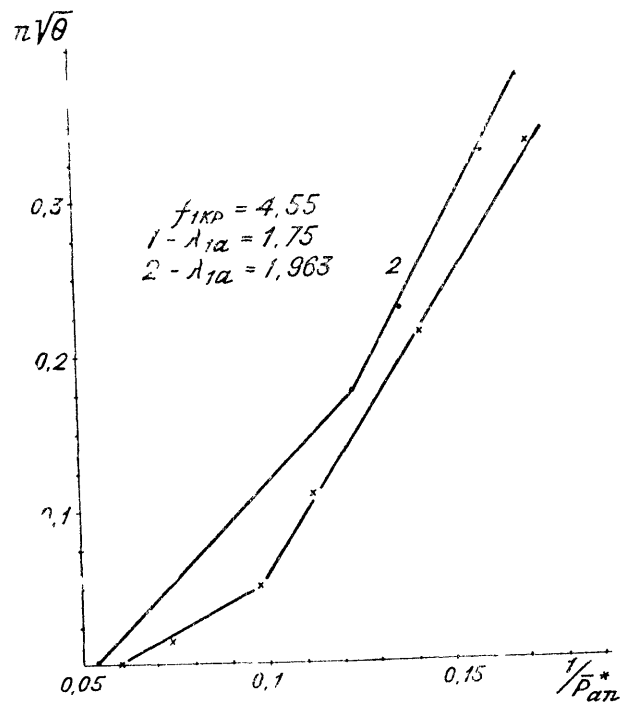


Рис. 2. Внешние характеристики эжекторов для условий рис. 1.

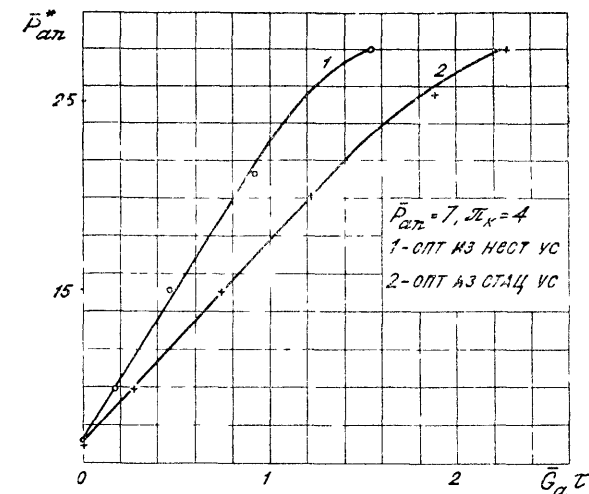


Рис. 3. Сравнение энергетических затрат эжекторных систем, определенных по методам (1) и (5).

Расчет энергетических характеристик производился по методике работы [1] при этом связь между  $n$  и  $P_{an}^*$ , необходимая для расчета их, принималась в форме экспериментальных внешних характеристик. Последние снимались в стационарных условиях работы установки. Для примера эти характеристики показаны на рис. 2 в виде зависимостей  $n\sqrt{\theta} = \varphi\left(\frac{1}{P_{an}^*}\right)$ , которые могут быть аппроксимированы логарифмической прямой.

Удовлетворительное совпадение расчетных и опытных энергетических характеристик позволяет сделать вывод о том, что методика определения энергетических характеристик, рассмотренная в работе [1], дает надежные результаты, основные допущения процесса вакуумирования емкости совокупностью квазистационарных режимов не противоречат действительным условиям работы.

На рис. 3 даны энергетические характеристики двух оптимальных эжекторных систем, одна из которых найдена с учетом нестационарного характера работы по методике [1] (кривая 1, эжектор 3), другая — по методике [5] (кривая 2, эжектор 4), исходящая из стационарных условий работы. В обоих случаях расчеты производились для одних и тех же значений  $\pi_K$  в конце процесса откачки и при одинаковом  $P_{an}^* = 7$  и прочих равных условиях. Эксперименты выполнялись при соблюдении расчетных условий.

Из рис. 3 видно, что эжектор 3 (кривая 1) имеет энергетический показатель  $\bar{G}_a \tau = 1,56$ , а эжектор 4 (кривая 2) — величину  $\bar{G}_a \tau = 2,23$  при  $\pi_k = 4$ , т. е. первый эжектор расходует рабочего тела на 33% меньше, чем второй.

Результаты выполненного экспериментального исследования подтверждают теоретические выводы работы [1] о наличии оптимальной эжекторной системы для нестационарных условий работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мосин И. И., Калмыков И. И. Выбор оптимальной эжекторной системы для откачки заданного объекта. — В сб.: Совершенствование конструкции струйных, механических, электрофизических, сорбционных и других насосов, применяемых с целью получения вакуума в химических и сушильных аппаратах и установках для физических исследований. Казань, 1970.
2. Мосин И. И., Калмыков И. И. Влияние технологических и монтажных факторов на работу ступени эжектора. — В сб.: Вакуумная техника, вып. 2. Казань, 1970.
3. Белоцерковский С. М., Ульянов Б. И., Хоменков В. С. Некоторые вопросы методики замера мгновенных давлений. Изв. АН СССР, МЖГ № 2, 1966.
4. Правила 27—54, 1956.
5. Васильев Ю. Н. Теория сверхзвукового газового эжектора с цилиндрической камерой смешения. — В сб.: Лопаточные машины и струйные аппараты, вып. 2. М., „Машиностроение“, 1967.

УДК 621.528.3

В. В. АНАШИН, А. Т. ПОПОВ, В. С. ХРЕСТОЛЮБОВ

### ОРБИТРОН С ОХЛАЖДЕНИЕМ ЖИДКИМ АЗОТОМ

Достижение сверхвысокого вакуума в непрогреваемых системах возможно с помощью насосов, обладающих скоростями откачки в тысячи литров в секунду. Нами была предпринята попытка создания простого по конструкции малогабаритного насоса, удовлетворяющего этому требованию. Предлагаемая конструкция совмещает простоту „орбитрона“ и высокую скорость откачки „азотита“.

На рис. 1 показан общий вид насоса, корпусом которого является ловушка. Стенки ловушки изготовлены из медных трубок диаметром 10 мм. В поперечном сечении трубки расположены равномерно по двум концентрическим окружностям. Диаметр внутренней окружности равен 160 мм. Между соседними трубками имеется зазор для пропускания откачиваемого газа. Такая конструкция стенок ловушки сохраняет необходимую конфигурацию электрического поля

„орбитрона“, обеспечивает высокую пропускную способность и перехватывает весь распыляемый титан. Она может быть погружена непосредственно в вакуумный объем.

В центре ловушки размещен титановый тьюбик диаметром 10 мм, высотой 60 мм. Насос имеет три катода, изготовленных из вольфрамовой проволоки диаметром — 0,2 мм и расположенных на расстоянии 30 мм от оси насоса. Во время работы насоса используется только один катод ( $u_n = 15$  в,  $I_n = 4,5$  а). Максимальный рабочий потенциал на титановом тьюбике — 10 кв, максимальный эмиссионный ток 35 ма. Обычно рабочая мощность, рассеиваемая на тьюбике, не превышает 250 вт. Срок службы насоса при непрерывном распылении титана в нормальном режиме составляет более 1000 час. При охлаждении стенок ловушки проточной водой скорость откачки насоса по воздуху составляет 500 л/сек.

Рис. 1. Общий вид насоса.

Описываемый насос был погружен в двухсотлитровый вакуумный объем из нержавеющей стали с медными уплотнениями. Объем предварительно откачивался до  $10^{-7}$  мм рт. ст. цеолитовым и ионно-сорбционным насосами. Исследуемый насос прогревался при вакууме  $10^{-6}$  мм рт. ст. до  $t = 350^\circ \text{C}$  в течение 2—3 часов. Прогрев осуществлялся включением накалиов всех трех катодов и анодного напряжения. Мощность на тьюбике поддерживалась на уровне 140 вт, при которой распыление титана пренебрежимо мало. После прогрева ловушка охлаждалась жидким азотом и насос включался на нормальный режим. Вспомогательные насосы отсекались от исследуемого объема вентилями с медными уплотнениями. На охлаждение ловушки от  $+350^\circ \text{C}$  до  $-196^\circ \text{C}$  расходуется 10—12 л жидкого азота. Расход жидкого азота в нормальном режиме составляет 6—8 л/час. Результаты измерений скорости откачки показаны на рис. 2.

Каждая точка кривой зависимости скорости откачки по воздуху измерялась в течение 20 минут. При этом тенденция к уменьшению скорости откачки была незначительной. Точки кривой зависимости скорости откачки по аргону соответствуют 20-ти минутной выдержке. Следует отметить, что в начальные моменты времени скорость откачки по



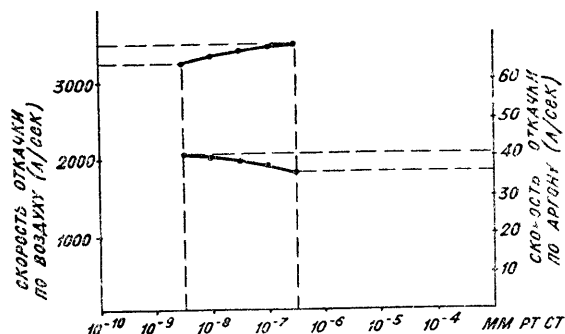


Рис. 2. Зависимость скорости откачки от давления.

аргону составляет 1000 л/сек и сравнительно быстро падает в течение 10 минут до значений, приведенных на рис. 2.

С помощью упомянутых вспомогательных и описываемого насосов в экспериментальной непрогреваемой установке объемом 200 литров за 6—8 часов непрерывной работы давление может быть понижено с атмосферного до  $(3-6) \cdot 10^{-10}$  мм рт. ст.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Симонов В. А., Клейменов Г. Ф., Милешкин А. Г., Кочнев В. Л. Труды конференции по исследованиям в области физики плазмы и управляемого синтеза. 4—9 сентября 1961 г., Зальцбург, Австрия.
2. Douglas R. A., Labrits I., Herb R. Q. RSI, 36, № 1, 1—6, 1965.

УДК 621.385.632 : 621.52

А. И. СКАКУН, В. И. МАХАНОВ, С. И. АЛЕКСАНДРОВА

### ВНУТРИЛАМПОВЫЙ ДИОДНЫЙ МАГНИТОРАЗРЯДНЫЙ НАСОС ДЛЯ МОЩНЫХ ЛБВ

Широко известная серия магнитоэрозийных насосов [1, 2], обладая хорошими эксплуатационными данными, рассчитана на присоединение к прибору с помощью штенгеля; конструкция их затрудняет размещение этих насосов внутри приборов, имеющих вакуумную оболочку в форме длинного цилиндра небольшого диаметра. Поэтому возникла необходимость в разработке внутрилампового магнитоэрозийного насоса, предназначенного для использования внутри вакуумных оболочек, главным образом ЛБВ средней и большой мощ-

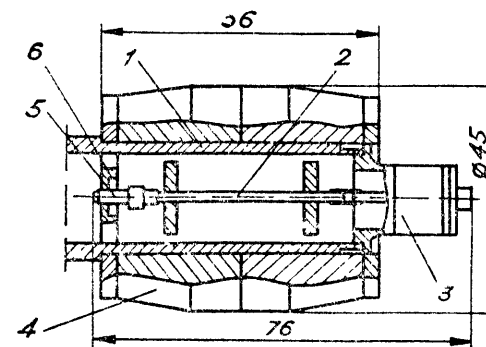


Рис. 1. Внутриламповый магнитоэрозийный насос:

1 — корпус-анод; 2 — катод; 3 — ножка насоса; 4 — магнит; 5 — опорный изолятор катода; 6 — диафрагма, отделяющая насосную полость от прибора.

ности, а также в приборах других классов, близких по форме к ЛБВ.

Конструкция одного из вариантов внутрилампового магнитоэрозийного насоса, состоящего из одной разрядной ячейки, показана на рис. 1.

Это насос диодного типа, в котором анодом является цилиндрический трубчатый корпус 1, а катод 2 выполнен в виде прямого цилиндрического стержня, на котором перпендикулярно к оси установлены диски из пористого (или компактного) титана; катод крепится на металло-керамической ножке 3 насоса соосно с корпусом-анодом. Два соседних катодных диска вместе со стержнем и охватывающая их часть корпуса-анода в многоячейковой конструкции насоса составляет одну разрядную ячейку. Цилиндрический постоянный магнит 4 надевается по посадке  $A_3/X_3$  на наружную поверхность корпуса-анода и закрепляется на ней с помощью эпоксидного клея. Корпус-анод насоса выполнен из меди марки МБ или нержавеющей стали Х18Н9Т, стержень катода — из титано-молибденовой проволоки. Как показали специальные исследования, оптимальные размеры разрядной ячейки имеют следующие значения: внутренний диаметр корпуса-анода — 20 мм; наружный диаметр корпуса — 22 мм; диаметр катодного диска — 17 мм; расстояние между дисками — 25 мм; диаметр катодного стержня — 1 мм. В большинстве случаев применения насоса в наших условиях корпус-анод является частью вакуумной оболочки прибора и заземляется, а на катод подается отрицательное постоянное напряжение от 3 до 5 кВ. Применяющиеся постоянные магниты создают среднюю напряженность магнитного поля в объеме разрядной ячейки около 1200 э.

Введение в насос геттерирующих элементов из пористого титана потребовало разработки специальной технологии их изготовления, обеспечивающей получение открытой пористости 55—62%, позволяющей достаточно глубоко обезгазить пористые элементы насоса в условиях откачки ЭВП.

Для обезгаживания магниторазрядного насоса с дисками из пористого титана был установлен режим: при температуре 650°С время выдержки — не менее 5 час; давление в насосе при обезгаживании — не выше  $5 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст.

Работая в однородном магнитном поле напряженностью 1200 э, создаваемом соленоидом, и при отрицательном напряжении на катоде 5 кв, магниторазрядный насос имеет установившуюся скорость откачки по азоту 0,7—0,8 л/сек при давлении  $5 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст. Скорость откачки насоса в постоянном магните зависит от качества последнего и определяется тем, в какой степени удастся создать в объеме разрядной ячейки однородное магнитное поле. Скорость откачки падает с повышением поперечных составляющих магнитного поля в рабочем объеме насоса.

Было изготовлено несколько постоянных магнитов из сплава ЮНДК35Т5БА, в разной степени удовлетворяющих требованиям к магнитному полю.

В магните с наружным диаметром  $\varnothing_{\text{нар}} = 62$  мм, внутренним  $\varnothing_{\text{вн}} = 26$  мм и длиной 43 мм с полюсными наконечниками разрядная ячейка насоса развивает установившуюся скорость откачки по азоту 0,7—0,8 л/сек при давлении  $5 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст. Вес магнита 700 г.

В магните с наружным диаметром  $\varnothing_{\text{нар}} = 45$  мм, внутренним  $\varnothing_{\text{вн}} = 22$  мм и длиной 66 мм с полюсными наконечниками разрядная ячейка насоса развивает установившуюся скорость откачки по азоту 0,4—0,45 л/сек.

В магните с наружным диаметром  $\varnothing_{\text{нар}} = 36$  мм, внутренним  $\varnothing_{\text{вн}} = 22$  мм и длиной 35 мм без полюсных наконечников насос не работает. Вес магнита 160 г.

Измерение предельного вакуума насоса проводилось в стеклянном (стекло С49-2) отпаянном макете, состоящем из исследуемого магниторазрядного насоса и омегатрона РМО-4С. Макет обезгаживался по указанному выше режиму, омегатрон обезгаживался, кроме того, нагревом токами ВЧ.

В работающем насосе устанавливается спектр остаточных газов, состоящий из двух масс с массовыми числами 2 и 28 при парциальных давлениях, равных соответственно  $2 \cdot 10^{-10}$  и  $1 \cdot 10^{-10}$  мм рт. ст. (жидкий азот при откачке и обработке исследуемого насоса на откачном посту в ловушку не заливался). Устанавливающийся в макете через 14 суток после выключения насоса спектр остаточных газов содержит

3 компонента: аргон ( $M=40$ ,  $P=1,5 \cdot 10^{-10}$  мм рт. ст.), гелий ( $M=4$ ,  $P=1,2 \cdot 10^{-7}$  мм рт. ст.) и водород ( $M=2$ ,  $P=5 \cdot 10^{-8}$  мм рт. ст.). Наличие гелия обусловлено, как известно, натеканием его из окружающей атмосферы через стекло макета.

Таким образом, разработанный магниторазрядный насос легко монтируется внутри вакуумной оболочки ЛБВ; цилиндрический постоянный магнит насоса позволяет существенно уменьшить габариты прибора в поперечном сечении и улучшить его компоновку.

Применение пористого титана для изготовления катодных дисков насоса значительно уменьшают десорбцию газов в нем при выключении и дает возможность получить предельный вакуум  $3 \cdot 10^{-10}$  мм рт. ст. Обладая свойствами широко известного пористого титанового геттера, разработанный насос в выключенном состоянии может быть использован для поддержания высокого вакуума в ЭВП при длительном складском хранении.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Самарцев И. И., Юхвидин Я. А. Применение магнитных электроразрядных насосов в отпаянных ЭВП. „ВРЭ“, серия 1, „Электроника“, вып. 2, 1965.
2. Любимов М. Л., Мишкин А. Г., Самарцев И. И., Юхвидин Я. А. Электроразрядные магнитные насосы для отпаянных ЭВП. „Электронная техника“, серия 1, „Электроника СВЧ“, вып. 8, 1967.

УДК 533.582:621.528.6

Е. Д. БЕНДЕР, М. Д. МАЛЕВ, Э. М. ТРАХТЕНБЕРГ

#### ЭЛЕМЕНТЫ РАСЧЕТА МАГНИТОРАЗРЯДНОГО НАСОСА

Все работы, анализирующие механизм разряда в ячейке Пеннинга [1—5], основываются на классической теории дрейфа электронов поперек магнитного поля, отличаясь друг от друга только характером допущений в виде распределения объемного заряда в ячейке. В классической теории дрейф электронов вызван рассеянием на атомах остаточного газа. В этом случае пространственный заряд в ячейке не зависит от давления, а пропорциональность между током и давлением должна сохраняться до сколь угодно низких давлений. В действительности разряд Пеннинга существует лишь при давлениях, превышающих некоторую критическую величину, зависящую от напряженности магнитного поля и размеров ячейки [6].

Для объяснения этого факта целесообразно привлечь известные в теории удержания плазмы представления об аномальной диффузии электронов, вызванной рассеянием на неоднородностях пространственного заряда. Эти процессы возникают при плотности зарядов  $10^{-10} \text{ см}^{-3}$  и выше в результате коллективного взаимодействия частиц и сопровождаются появлением высокочастотных колебаний [7]. Аномальный дрейф электронов поперек магнитного поля определяется не зависящим от давления коэффициентом Бома:

$$\mu_1 = \text{const} \frac{mc^2}{eH}.$$

При этом и в разрядном токе появляется не зависящая от давления „аномальная“ составляющая. Ее величина и определяет собой минимальное рабочее давление: с уменьшением давления аномальная диффузия нарушает баланс между скоростью ионизации и скоростью дрейфа электронов к аноду, облако пространственного заряда распадается и разряд в ячейке гаснет.

Плотность электронов в прианодном слое разряда Пеннинга по оценке Кнауера [4] составляет  $10^9$ – $10^{10} \text{ см}^{-3}$ , а колебания в разряде были обнаружены экспериментально [8], так что учет коллективных процессов, по-видимому, необходим для понимания механизма разряда Пеннинга.

Рассеяние электронов на стохастических неоднородностях приводит также к появлению в разряде частиц с аномально высокой энергией. Экспериментально появление „быстрых“ электронов в разряде Пеннинга всегда сопровождается возникновением колебаний [8]. При продольных колебаниях в ячейке „быстрее“ электроны уходят на катоды, уменьшая плотность объемного заряда и разрядный ток. Этим явлением, по-видимому, объясняется, то, что измеренные экспериментально значения разрядного тока оказывают на порядок меньше вычисленных на основе классической теории диффузии [4, 5].

Для количественного учета влияния коллективных взаимодействий необходимо тщательное экспериментальное исследование колебаний в ячейке Пеннинга. Однако более узкая задача — расчет разрядного тока магниторазрядного насоса — может быть решена на базе уже имеющегося экспериментального материала. Для этого достаточно сопоставить опубликованные данные [4, 6, 9–13] о зависимости скорости откачки и минимального рабочего давления от размеров ячейки, напряженности магнитного поля и анодного напряжения. Эти данные вместе с результатами наших экспериментов в сильных магнитных полях (4–12 кэ) охватывают

достаточно широкую область параметров и могут быть использованы для выбора эмпирических расчетных формул.

В качестве отправной точки было использовано полученное в работе [5] выражение для разрядного тока:

$$i = 10^{-3} apH \varnothing u_a^{1/2} f(H\varnothing), \quad (1)$$

где  $p$  — давление, мм рт. ст.;

$a$  — толщина анода, см;

$H$  — напряженность магнитного поля, э;

$u_a$  — анодное напряжение, в;

$\varnothing$  — диаметр ячейки Пеннинга, см;

$f(H\varnothing)$  — комбинация функций Бесселя.

Анализ экспериментальных данных показал, что уравнение (1) правильно отражает характер разрядного тока, если добавить к нему экспоненциальный член. Тогда заменяя  $f(H\varnothing)$  простой квадратичной формой (см. рис. 1) и учитывая, что в первом приближении скорость откачки прямо пропорциональна интенсивности ( $S \sim i/p$ ), получим эмпирическую формулу для расчета скорости откачки по азоту в области давлений, где сохраняется пропорциональность между током разряда и давлением:

$$S = 2,5 \cdot 10^{-6} au_a^{1/2} \left( H\varnothing - \frac{3,6 \cdot 10^5}{H\varnothing} \right) (1 - e^{-2,5\varnothing}), \text{ л/сек.} \quad (2)$$

На рис. 2 приведены вычисленные по формуле (2) значения скорости откачки и экспериментальные величины, измеренные в разных работах. Средняя квадратичная ошибка расчета составляет  $\pm 15\%$ .

Эмпирическая формула для вычисления минимального рабочего давления должна учитывать, что изменение диаметра ячейки влияет на него гораздо сильнее, чем магнитное поле. На рис. 3 экспериментальные значения минимального давления сравниваются с вычисленными по формуле:

$$p_{\min} = \frac{5 \cdot 10^4}{U_a \varnothing^3 \left( H\varnothing - \frac{3,6 \cdot 10^5}{H\varnothing} \right)^3}, \text{ тор.} \quad (3)$$

Средняя погрешность формулы (3) —  $\pm 200\%$   
50%.

Предлагаемые эмпирические формулы проверены экспериментально в диапазоне изменения магнитного поля от 0,5 до 12 кэ, анодного напряжения от 1 до 10 кВ, диаметра ячейки от 0,15 до 5,1 см. При этом отношение толщины анода к диаметру ячейки изменялось от 0,5 до 3; скорость откачки в расчете на одну ячейку — от 0,015 до 2,8 л/сек, а минимальное рабочее давление — от  $10^{11}$  до  $2 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст.

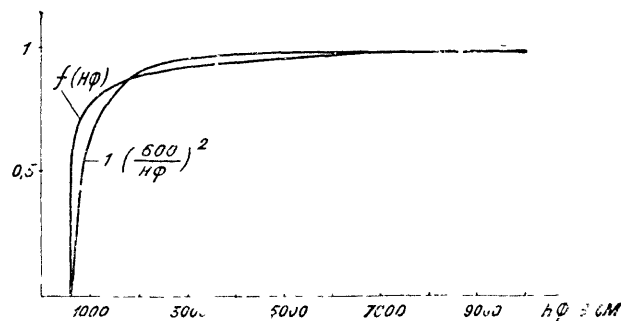


Рис. 1.

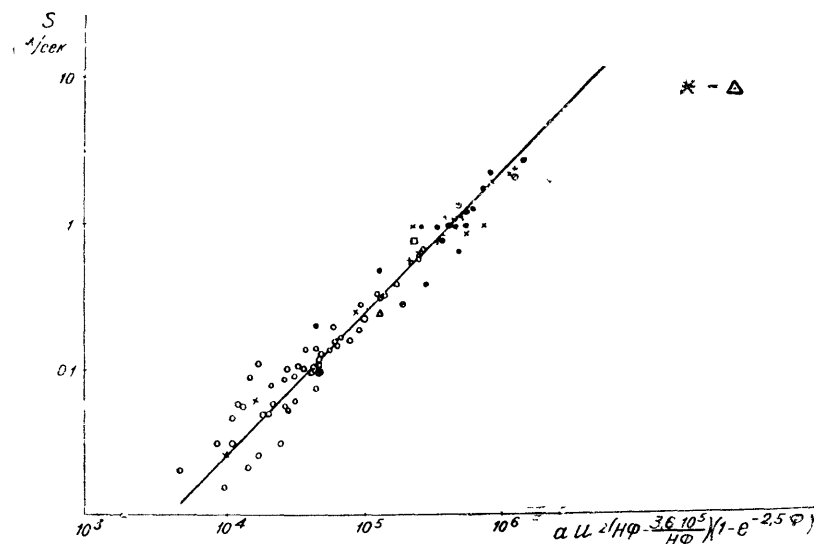


Рис. 2.

Непосредственный интерес для характеристики насоса представляет скорость откачки, рассчитанная не на одну ячейку, а на 1 см<sup>2</sup> боковой поверхности многоячейного анода:

$$S_0 = 3,2 \cdot 10^{-6} \eta \cdot \frac{aU_a^{1/2}}{\varnothing^2} \left( H\varnothing - \frac{3,6 \cdot 10^5}{H\varnothing} \right) (1 - e^{-2,5\varphi}), \text{ л/сек} \cdot \text{см}^2, \quad (4)$$

где  $\eta$  — коэффициент заполнения анода ячейками.

Как видно из (4), зависимость удельной скорости откачки от диаметра ячейки имеет максимум, соответствующий минимальному давлению порядка  $(2-5) \cdot 10^{-8}$  мм рт. ст. Для получения насосов, способных работать при более низких

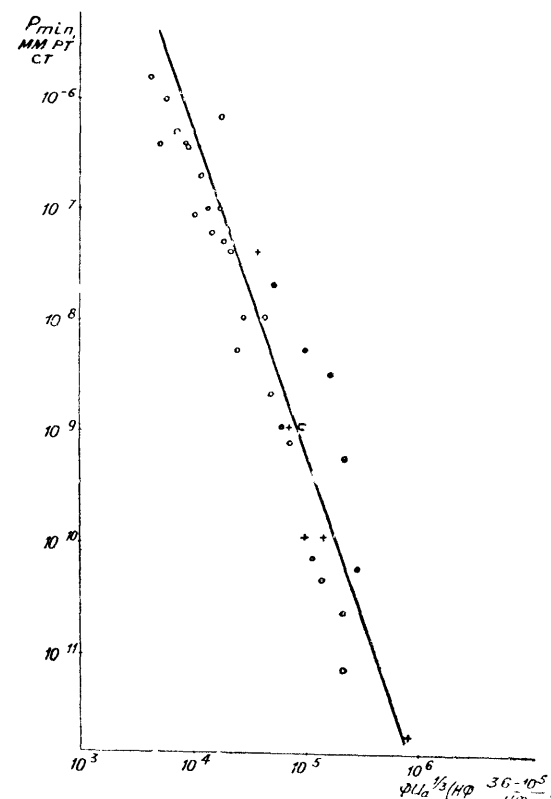


Рис. 3.

давлениях, необходимо увеличивать диаметр ячейки, потеряв при этом в скорости откачки.

Поскольку скорость откачки прямо пропорциональна толщине анода, при проектировании насоса ее следует выбирать максимально возможной:

$$\frac{a}{\varnothing} = 1,5-2. \quad (5)$$

Дальнейшее увеличение толщины анода затрудняет зажигание разряда, особенно при давлениях ниже  $10^{-9}$  мм рт. ст. Вычислив из (4) удельную скорость откачки, можно найти ширину зазора между катодом и анодом, обеспечивающую отсутствие перепада давлений в этом зазоре [14]. Легко показать, что перепад давления не превышает 10%, если

$$\frac{h}{\varnothing} \sqrt{S_0} \geq 5, \quad (6)$$

где  $\delta$  — зазор между катодом и анодом, *см*;

$h$  — ширина анода, *см* (или половина ширины, если газ поступает в насос с двух сторон).

Специальные исследования, проводившиеся нами, показали, что расстояние между катодами ячейки слабо влияет на скорость откачки и минимальное давление, поэтому условия (5) и (6) полностью определяют выбор этого размера.

Для окончательного выбора конструкции насоса необходимо учесть еще такие факторы, как состав откачиваемого газа, нагрев электродов выделяющейся в разряде мощностью, тепловое расширение электродов и т. д.

С достаточной для проектирования насоса точностью выделяющуюся мощность можно оценить из соотношения:

$$N = (10-30) S_0 p U_a, \text{ вт/см}^2. \quad (7)$$

При давлении  $10^{-7}$  *тор* и ниже нагрузка на электроды не превышает 0,01 *вт/см*<sup>2</sup>, так что специальных мер для охлаждения системы не требуется. Это позволяет применять „сотовые“ аноды с большим коэффициентом заполнения (0,97—0,99), сваренные из тонкой ленты. Конструкция сверхвысоковакуумного насоса должна допускать прогрев и электродной системы при 400—500° С в вакууме.

В насосах, предназначенных для работы при давлениях выше  $10^{-6}$  *мм рт. ст.* целесообразно применять массивные медные аноды с водяным охлаждением. Коэффициент заполнения такого анода не превышает 0,5—0,6, однако это может быть компенсировано выбором оптимального диаметра ячейки, так как для низковакуумных насосов минимальное давление порядка  $10^{-8}$  *мм рт. ст.* вполне достаточно.

Требования к составу остаточной атмосферы определяют собой выбор двух- или трехэлектродной конструкции насоса. В системах, где предельный вакуум определяется натеканием атмосферного воздуха, остаточная атмосфера при откачке диодным насосом будет содержать 20—50% аргона, а триодным — 3—5%.

В сверхвысоковакуумных системах с предельным давлением ниже  $10^{-9}$  *тор* необходима двухступенная откачка: низковакуумный насос, работающий во время течеискания и прогрева, с диапазоном давлений от  $10^{-2}$  до  $10^{-7}$  *мм рт. ст.* и высоковакуумный насос, который включается после обезгаживания при давлении не выше  $10^{-6}$  *мм рт. ст.* Это вызвано тем, что после 5—10 часов работы при давлении больше  $10^{-5}$  *мм рт. ст.* обратный поток газа из насоса заметно возрастает и скорость откачки при низких давлениях падает. Эффект насыщения обратим и полностью устраняется после прогрева в высоком вакууме [15].

Приведенные выше соображения позволяют сконструировать „двойной“ насос, в котором высоковакуумная и низковакуумная части размещены в общем корпусе с единой магнитной системой и отдельными электрическими вводами.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Рейхрудель Э. М., Смирницкая Г. В., ЖТФ, 29, 2, 153, 1959.
2. Рейхрудель Э. М., Смирницкая Г. В. ЖТФ, 36, 7, 1226, 1966.
3. Jepsen R. L. j. A. P. 32, 12, 2619, 1961.
4. Krager W. J. A. P. 33, 6, 2093, 1962.
5. Попов Ю. С. ЖТФ, 36 1, 117, 1967.
6. Rutherford S. L. Trans 10th Nat. Vac. Symp. 185, 1963.
7. Ганичев А. А., Голант В. Е. и др. ЖТФ, 34, 1, 77, 1964.
8. Hirsh E. H. Brit. Journ. appl. Phys. 15, 909, 1964. 15, 1535, 1964.
9. Jepsen R. L. „Le Vide“, № 80, 80, 1959.
10. Виноградов М. И., Рудницкий Е. М. ПТЭ № 2, 108, 1966.
11. Карпов Ю. А. и др. ПТЭ, № 2, 5, 1964.
12. Рейхрудель Э. М. и др. Радио и электроника, № 2, 253, 1956.
13. Рудницкий Е. М., Епифанов К. Я. Отчет № 849, 1964.
14. Васильев Г. В. ПТЭ, № 1, 147, 1965 г.
15. Aubry B. Extract du BIST, № 125, apr. 1968.

УДК 621.521:621. 527

Е. С. БОРОВИК, И. Ф. МИХАЙЛОВ, Н. А. КОСИК

#### ФОРВАКУУМНЫЙ КОНДЕНСАЦИОННЫЙ НАСОС ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТЬЮ $3 \cdot 10^5$ л. *мк/сек*

Форвакуумный конденсационный насос с регулируемым гидравлическим сопротивлением на входе может работать с любого исходного давления с максимальной скоростью откачки.

На рис. 1 и показано устройство такого насоса. Конденсирующий элемент насоса 1 изготовлен из медной трубки  $\varnothing 12 \times 1,0$  *мм* и длиной 12 *м*, свитой в коническую спираль-змеевик, и размещен в вакуумноплотном корпусе из стальной трубы внутренним диаметром  $\varnothing 300$  *мм* и длиной 300 *мм*. Меньший диаметр усеченного конуса закрыт доньшком из медного листа, припаянного к трубке мягким припоем. Расстояние между витками спирали и угол конуса выбраны такими, чтобы исключить возможность пролета частиц откачиваемого газа без соударения с холодной поверхностью спирали. Длина трубки конденсирующего элемента 1 опре-

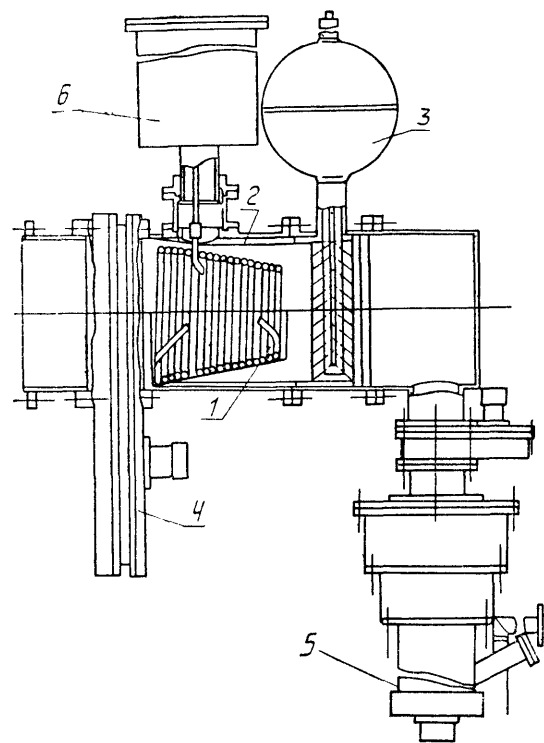


Рис. 1. Форвакуумный конденсационный насос  
производительностью

$$3 \cdot 10^5 \frac{\text{л} \cdot \text{мк/сек}}{\text{сек}};$$

1 — конденсирующий элемент; 2 — азотный экран; 3 — азотная ловушка; 4 — клапан с ирисовой диафрагмой; 5 — диффузионный насос М500; 6 — водородный ожижитель.

деляется требуемой скоростью откачки, а ее диаметр выбирается по гидравлическому сопротивлению потока циркулирующего в ней хладагента. В данном насосе вся холодная поверхность составляет  $4820 \text{ см}^2$ , что соответствует теоретической скорости откачки при молекулярном течении газа  $5,6 \cdot 10^4 \text{ л/сек}$ .

Конденсирующий элемент насоса может охлаждаться жидким водородом из водородного ожижителя 6, работающего в замкнутом цикле [1] или из дюаров. Конденсирующая поверхность защищена от теплового излучения стенок корпуса медным экраном 2, припаянным к жалюзи азотной ловушки 3. Зазор между корпусом насоса и торцом азотного экрана 2 со стороны реципиента уплотнен полосой авиацион-

ного фетра для уменьшения потерь холода от экрана за счет теплопроводности газа, падающего в зазор непосредственно из реципиента. Насос присоединен к реципиенту объемом  $0,33 \text{ м}^3$  посредством клапана 4 и патрубка  $\varnothing 300 \text{ мм}$ , пропускная способность которых составляет  $8,5 \cdot 10^3 \text{ л/сек}$  при молекулярном течении.

Режим работы насоса регулируется входным гидравлическим сопротивлением в виде ирисовой диафрагмы, расположенной между клапаном 4 и конденсационным насосом. Ирисовая диафрагма позволяет варьировать входное отверстие в пределах  $10-300 \text{ мм}$ . Отношение пропускной способности входа конденсационного насоса к максимально возможной скорости откачки поверхностью конденсации в общем случае определяет уменьшение удельной тепловой нагрузки при конденсации откачиваемого газа при всех режимах течения. Для указанной конструкции насоса достигнуто уменьшение удельной тепловой нагрузки в 2—3 раза.

Откачка неконденсируемых компонент воздуха и вакуумная термоизоляция конденсирующей поверхности при запуске насоса осуществляется диффузионным насосом 5 с водяными и азотными жалюзи и со скоростью откачки  $100 \text{ л/сек}$ .

Насос испытывался как в импульсных условиях работы, так и при длительной непрерывной откачке воздуха. Давление в реципиенте измерялось ртутным манометром, термодинамическим манометром ЛТ-2 и ионизационным манометром ЛМ-2. Давление в корпусе насоса измерялось термодинамическими и ионизационными манометрами ЛТ-2 и ЛМ-2.

Сначала при закрытом клапане (диффузионным насосом 5 откачивается корпус конденсационного насоса и по достижении в нем разрежения  $10^{-4} - 10^{-5} \text{ мм рт. ст.}$  в спираль-змеевик 1 подают жидкий водород. Когда конденсирующая поверхность достигнет рабочей температуры (температура определяется термометром упругости пара), открывают клапан 4, предварительно установив необходимое значение проходного сечения ирисовой диафрагмы. Предельно допустимая нагрузка на конденсирующий элемент определялась как нагрузка, превышение которой приводит к „срыву“ работы насоса. Срыв характеризуется тем, что несмотря на нормальную подачу жидкого водорода в спираль резко уменьшается скорость откачки. Для того, чтобы насос начал снова работать в оптимальном режиме, требовалось закрыть клапан 4 и уменьшить давление в насосе до нескольких десятых  $\text{мм рт. ст.}$

Максимальная производительность насоса равна  $1,5 \text{ кг/час}$  воздуха. Однако при такой производительности насос работает нестабильно (наблюдаются „срывы“). При производительности  $1,4 \text{ кг/час}$  и ниже воздуха насос работает устой-

чиво. Максимальная скорость откачки в устойчивом режиме работы конденсационного насоса равна  $3 \cdot 10^5$  л. *мк/сек.* При минимальном отверстии диафрагмы 10 мм устойчивому режиму отвечают давления в реципиенте 18—20 мм *рт. ст.* и в конденсационном насосе ниже  $1 \cdot 10^{-3}$  мм *рт. ст.*

Представляется интересным исследование возможности работы указанного конденсационного насоса в режиме кратковременных нагрузок, значительно превосходящих нагрузки при стационарных условиях откачки. В импульсном режиме работы конденсационного насоса реципиент  $v = 330$  л заполнялся воздухом до различных давлений, после чего клапан-диафрагма резко открывался. При полностью открытой ирисовой диафрагме максимальное давление в реципиенте устанавливалось 40 мм *рт. ст.* Время откачки реципиента до  $10^{-4} - 10^{-5}$  мм *рт. ст.* практически не зависит от количества воздуха в реципиенте и составляет менее 2 сек. Независимость времени откачки от давления в реципиенте объясняется инерционностью термпарного манометра.

Тепловая нагрузка в импульсном режиме работы насоса превосходит тепловую нагрузку в стационарном режиме более чем в 25 раз. Возможность поглощения таких тепловых нагрузок объясняется использованием теплоемкости материала конденсирующего элемента.

Импульсный режим работы конденсационного насоса очень удобен при необходимости быстрой откачки сравнительно небольших объемов ( $100 \text{ м}^3$ ). В случае когда промежутки между отдельными включениями конденсационного насоса велики, желательно увеличивать вес охлажденной поверхности. Один килограмм меди обладает теплоемкостью (при  $T = 20^\circ \text{K}$ ) достаточной для конденсации 3—4 г воздуха. Если понизить ее начальную температуру с  $20^\circ \text{K}$  до  $15^\circ \text{K}$  откачкой кипящего водорода, то количество откачиваемого воздуха возрастает. Конденсационный форвакуумный насос с весом охлажденной поверхности соответствующего размера 40 кг может откачать камеру объемом  $100 \text{ м}^3$  от нескольких мм *рт. ст.* до  $10^{-5}$  мм *рт. ст.* в течение нескольких секунд.

В таком режиме работы конденсационного насоса холодопроизводительность ожижителя может быть незначительной. Из теплового баланса следует, что для указанной производительности насоса при 12 его включениях в час достаточно наличие ожижителя производительностью 3 л/час жидкого водорода.

Однако этот расчет не учитывает процесса охлаждения конденсирующего элемента от комнатной температуры до рабочей. Из опыта эксплуатации низкотемпературных установок известно, что для охлаждения одного килограмма

меди от азотной температуры ( $78^\circ \text{K}$ ) до  $20^\circ \text{K}$  необходимо затратить 0,1—0,3 л жидкого водорода. Первая цифра относится к случаю использования холода уходящих паров водорода, вторая — охлаждению только за счет теплоты испарения жидкости с учетом частичного уноса ее в виде капель. Время охлаждения конденсирующего элемента весом 1 кг не превышает нескольких минут. Приведенные цифры относятся к случаю залива жидкого водорода в криопанель из дюара.

При работе с автономным ожижителем процесс охлаждения конденсирующего элемента существенно отличается от случая подачи жидкого водорода из дюаров [2]. В ожижителе, работающем в рефрижераторном режиме, через теплообменники возвращается на компрессор такое же количество газа, что и поступает на расширение. При запуске ожижителя водород высокого давления, охлажденный в азотной ванне, по нижнему теплообменнику поступает после расширения в конденсирующий элемент, в котором нагревается до температуры, близкой к температуре панели. Возвращающийся газ в нижнем теплообменнике в свою очередь нагревает поток газа высокого давления, в результате чего эффективная холодопроизводительность уменьшается и, следовательно, увеличивается время охлаждения. В результате ожижители холодопроизводительностью 100 ккал/час охлаждают медный конденсирующий элемент весом 40 кг от  $78^\circ \text{K}$  до  $20^\circ \text{K}$  не за час (исходя из теплового баланса), а за 2—3 часа. Сократить продолжительность охлаждения можно, предварительно накопив требуемое количество жидкого водорода в ожижителе или установив ожижитель холодопроизводительностью большей, чем необходимо для режима непрерывной откачки.

Следует отметить, что установка ожижителей повышенной производительности практически не сказывается на стоимости оборудования насоса, возрастает лишь расход энергии. Но поскольку время работы форвакуумного конденсационного насоса мало, то этими потерями можно пренебречь. Даже если удельный расход энергии возрастает с 0,08 *вт. сек/л. мк* до 0,2 *вт. сек/л. мк*, то все равно конденсационный насос более выгоден в эксплуатации, чем любой другой из известных насосов.

Форвакуумный конденсационный насос описанной конструкции в области давлений  $20 - 10^{-5}$  мм *рт. ст.* может заменить систему, состоящую из механического насоса производительностью 300 л/сек, 5 бустерных насосов производительностью  $6 \cdot 10^3$  л/сек и 2 высоковакуумных агрегата со скоростью откачки  $5 \cdot 10^3$  л/сек каждый. Мощность такой системы 250 *квт.* Энергетические затраты на работу форвакуумного водородного конденсационного насоса 80 *квт.*

причем последние могут быть сокращены в некоторых случаях более чем в 2 раза. С ростом производительности конденсационного насоса экономический эффект его применения возрастает. Согласно оценкам применение предлагаемой системы насосов для откачки камеры объемом  $10^4 \text{ м}^3$  позволит уменьшить стоимость оборудования примерно в 5 раз и сократить время откачки до высокого вакуума в 3—4 раза.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Боровик Е. С., Михайлов И. Ф. „Химическое машиностроение“, № 1, 1961.
2. Боровик Е. С., Лазарев Б. Г., Михайлов И. Ф. „Атомная энергия“, № 7, 1959.

УДК 621.527.8

С. Ф. ГРИШИН, В. Я. ЧЕРНЫШЕНКО, И. Р. КИРИЧЕК,  
В. А. КОВАЛЕНКО

### АГРЕГАТ С ПРОГРЕВАЕМЫМИ КОНДЕНСАЦИОННЫМИ НАСОСАМИ ВАК-2 ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ВАКУУМА ВЫШЕ $10^{-10} \text{ мм рт. ст.}$

Работа посвящена дальнейшему развитию исследований прогреваемых конденсационных насосов [1]. Нами разработан и исследован более усовершенствованный агрегат с прогреваемыми конденсационными насосами. Агрегат (рис. 1) состоит из конденсационных насосов 8, 9 и диффузионного насоса 3 типа М-40 с сорбционной ловушкой 4 [2]. К откачиваемому объему агрегат может подсоединяться как посредством прогреваемого сверхвысоковакуумного вентиля, так и без него. Высоковакуумная часть агрегата выполнена с учетом требований сверхвысоковакуумной технологии, допускает прогрев до температуры  $400^\circ \text{С}$ . На агрегате применяются  $20^\circ$  медные уплотнения, разработанные во ФТИ АН УССР.

Каждый из конденсационных насосов представляет собой медный сосуд объемом 2,7 л, в который заливается криогенная жидкость. Сосуд имеет площадь около  $1000 \text{ см}^2$ , что позволяет получить скорость откачки по конденсирующимся газам более  $10000 \text{ л/сек}$ . Скорость откачки агрегата ограничивается проводимостью трубопровода, ведущего к конденсационному насосу, и составляет около  $2000 \text{ л/сек}$  по азоту. Размещение сосудов в широких патрубках позволяет облегчить сборку и разборку агрегата, а наличие двух насосов увеличивает возможности по проведению экспериментов на

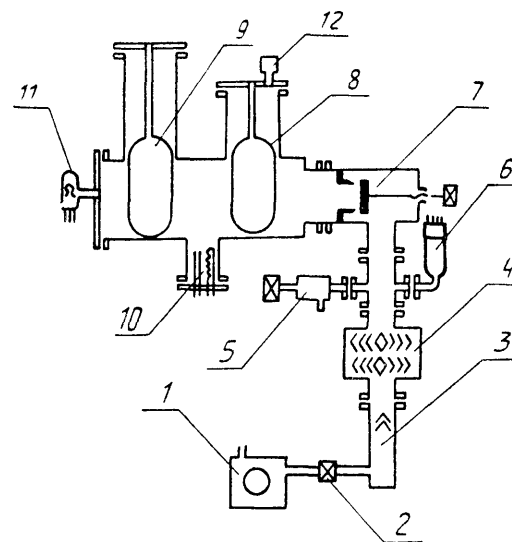


Рис. 1. Схема сверхвысоковакуумного агрегата ВАК-2:

1 — форвакуумный насос; 2 — форвакуумный вентиль; 3 — диффузионный насос М-40; 4 — сорбционная ловушка; 5 — вентиль; 6 — манометрическая лампа ММ-2; 7 — высоковакуумный клапан ДУ-55; 8, 9 — конденсационные насосы; 10 — манометрическая лампа МИ-12; 11 — омега-трон; 12 — манометрическая лампа ММ-14.

агрегате. Регистрация полного давления производится с помощью ионизационного манометра МИ-1210 и инверсно-магнетронного манометра ММ-14М 12, парциальных давлений — с помощью омегатрона 11.

Агрегат был испытан в двух режимах: без прогрева и с прогревом. Результаты испытаний приведены в табл. 1, откуда видно, что на прогревом агрегате при использовании жидкого гелия возможно достижение давлений  $10^{-10} \text{ мм рт. ст.}$ , однако для этого требуется несколько дней.

После прогрева при использовании жидких водорода и гелия вакуума соответственно  $5 \cdot 10^{-11}$  и  $8 \cdot 10^{-12} \text{ мм рт. ст.}$  достигается в течение суток. Установку прогревали при максимальной температуре  $360^\circ \text{С}$  в течение 2—3 часов. Общее время прогрева, включая подъем и понижение температуры, составляло около 12 часов.

Результаты масс-спектрометрического анализа приведены в табл. 2, где показано процентное содержание основных компонент остаточных газов, полученное при различных условиях работы агрегата.

Из табл. 2 видно, на непрогретом агрегате наблюдается наличие больших количеств углеводородов и водяного пара,



Таблица 1

Режим работы	Затраченное время для достижения предельного давления	Предельное давление $P$ , мм рт. ст.			
		без использования криогенной жидкости	жидкость в криогенном насосе		
			азот $T = 77^\circ \text{K}$	водород $T = 20,4^\circ \text{K}$	гелий $T = 4,2^\circ \text{K}$
Без прогрева	4 рабочих дня	$2 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-8}$	$2,6 \cdot 10^{-9}$	$8 \cdot 10^{-10}$
С прогревом, измерено, по МИ-12	1 сутки	$2 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-9}$	$1,1 \cdot 10^{-10}$	$1,1 \cdot 10^{-10}$
С прогревом, измерено, по ММ-14	1 сутки	$2 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-9}$	$5 \cdot 10^{-11}$	$8 \cdot 10^{-12}$

Таблица 2

Остаточные газы	Жидкость в конденсационном насосе					
	азот $T = 77^\circ \text{K}$		водород $T = 20^\circ \text{K}$		гелий $T = 4,2^\circ \text{K}$	
	непрогр.	прогрет	непрогр.	прогрет	непрогр.	прогрет
	процентное содержание					
$\text{H}_2$	69	90	80	—	50	—
$\text{H}_2\text{O}$	11	—	15	—	40	—
$\text{CO} +$	9	10	—	—	—	—
Углеводороды	11	—	5	—	10	—

даже при использовании водородного и гелиевого конденсационных насосов. После прогрева эти компоненты остаточных газов отсутствуют, причем оказалось, что при работе водородного или гелиевого конденсационных насосов достигаются парциальные давления остаточных газов, уже не регистрируемые омегатроном. Поскольку чувствительность омегатрона около  $1 \cdot 10^{-10}$  мм рт. ст., это лишний раз подтверждает, что на агрегате достигается вакуум выше  $1 \cdot 10^{-10}$  тор. При всех режимах работы агрегата, как показывает табл. 2, основным остаточным газом является водород. Количество его определяется степенью обезгаживания установки, тем самым определяется и предельное давление.

В табл. 3 приведены данные о расходе различных криогенных жидкостей. Если учесть, что криогенная поверхность насоса не защищена от излучения стенок, имеющих комнатную температуру, расход хладагентов невелик.

Таблица 3

Криогенная жидкость	Азот	Водород	Гелий
Время сохранения в часах	100	25	4,5
Расход, л/час	0,02	0,07	0,6

## ВЫВОДЫ

1. Создан сверхвысоковакуумный агрегат с прогреваемыми конденсационными насосами со скоростью откачки 2000 л/сек по азоту, позволяющий получать вакуум выше  $1 \cdot 10^{-11}$  мм рт. ст. за сравнительно короткое время.

2. Получаемый вакуум свободен от углеводородов, основным остаточным газом является водород, содержание которого и определяет значение достигаемого вакуума.

3. Для работы агрегатов требуются малые количества криогенных жидкостей.

Данный агрегат был применен нами для откачки реципиента объемом 100 л. В реципиенте, стенки которого имеют комнатную температуру, был получен вакуум около  $1 \cdot 10^{-11}$  мм рт. ст.

## ЛИТЕРАТУРА

- Боровик Е. С., Николаев Г. Т., Шаревский Б. А. ЖТФ, 34, 1237, 1964, Сб.: Магнитные ловушки, Киев, 1965.
- Козлов В. Н., Романов А. А., Титов Б. Ф. Физика и техника сверхвысокого вакуума. М. — Л., „Машиностроение“, 1968.

УДК 621 525

Р. Б. ТАГИРОВ, М. А. ВАЛИДОВ, Н. А. ЗЮЗИН,

**Э. Т. ТАЛЬДАЕВ**, С. А. ПАЙМЕРОВ

# КОМБИНИРОВАННАЯ ЛОВУШКА ДЛЯ УСТРАНЕНИЯ ОБРАТНОЙ МИГРАЦИИ ПАРОВ МАСЛА ИЗ ДИФфуЗИОННОГО НАСОСА

В монографической литературе, в частности, в [1] и [2] и различных отчетах описано столько видов маслоотражателей и ловушек, что общее число их уже давно перевалило за тридцать. Это обстоятельство наводит на мысль о том, что, по-видимому, неблагоприятно обстоит дело с разработкой

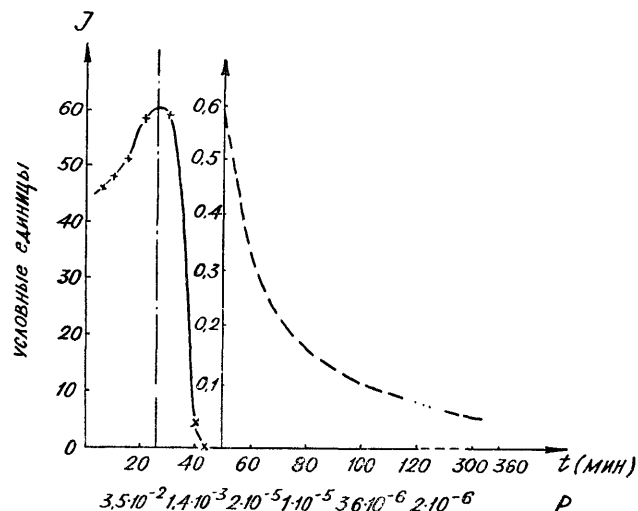


Рис. 1. График зависимости количества паров масла, мигрирующих в откачиваемый объем, от времени и глубины вакуума (насос Н5-С, масло БМ-1, ток накала кипятильника — 3,75а).

физических основ работы как самих паромасляных диффузионных насосов в комплекте с установками в целом, так и действия ловушек, работающих совместно с насосами.

В работе [3], например, сказано следующее: „Поскольку пока еще неизвестны все факторы, определяющие действие ловушек для паров рабочих жидкостей, нельзя сформулировать универсальные правила для конструирования таких ловушек“.

Чтобы восполнить указанный выше пробел, нами была предпринята попытка проследить за динамикой обратной миграции паров масла из диффузионного насоса в откачиваемый объем с момента включения подогрева насоса до его стационарной работы при высоком вакууме [4]. Исследования показали (рис. 1), что обратная миграция паров масла в откачиваемый объем происходит в основном в начальный период работы диффузионного насоса при форвакууме, тогда как с выходом насоса на высокий вакуум миграция количества молекул масла резко сокращается и становится в сотни раз меньше, чем в момент максимальной миграции. Это обстоятельство и привело к разработке новой ловушки с переменным расстоянием между охлаждаемыми элементами [5].

Одна из возможных схем реализации идеи приведена на рис. 2, которая мало отличается от ранее разработанных ловушек. Состоит она из корпуса 1, который скрепляется с системой винтами посредством отверстия 2, медной трубки

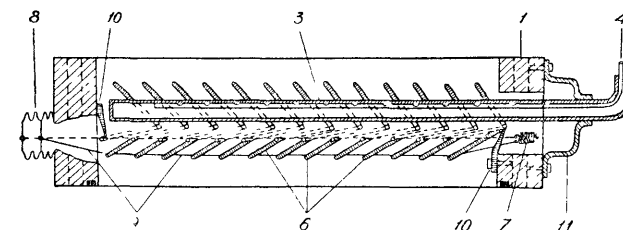


Рис. 2. Эскиз-чертеж одного из вариантов ловушек с переменным расстоянием между охлаждаемыми элементами.

3 для заливки жидким азотом, тонкой трубочки 4, служащей для отвода газообразного азота, охлаждаемых элементов 5, плотно приваренных к охлаждаемой трубке 3, поворотных охлаждаемых элементов 6, возвратной пружины 7, сильфона 8, стальной тяги 9, антимиграционных элементов 10 из вакуумного нетеплопроводящего материала и уплотнительного колпачка 11.

До достижения в откачиваемом объеме вакуума порядка  $5 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст. подвижные охлаждаемые элементы закрыты и откачка производится лишь через имеющиеся неплотности порядка 0,5 — 1,0 мм. Такие неплотности между охлаждаемыми подвижными элементами вполне допустимы, поскольку средняя длина свободного пробега молекул при обычном рабочем форвакууме  $(1-5) \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст., легко получаемом широко распространенными форвакуумными насосами, не менее одного миллиметра. Пропускная же способность указанных выше неплотностей при вязкостном режиме, если пользоваться формулой для щелей прямоугольного сечения [6], получается не меньше максимальной скорости откачки форвакуумного насоса.

По мере дальнейшего углубления вакуума в откачиваемом объеме поворотные элементы медленно открываются так, чтобы вакуум в пространстве „х“ (рис. 3) всегда оставался не ниже  $5 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст. Перед прекращением откачки поворотные охлаждаемые элементы должны закрываться, и лишь после этого закрывается затвор, выключается нагрев диффузионного насоса.

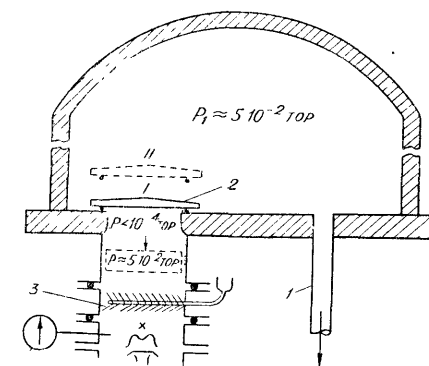


Рис. 3. К работе ловушки в схеме вакуумной установки.

На рисунке приведена схема обычной распылительной вакуумной установки с отводом 1 для байпасной откачки. На первый взгляд может казаться, что байпасная откачка может устранить или, по крайней мере, сильно уменьшить обратную миграцию паров масла в откачиваемый объем.

Однако это далеко не так. Если установка снабжена обычной ловушкой и система подготовлена к откачке воздуха из-под колпака до высокого вакуума (затвор 2 занимает положение I, вакуум над ловушкой выше чем  $1 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст.), то после открытия затвора (он занимает положение II) вакуум в отсеке ловушки немедленно понизится до значения, которое было получено байпасной откачкой. Следовательно, ловушка теряет свою эффективность из-за малой длины свободного пробега молекул, и пары масла немедленно окажутся в откачиваемом объеме за счет диффузии. Другими словами, у кривой (рис. 1) реализуется область, расположенная правее оси ординат, проведенной на рисунке в виде точек с запятой. Это означает, что за несколько минут откачки газа с форвакуума до высокого вакуума стены откачиваемого объема всей арматуры и поверхность покрываемых деталей уже оказывается полностью загрязненными [7].

Можно указать еще один прием, позволяющий несколько повысить эффективность обычных ловушек с постоянным расстоянием между охлаждаемыми элементами. Так, например, если затвор 2 открывать очень медленно, то может быть достигнут тот же эффект, что и с ловушкой с переменным расстоянием между охлаждаемыми элементами. Однако в этом случае, во-первых, значительно меньше полной периметр затвора, и это сильно сокращает пропускную способность зазора при равных толщинах его с зазором между охлаждаемыми элементами ловушки (рис. 2). Во-вторых, в момент запуска диффузионного насоса поверхность полости, указанная на рис. 3 мелкими точками, окажется настолько замаслянной, что испарение масла в следующем уже является серьезным источником загрязнений, так как эти поверхности не могут быть подвергнуты охлаждению.

Масс-спектрометрические исследования работы ловушки с переменным расстоянием между охлаждаемыми элементами, изготовленной на базе ловушки Ду-160, показали, что она при правильной эксплуатации весьма эффективно защищает объем от обратной миграции паров масла в откачиваемый объем, и уровень молекул углеводородов в системе остается значительно ниже по сравнению с поступлением их из манометрической лампы ЛМ-2 [4] в период ее прогрева.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Данилин Б. С. Вакуумное нанесение тонких пленок. М., «Энергия», 1967.
2. Пауэр Б. Д. Высоко-вакуумные откачные устройства, М., «Энергия», 1969.
3. Тределенбург Э. Сверхвысокий вакуум. М., «Мир», 1961.
4. Тагиров Р. Б., Валидов М. А., Зюзин Н. А., Тальдаев Э. Т., Паймеров С. А. Вакуумная техника, вып. 2. Казань, Татнигоиздат, 1970.
5. Валидов М. А., Тальдаев Э. Т., Тагиров Р. Б., Зюзин Н. А., и Паймеров С. А. Авт. свидетельство № 1281806/26-25 на «Охлаждаемую ловушку».
6. Дэшман С. Научные основы вакуумной техники. М., «Мир», 1964.
7. Тагиров Р. Б. Вакуумная техника, вып. 2. Казань, Татнигоиздат, 1970.

УДК 621.521 : 621.527

Е. С. БОРОВИК, И. Ф. МИХАЙЛОВ, Н. А. КОСИК

## АВТОНОМНЫЙ ВОДОРОДНЫЙ КОНДЕНСАЦИОННЫЙ НАСОС ВК-100

При  $T = 20^\circ \text{K}$  равновесная упругость паров всех веществ кроме  $\text{Ne}$ ,  $\text{H}_2$  и  $\text{He}$  ниже  $10^{-10}$  мм рт. ст. Поверхность, охлажденная до такой температуры, будет конденсировать почти все падающие на нее молекулы. Это явление и используется в высоковакуумных конденсационных насосах для получения разрежения  $10^{-9} - 10^{-10}$  мм рт. ст. [1—4].

Устройство насоса ВК-100. Схема водородного конденсационного насоса ВК-100 показана на рис. 1. Основным рабо-

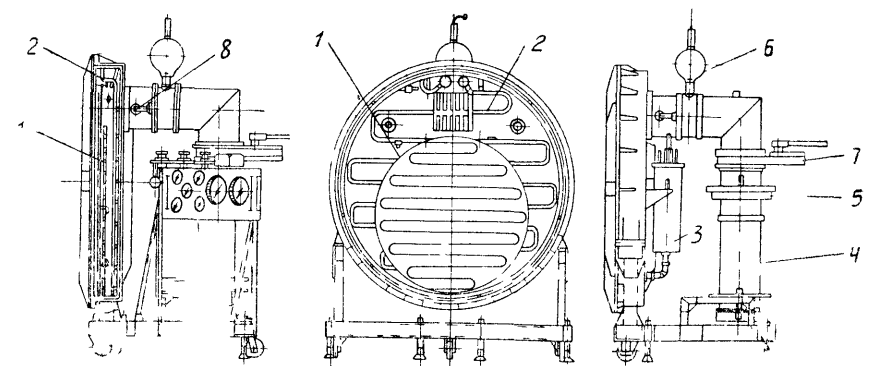


Рис. 1. Схема водородного конденсационного насоса ВК-100:

1 — конденсирующий элемент; 2 — азотные экраны; 3 — водородный охладитель ВО-10; 4 — диффузионный насос М2500; 5 — азотные жалюзи; 6 — азотная ловушка; 7 — мотыльковый клапан; 8 — клапан.

чим элементом насоса ВК-100 является конденсирующая поверхность 1, представляющая собой круг  $\varnothing 1250$  мм из 2,0 мм листовой меди, с одной стороны, к которой припаяна на тепловой контакт медная трубка  $\varnothing 12 \times 1,0$  мм и  $L = 15$  м. Расстояние между трубкой равно 10 см, что обеспечивает малый температурный перепад по листу конденсирующей поверхности. Со стороны припаянной медной трубки к конденсирующей поверхности механически прикреплен медный ( $\delta = 1$  мм) экран. Наружные поверхности медных листов полированы. Конденсирующий элемент 1 с помощью цепочек из нержавеющей стали привешен к корпусу насоса, а снизу через пенопластовый изолятор механически прикреплен к азотному экрану 2.

Вся внутренняя поверхность корпуса насоса закрыта цилиндрическим и торцевым экранами 2 из 2-мм листовой меди, которые охлаждаются жидким азотом, протекающим по припаянным к ним медным трубкам  $\varnothing 20 \times 1,0$  мм. Средний диаметр азотных экранов 2—1800 мм. Экраны защищают конденсирующую поверхность от теплового излучения стенок корпуса (что уменьшает расход жидкого водорода) и конденсируют выделяющиеся со стенок корпуса насоса и откачиваемого объема пары воды и других веществ с низкой упругостью пара при 78° К.

Конденсирующая поверхность охлаждается жидким водородом (парожидкостным потоком  $H_2$ ), поступающим из установленного непосредственно на корпусе насоса водородного ожижителя ВО-10 [6] 3, работающего в рефрижераторном режиме со стандартным компрессором 1 ВУВ 45/150 в замкнутом цикле ожижения [5].

Корпус насоса ВК-100 внутренним диаметром 1860 мм и длиной 250 мм изготовлен из нержавеющей стали. Все вакуумноплотные сварные швы — внутренние. Внутренняя поверхность корпуса полирована электрохимическим способом.

Диффузионный насос М2500 4 с водяным и азотным жалюзи 5, азотной ловушкой 6 предназначен для откачки неконденсирующихся компонент остаточного газа во время работы конденсационного насоса ВК-100 и для обеспечения предварительного разрежения  $10^{-6}$  мм рт. ст., необходимого для его запуска. Для защиты установки от загрязнений при отогреве ловушки 6 установлен бессальниковый мотыльковый клапан 8.

Все оборудование водородного конденсационного насоса ВК-100 (кроме компрессора 1 ВУВ 45/150 смонтировано в одном агрегате на подвижной раме. Необходимая площадь для размещения всего устройства  $\sim 20$  м<sup>2</sup>.

**Результаты испытаний.** Насос ВК-100 испытывался при работе с реципиентом объемом 5 м<sup>3</sup>. Внутренние поверхности реципиента, как и корпуса насоса, окружены азотными экра-

нами. Реципиент имел большое число фланцев и вводов с резиновыми уплотнениями. Измерения производились рядом ионизационных манометров МИ-12, ИМ-12 и ЛМ-2, лишенных стеклянных оболочек и расположенных внутри откачиваемого объема в различных точках его пространства. Предварительная откачка осуществлялась форвакуумным насосом ВН-2 и диффузионным насосом М-500. Время достижения давления  $10^{-6}$  мм рт. ст. около 3 часов.

После охлаждения азотных экранов насоса ВК-100 и реципиента давление в откачиваемом объеме устанавливается равным  $1 \cdot 10^{-7}$  мм рт. ст. Рабочую температуру конденсирующая поверхность приобретает через 2—2,5 часа после запуска ожижителя ВО-10 и вакуум в объеме установки устанавливается  $2-2,5 \cdot 10^{-9}$  мм рт. ст. Натекание в установке в рабочем состоянии равно 0,80 см<sup>3</sup>/час, что и определяет значение предельного разрежения  $2 \cdot 10^{-9}$  мм рт. ст.

Скорость откачки измерялась методом постоянного давления и составляла  $1,1 \cdot 10^5$  л/сек по воздуху, определенная по показаниям ионизационных манометров, расположенных в полуметре от конденсирующей поверхности. Скорость откачки неконденсирующихся газов измерялась на водороде и равнялась 80—90 л/сек в интервале давлений  $10^{-5} - 10^{-8}$  мм рт. ст.

Суммарное потребление жидкого азота водородным конденсационным насосом ВК-100 с указанным реципиентом составляло 60—70 л/час. Суммарный расход энергии только водородным конденсационным насосом ВК-100 равен 50 квт.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Лазарев Б. Г., Боровик Е. С., Федорова М. Ф., Цин Н. М. УФЖ, т. 2, № 2, 175—182.
2. Боровик Е. С., Лазарев Б. Г., Михайлов И. Ф. „Атомная энергия“, т. 7, № 2, 117—121, 1959.
3. Borovik E. S., Lasarev B. G., Mikgailov I. F. „Vide“, 17, N 99, 231, 1962.
4. Cryogenics Eng. News, 1, N 12, 18—22, 1966.
5. Боровик Е. С., Михайлов И. Ф. „Химическое машиностроение“, № 1, 3—4, 1961.
6. Боровик Е. С., Михайлов И. Ф., Косик Н. А. ПТЭ, № 3, 165—168, 1963.

Е. С. БОРОВИК, И. Ф. МИХАЙЛОВ, Н. А. КОСИК

## КОНДЕНСАЦИОННЫЙ МЕТОД ФОРВАКУУМНОЙ ОТКАЧКИ

Существенным этапом в получении вакуума в больших объемах является откачка в форвакуумной области, охватывающей давление от атмосферного до  $10^{-4}$  мм рт. ст. Время откачки от атмосферного давления до давлений, соответствующих началу работы высоковакуумных конденсационных насосов, как правило, значительно и во многих случаях занимает большую часть времени работы установки. Обычно откачка в этой области давлений осуществляется комплексом механических, бустерных и диффузионных насосов. Такая система откачки характеризуется сложностью и высокой стоимостью. Кроме того, при ее работе происходит загрязнение откачиваемого объема парами масел и продуктами его разложения. Применению конденсационного метода для откачки в форвакуумной области давлений и посвящена настоящая работа.

### Конденсационная откачка в форвакуумной области давлений

При температуре кипения жидкого водорода ( $20,4^\circ\text{K}$ ) все вещества, за исключением  $\text{Ne}$ ,  $\text{H}_2$  и  $\text{He}$ , имеют равновесную упругость пара меньшую чем  $10^{-10}$  мм рт. ст. [1–2]. Количество их в воздухе составляет  $2,1 \cdot 10^{-3}\%$  объемных, что соответствует остаточному давлению  $2,4 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст. [3]. При охлаждении конденсирующей поверхности до температуры кипения жидкого гелия  $4,2^\circ\text{K}$  давление остаточного газа будет значительно ниже в счет конденсации водорода, неона, а также адсорбции гелия — на твердом воздухе.

В установке объемом 50 л с размещением в ней конденсирующих элементов в виде цилиндрического змеевика из медной трубки  $\varnothing 12 \times 1,0$  мм и длиной 12 м, охлаждаемым проточным жидким водородом, получено разрежение, близкое к расчетному.

Откачку конденсаций при азотной температуре ( $78^\circ\text{K}$ ) можно осуществить, предварительно заменив в объеме воздух углекислым газом, что широко применяется для вакуумной термоизоляции в сосудах для хранения криогенных жидкостей [4].

На рис. 1 показана схема насоса для откачки воздуха от 760 мм рт. ст. до давлений в тройной точке и ниже. Кон-

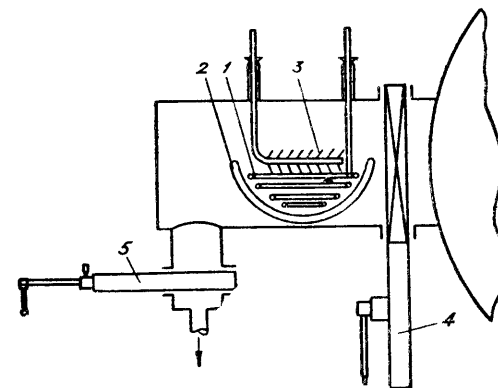


Рис. 1. Схема конденсационного насоса для откачки 760-р тройной точки:

1 — конденсатор; 2 — сборник жидкости; 3 — азотные жалюзи; 4, 5 — вакуумные клапаны.

денсирующий элемент 1 из медной трубки  $\varnothing 12 \times 1,0$  мм, свитой в спираль-змеевик, окружен сосудом 2 для сбора жидкого конденсата. Конденсирующий элемент охлаждается жидким водородом, подаваемым в спираль из дюаров. При работе насоса с атмосферного давления до давления тройной точки образуется жидкость, стекающая с поверхности трубки в сборник 2. Чтобы избежать конвективного теплообмена, часть витков конденсирующего элемента расположена у дна сборника. Клапан 4 служит для отсоединения насоса от реципиента, а клапан 5 для удаления откачиваемых веществ по окончании работы насоса. Азотные жалюзи 3 предназначены для предварительного охлаждения конденсируемого вещества. Такой насос может работать длительное время с постоянной скоростью откачки при отсутствии неконденсируемых компонент. Конденсация  $\text{N}_2$  и  $\text{O}_2$  в жидкую фазу происходит при высокой равновесной упругости пара, значительно превышающей парциальное давление неконденсирующихся компонент, что исключает возможность отдельной откачки их с помощью какого-либо вспомогательного насоса малой производительности. Накопление неконденсирующихся веществ вблизи холодной поверхности значительно уменьшает скорость откачки.

Скорость откачки насоса много меньше теоретической, вычисленной в предположении абсолютной „черноты“ конденсирующейся поверхности. Это отличие объясняется конечной скоростью процесса теплопередачи при конденсации газа и при кипении хладагента.

## Теплопередачи в форвакуумном конденсационном насосе

Равновесная упругость пара над сконденсированным веществом экспоненциально зависит от температуры конденсата. Поэтому разность температур между поверхностью конденсации и хладагентом не должна превышать величину, обусловленную заданным предельным давлением. При условии непрерывности теплового потока в установившемся режиме количество тепла, выделившееся при конденсации, должно равняться количеству тепла, отобранного хладагентом. Коэффициенты теплоотдачи при кипении и конденсации значительно отличаются по величине [5]. Поэтому скорость откачки единицей поверхности конденсирующего элемента будет определяться коэффициентом теплоотдачи от кипящей жидкости к стенке. Этот коэффициент зависит от температуры стенки. Поэтому скорость откачки конденсационного насоса также будет меняться.

По змеевику жидкий водород движется вместе с газообразным со скоростью, возрастающей по мере испарения жидкости. Коэффициент теплоотдачи от парожидкостной смеси к стенке зависит от содержания жидкости в смеси и от скорости ее движения [6—7], что в свою очередь зависит от тепловой нагрузки. Величину коэффициента теплоотдачи можно определить численно, зная все параметры для каждого отрезка трубки конденсирующего элемента.

На рис. 2 приведена кривая зависимости производительности водородного конденсационного насоса от температурного напора при откачке воздуха комнатной температуры. Видно, что максимальная производительность насоса будет при  $\Delta T = 2^\circ \text{K}$ . При большей разности температур производительность резко падает. Естественно, что кривая имеет смысл в области температур, соответствующих физическим

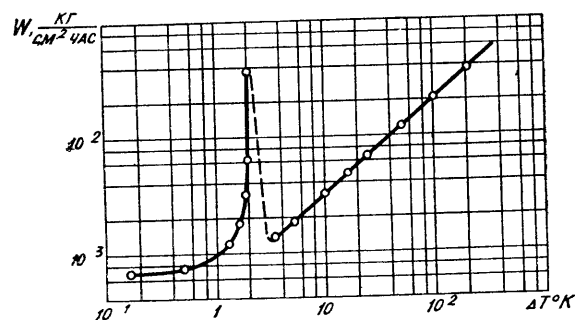


Рис. 2 Удельная скорость откачки охлаждаемой жидким водородом поверхности при различных тепловых напорах при откачке воздуха комнатной температуры.

свойствам откачиваемого газа. Для воздуха эта область температур ограничена  $20 - 80^\circ \text{K}$ , для  $\text{CO}_2 - 20 - 190^\circ \text{K}$  и т. д.

Таким образом, насосы рассмотренных конструкций работают почти все время в условиях, не соответствующих их максимальной производительности.

Для более эффективного использования конденсационных насосов при откачке в форвакуумной области давлений целесообразно искусственно поддерживать тепловую нагрузку на конденсирующий элемент, соответствующую оптимальной разности температур. Такое ограничение возможно осуществить введением или установкой между откачиваемым объемом и насосом регулируемого гидравлического сопротивления. В этом случае давление в конденсационном насосе будет поддерживаться значительно ниже давления в тройной точке и весь откачиваемый газ конденсируется сразу в твердой фазе с равновесной упругостью паров более низкой, чем суммарное парциальное давление неконденсирующихся примесей воздуха. Последние в этом случае можно откачивать вспомогательным высоковакуумным насосом, диффузионным, адсорбционным и т. д., производительностью в 100—1000 меньше, чем производительность самого конденсационного насоса.

## Энергетические затраты

Форвакуумный конденсационный насос целесообразно применять для откачки больших емкостей, работающих с высоковакуумными конденсационными насосами. Оборудование, обеспечивающее работу ожижителя высоковакуумного и форвакуумного насосов, одинаково, и поэтому в силу очередности работы их для всей системы достаточно одного комплекта оборудования.

На рис. 3 приведены удельные энергетические затраты для различных наиболее распространенных типов вакуумных насосов в области давлений, где их скорость откачки сохраняется неизменной. Энергетические затраты для водородного конденсационного насоса относятся к откачке воздуха. Видно, что удельный расход энергии для этого насоса в области  $10 - 10^{-2} \text{ мм рт. ст.}$  сравним с энергозатратами механических 15, эжекторных 14, двухроторных 12 насосов и меньше, чем для бустерных 11 [8—9]. При более низком давлении водородные конденсационные насосы значительно выгоднее остальных как в форвакуумной области давлений 18, так и в высоковакуумной 9, 10.

Кривая 19 учитывает теплотери за счет конвекции откачиваемого газа водородного конденсационного насоса [11]. Применение индивидуального водородного ожижителя, работающего в рефрижераторном режиме для форвакуумного

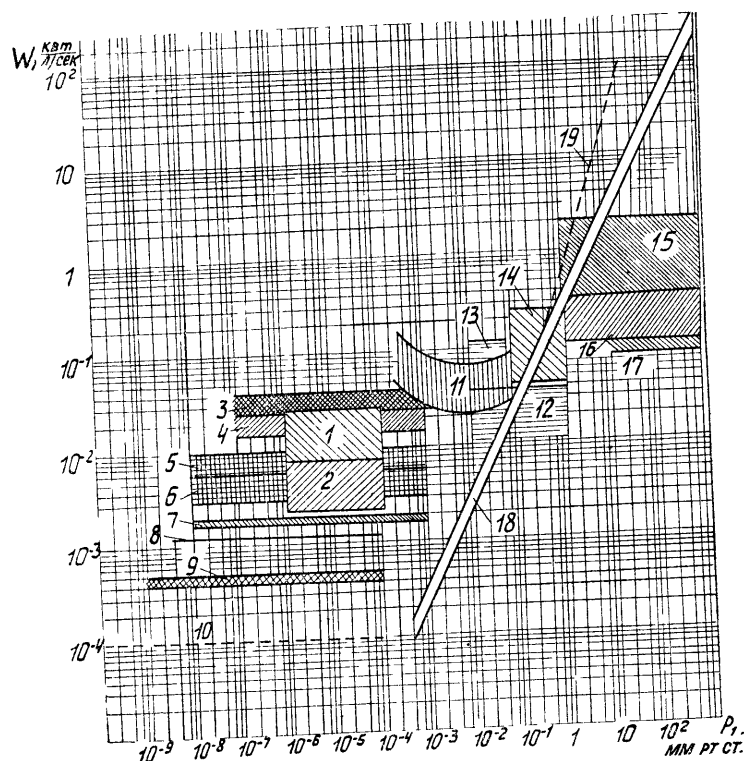


Рис. 3. Удельные энергетические затраты для различных вакуумных насосов в области их постоянной скорости откачки.

1, 2 — диффузионные насосы с азотно-жалюзийной защитой производительностью до 1000 л/сек и выше соответственно; 3, 4 — турбомолекулярные насосы; 5, 6 — магнитные электроразрядные насосы; 7 — геттерные насосы; 8 — автономный гелиевый конденсационный насос ГК-40, ионные насосы; 9 — автономные водородные конденсационные насосы ВК-40 и ВК-100, 10 — автономные водородные конденсационные насосы ВК-40 и ВК-100, 11 — автономные водородные конденсационные насосы ВК-40 и ВК-100, 12, 13 — двухторные насосы; 14 — эжекторные насосы; 15, 16, 17 — механические форвакуумные насосы; 18 — энергетические затраты форвакуумных насосов при откачке воздуха; 19 — то же с учетом возрастания теплоты и влияния конвекции в указанной области давления.

конденсационного насоса, позволяет уменьшить расходы электроэнергии в два раза.

Применение конденсационных насосов для откачки в форвакуумной области давлений позволяет значительно уменьшить стоимость всего устройства. Наименьшими удельными расходами энергии, малой стоимостью и высокой производительностью при откачке высоковакуумного объема будет обладать система, состоящая из механических (760 — 1 мм рт. ст.), форвакуумных конденсационных насосов. Кроме того,

применение только конденсационной откачки полностью исключает загрязнение реципиента маслами и продуктами его разложения. Последнее качество предлагаемой системы откачки имеет во многих случаях самостоятельную ценность.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лазарев Б. Г., Боровик Е. С., Федорова М. Ф. Цин Н. М. УФЖ, № 2, 175, 1957.
2. Borovik E. S., Lasarev B. G., Mikgailov I. F. „Vide“, 17, N 99, 231, 1962.
3. Дэшман С. Научные основы вакуумной техники. М., ИЛ, 1964.
4. Вопросы глубокого охлаждения, сб. М., ИЛ, 1961.
5. Кутателадзе С. С. Теплопередача при конденсации и кипении. М.—Л., Машгиз, 1952.
6. Кольер Дж. Обзор работ по теплообмену к двухфазным системам. М., ИЛ, 1962.
7. Timmerhaas K. D. „Applied Cryogenics Engineering“, John Wiley, 1962.
8. Фролов Е. С. и др. Вакуумные системы и их элементы. М., „Машиностроение“, 1968.
9. Цейтлин А. Б. Пароструйные вакуумные насосы. М.—Л., „Энергия“, 1965.
10. Боровик Е. С., Лазарев Б. Г., Михайлов И. Ф. „Атомная энергия“, № 7, 117, 1959.
11. Hord J. „Cryogenics“, b. N 5, 285, 1966.

УДК 621.694.2

Д. Х. ЗАЙДЕНШТЕЙН, И. И. КАЛМЫКОВ, В. Г. ЖАРИНОВ,  
А. Г. СТРИЖКОВ

#### О ВЛИЯНИИ ЧИСЛА РЕЙНОЛЬДСА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЖЕКТОРА

Общеизвестно применение струйных аппаратов, в частности, газоструйных эжекторов в авиации, газовом транспорте, металлургии, химии, энергетике, вакуумной технике, ядерной и космической технике и т. д.

В последнее время возникла и стала быстро развиваться новая область использования газо- и пароструйных эжекторов — создание в различных аппаратах и установках весьма низких давлений, достигающих  $1 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст. (вакуумные эжекторные насосы для откачки дуговых электродов в металлургии, гиперзвуковых аэродинамических труб малой плотности в авиации, камер для сушки электротехнических изделий и др.).

Режимы работы высоковакуумных ступеней таких эжекторов характеризуются низкими значениями чисел Рейнольдса



и, соответственно, большими потерями на трение в каналах эжектора, увеличивающимися по мере уменьшения чисел  $Re$ .

Известные методы расчета эжекторов, например [1, 2], не могут быть использованы для области малых значений  $Re$ .

В литературе рассматриваемой проблеме посвящено сравнительно небольшое число исследований [3—6].

Прежде чем перейти к анализу влияния чисел  $Re$ , найдем полную систему безразмерных параметров, определяющих характеристики эжектора.

Для этого рассмотрим систему независимых параметров, определяющих характеристики эжектора в целом, такие, например, как степень сжатия, коэффициент полезного действия и т. п.

Будем полагать, что эжектирующая и эжектируемая среды являются одинаковыми. Примем, что газ термически и калорически совершенный:

$$p = R\rho T, \quad h = c_p T, \quad (1)$$

где  $p$  — давление,  $R$  — газовая постоянная,  $\rho$  — плотность,  $T$  — температура,  $h$  — энтальпия,  $c_p$  — теплоемкость при постоянном давлении.

Уравнения состояния (1) полностью определяют термодинамические свойства газа. Поэтому параметры  $R$  и  $c_p$  полностью характеризуют газ при равновесных процессах. Вместо  $c_p$  можно ввести показатель адиабаты  $k$ , так как

$$c_p = \frac{k}{k-1} R.$$

Свойства вязкости и теплопроводности газа определяются коэффициентом вязкости  $\eta$  и коэффициентом теплопроводности  $\chi$ . Примем, что  $\eta$  и  $\chi$  для заданного режима работы эжектора не изменяются, но могут принимать различные значения при изменении режима работы эжектора.

Отметим, что свойство весомости газа должно исключаться в практике обычной работы эжекторов.

Таким образом, система параметров

$$R, k, \eta \text{ и } \chi$$

полностью характеризует механическую и тепловую природу газа [7].

Зафиксируем геометрические размеры всех элементов эжектора. Тогда их можно определить значением некоторого характерного размера  $L$ , в качестве которого можно принять, например, диаметр горла активного сопла  $d_{кр а}$  или диаметр выходного сечения активного сопла  $d_{1а}$ , или диаметр цилиндрической камеры смещения  $d_3$  и т. п.

Наряду с другими параметрами характеристики эжектора зависят от потерь в результате шероховатости поверхности

проточной части эжектора. Зафиксируем шероховатость поверхности элементов эжектора. Тогда шероховатость различных элементов можно определить значением шероховатости  $\Delta$  какого-либо одного элемента.

Будем полагать, что активное сопло является сверхзвуковым, и в нем реализуются сверхзвуковые режимы течения газа.

Сверхзвуковой эжектор может иметь два различных режима работы: предельный и допредельный. Предельный режим характерен тем, что для заданного эжектора и заданных давления торможения эжектирующего (активного) газа  $p_{0а}^*$ , абсолютной температуры торможения активного газа  $T_{0а}^*$ , давления торможения эжектируемого (пассивного) газа  $p_{0п}^*$ , абсолютной температуры торможения пассивного газа  $T_{0п}^*$  изменение противодавления не приводит к изменению расхода пассивного газа  $G_n$ . На допредельном режиме изменение противодавления приводит к изменению расхода. Наименьшее значение противодавления, при котором возникает предельный режим, будем обозначать  $p_{4пр}^*$ .

Итак, предельный режим можно задать параметрами  $p_{0а}^*$ ,  $T_{0а}^*$ ,  $p_{0п}^*$ ,  $T_{0п}^*$ . В дальнейшем будем рассматривать только предельные режимы.

Будем полагать стенки каналов эжектора нетеплопроводными.

Таким образом, на основании вышесказанного полную систему определяющих параметров можно представить в следующем виде:

$$R, k, \eta, \chi, L, \Delta, p_{0а}^*, T_{0а}^*, p_{0п}^*, T_{0п}^*. \quad (2)$$

Система параметров (2) полностью определяет внешние характеристики работы сверхзвукового эжектора на предельном режиме, такие, как расход пассивного потока, степень сжатия  $\pi = \frac{p_{4пр}^*}{p_{0п}^*}$ , коэффициент полезного действия и т. п.

С помощью теории подобия [7] получим вместо (2) следующие шесть безразмерных параметров:

$$P_r = \frac{c_p \eta}{\chi}, \quad k, \quad Re = \frac{\rho V L m}{\eta}, \quad \bar{p}_{ан}^* = \frac{p_{0а}^*}{p_{0п}^*}, \quad \theta = \frac{T_{0а}^*}{T_{0п}^*}, \quad \bar{\Delta} = \frac{\Delta}{L}.$$

Здесь скорость  $V$  и плотность  $\rho$  в общем случае являются функциями параметров (2); величина  $m$  есть отношение какого-либо геометрического размера к характерному размеру  $L$ .

Следует отметить, что в [3] величина  $Re$  подсчитывалась по осредненным параметрам в выходном сечении камеры смещения, в [4] — по параметрам потока в выходном сечении



активного сопла, в [5] — по параметрам активного потока в сечении запираания в соответствии с теорией [2] при  $n=0$  ( $n = \frac{G_n}{G_a}$  — коэффициент эжекции,  $G_a$  — расход активного газа).

Необходимо обратить внимание на тот факт, что в самом подходе при выборе параметров для определения числа  $Re$  заложен формализм. В конечном итоге неважно, в каком сечении эти параметры взяты, так как по условию геометрические размеры и режим работы эжектора являются фиксированными. Выбрав, вообще говоря, формально число  $Re$  для анализа внешних характеристик, нельзя предполагать, что именно в том элементе эжектора, для которого подсчитано число  $Re$ , и имеют место дополнительные потери на трение. Для исчерпывающего анализа следует учитывать сложную картину газодинамического процесса в эжекторе (потoki в активном и пассивном соплах, смешанный поток в камере смешения и диффузоре и т. п.), т. е. необходимо учитывать, что эжектор представляет собой многоканальную систему.

Значения чисел  $Re$  в каналах эжектора при фиксированных режиме его работе и геометрических размерах существенно различны.

Рис. 1 дает представление о соотношении чисел  $Re$  в различных каналах эжектора. Здесь приведены зависимости от относительных чисел Рейнольдса

$$\bar{Re}_{1a} = 1, \bar{Re}_{1n} = \frac{Re_{1n}}{Re_{1a}}, \bar{Re}_{кр. a} = \frac{Re_{кр. a}}{Re_{1a}}, \bar{Re}_3 = \frac{Re_3}{Re_{1a}}$$

воздушных (эжектирующая и эжектируемая среды — воздух) эжекторов от приведенной скорости в выходном сечении активного сопла без учета потерь  $\lambda_{1a}$  и ( $Re_{кр. a}$ ,  $Re_{1a}$ ,  $Re_{1n}$  и  $Re_3$  — числа Рейнольдса, соответственно, в критическом и выходном сечениях активного сопла, на выходе из пассивного сопла и камеры смешения) при работе их на предельных режимах, когда запираание пассивного потока происходит в сечении среза активного сопла. Расчеты эжекторов производились по методике [2]. При расчетах принималось  $\theta = 1$  потери учитывались только в сверхзвуковой части сопла, где скоростной коэффициент  $\varphi_a$  полагался равным 0,97.

Можно ожидать, что при некоторых заданных условиях работы эжектора режимы работы одних каналов будут находиться в автомодельной области по числу  $Re$ , других — в неавтомодельной.

Для иллюстрации этого положения обратимся к рис. 2, на котором представлены зависимости характерных чисел  $Re$  от диаметра горла сопла геометрически подобных эжекторов (запираание пассивного потока — в сечении среза активного сопла).

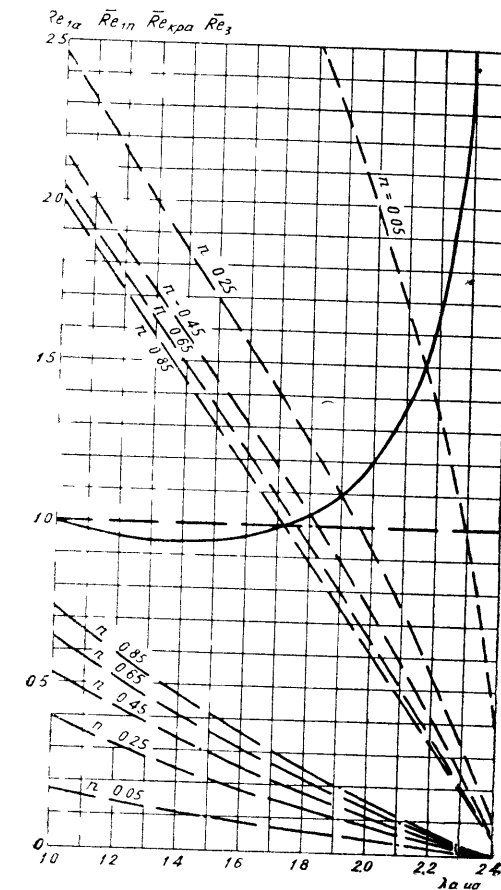


Рис. 1. Зависимость относительных чисел Рейнольдса в каналах эжектора от приведенной скорости на выходе из активного сопла.

— · · — · · —  $Re_{1a}$ ; — · — · —  $Re_{1n}$ ;  
— — —  $Re_{кр. a}$ ; — — —  $Re_3$ .

Для качественного анализа графиков на рис. 2 укажем ориентировочные значения чисел  $Re_{гр}$  различных каналов эжектора на границе автомодельной и неавтомодельной областей.

На рис. 3 приведена зависимость коэффициента расхода  $\mu$  в суживающемся сопле от числа  $Re$ , подсчитанного по параметрам в критическом сечении, по данным [8, 9]; из рисунка видно, что в случае суживающихся сопел можно принять  $Re_{гр} = 10^2$ . Используя данные [3], для камеры смешения при-

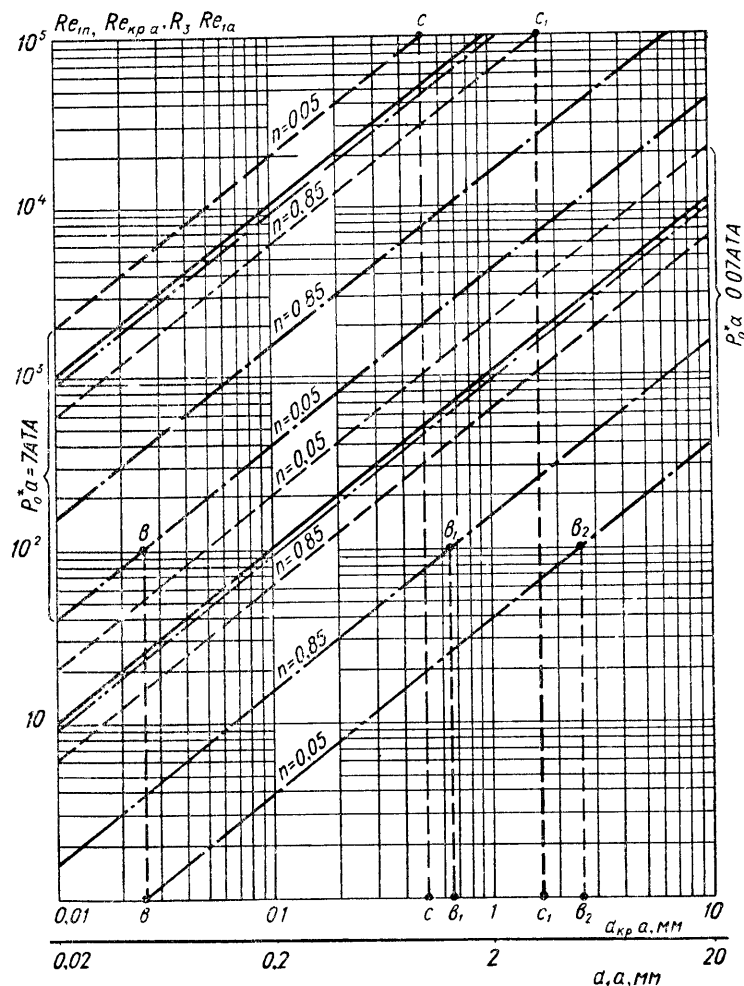


Рис. 2. Зависимость чисел Рейнольдса в каналах эжектора от его геометрических размеров.

— · — · — · —  $Re_{1a}$ ; — · — · —  $Re_{1n}$ ;  
 — — —  $Re_{кр. a}$ ; — — —  $Re_3$ .

$d_{кр. a}$  и  $d_{1a}$  — диаметры критического и выходного сечений активного сопла, соответственно.

$$T_{0a}^* = T_{0n}^* = 300^\circ \text{K}; \lambda_{1a \text{ ид.}} = 2.$$

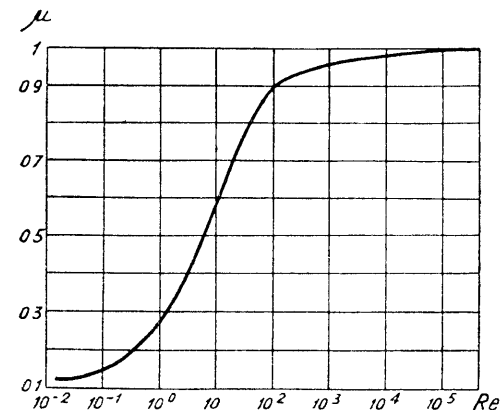


Рис. 3. Зависимость коэффициента расхода в сужающемся сопле от числа Рейнольдса.

мом  $Re_{гр} = 10^5$ . Справа от точек  $b$ ,  $b_1$  и  $b_2$  (рис. 2) лежат геометрические размеры эжекторов, для которых в рассматриваемом случае режим работы пассивного сопла находится в автомодельной области, слева — в неавтомодельной. Аналогично точки  $c$  и  $c_1$  определяют граничные значения геометрических размеров эжектора для режимов работы камеры смешения. Режимы работы камеры смешения и пассивного сопла эжекторов с размерами  $d_{кр. a} > 0,5 \text{ мм}$  ( $p_{0a} = 7 \text{ атм}$ ,  $n = 0,05$ ) находятся в автомодельной области; режимы работы пассивного сопла эжекторов с размерами  $0,025 < d_{кр. a} < 0,5 \text{ мм}$  находятся в автомодельной области, камеры смешения — в неавтомодельной области; при  $d_{кр. a} < 0,025 \text{ мм}$  оба канала работают в неавтомодельной области.

Таким образом, при изменении параметров потоков или геометрических размеров эжектора возможны варианты, когда режимы работы всех каналов эжектора находятся одновременно либо в автомодельной, либо в неавтомодельной области; режимы работы одних каналов находятся в автомодельной, других — в неавтомодельной области.

Те элементы эжектора, которые работают в неавтомодельных областях, и определяют дополнительные потери на трение.

При экспериментальном исследовании влияния чисел  $Re$  на характеристики эжекторов, когда изменение чисел  $Re$  производится за счет изменения геометрических размеров эжектора, может сильное влияние оказать величина  $\Delta$ .

На рис. 4 представлены результаты экспериментального исследования серии геометрически подобных воздушных

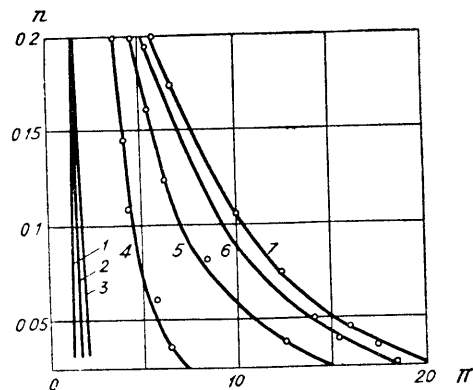


Рис. 4. Дроссельные характеристики серии геометрически подобных эжекторов.

- |               |                |                    |             |
|---------------|----------------|--------------------|-------------|
| 1 — $d_{кр.}$ | $a = 0,73$ мм; | $\lambda_{1a}$ ид. | $= 1,88$ .  |
| 2 — "         | $= 0,94$ мм;   | "                  | $= 1,90$ .  |
| 3 — "         | $= 1,87$ мм;   | "                  | $= 1,88$ .  |
| 4 — "         | $= 3,0$ мм;    | "                  | $= 1,90$ .  |
| 5 — "         | $= 6,0$ мм;    | "                  | $= 1,90$ .  |
| 6 — "         | $= 10,2$ мм;   | "                  | $= 2,055$ . |
| 7 — "         | $= 13,2$ мм;   | "                  | $= 2,06$ .  |

эжекторов с  $\frac{F_3}{F_{кр a}} = 17$  ( $F_{кр a}$  — площадь критического сечения активного сопла;  $F_3$  — площадь сечения камеры смешения).

Чистота обработки всех геометрически подобных эжекторов была примерно одинаковой. В связи с этим относительная шероховатость  $\bar{\Delta}$  изменялась, например, для камеры смешения в пределах  $(0,076 - 8,7) \cdot 10^{-3}$  (более чем в 100 раз).

Из рассмотрения полученных для предельных режимов работы эжектора зависимостей  $n = f(\pi)$  следует, что с уменьшением геометрических размеров наблюдается ухудшение характеристик эжектора во всем исследованном диапазоне  $n = 0,025 - 0,2$ . Как показывает анализ, режимы работы элементов эжекторов по числам Re находятся в области автомодельности и вблизи нее; отсюда следует, что ухудшение характеристик эжекторов происходит в данном случае в основном за счет увеличения потерь на трение в результате увеличения относительной шероховатости  $\bar{\Delta}$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Соколов Е. Я. и Зингер Н. М. Струйные аппараты. М. — Л., Госэнергоиздат, 1960.
2. Васильев Ю. Н. Теория сверхзвукового газового эжектора с цилиндрической камерой смешения. — Сб.: Лопаточные машины и струйные аппараты, вып. 2. М., «Машиностроение», 1967.

3. Кульпин Б. В. Влияние числа Рейнольдса на основные показатели струйного компрессора. Казань, Труды КАИ, вып. XXXVII, 1957.
4. Плотников А. Е., Тимошин А. Н. Некоторые вопросы многоступенчатого сжатия газа в вакуумных эжекторах. Вестник Московского университета, № 1, 1969.
5. Филатов А. П. Исследования сверхзвуковых газовых эжекторов при малых числах Re. Труды ЦАГИ, выпуск 1365, 1971.
6. Филатов А. П. Экспериментальное исследование охлаждаемых газовых эжекторов при малых числах Re. Труды ЦАГИ, выпуск 1365, 1971.
7. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике, М., «Наука», Гл. ред. физ.-мат. лит.-ры, 1972.
8. Mancil W. Milligan, Nozzle Characteristics in the Transition Regime between Continuum and Free Molecular Flow, A. I. A. A. Journal, Vol. 2, N 6, June 1964.
9. George S. Sutherland and Michael E. Maes, A Review of Micro-rocket Technology.  $10^{-6}$  to 1 lbf Thrust, Journal of Spacecraft and Rockets, Volume 3, Number 8, august 1966.

УДК 621.526

Е. Г. СИДОРОВ, Н. М. ГУМЕРОВ, Ф. Д. ПУТИЛОВСКИЙ,  
И. Ф. ШМЕЛЕВ

#### РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СОВМЕСТНОЙ РАБОТЫ ДИФфуЗИОННОГО И АДсорбЦИОННОГО НАСОСОВ

Для создания высокого и сверхвысокого вакуума часто в силу надежности, высоких эксплуатационных свойств используются агрегаты на базе диффузионных паромасляных насосов. Для обеспечения работоспособности диффузионного паромасляного насоса всегда устанавливается насос предварительного разрежения, и как правило, механический насос с масляным уплотнением. Однако в вакуумных установках, предназначенных для исследования и испытания приборов, связанных с проведением точных измерений, требующих отсутствия вибрации и шумов, применение диффузионных агрегатов с механическими насосами затруднено вследствие того, что механические насосы являются источниками вибрации и шума.

Безвибрационная откачка в момент измерений обычно обеспечивается применением форбаллона. Объем форбаллона определяет регламент проведения измерений. Для обеспечения значительной продолжительности по времени указанных измерений требуются большие габаритные размеры форбаллона.

Другим способом обеспечения безвибрационной откачки в момент измерений может явиться применение адсорбцион-

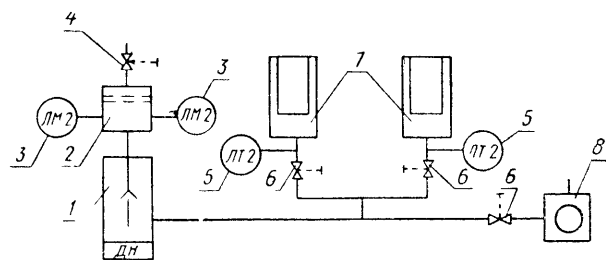


Рис. 1. Принципиальная схема стенда:

1 — диффузионный паромасляный насос Н-2Т-У, 2 — измерительный колап, 3 — манометрические датчики ЛМ-2, 4 — натекатель, 5 — манометрические датчики ЛГ-2, 6 — вентили, 7 — адсорбционные насосы ЦВН-1, 5-3, 8 — механический насос НВР-5Д.

ного насоса, способного при относительно небольших размерах обеспечить длительную работу диффузионных насосов. Такое применение адсорбционного насоса представляет большой практический интерес. С целью выявления количественных величин и качественных изменений работоспособности диффузионного паромасляного насоса совместно с адсорбционным, а также разработки методики определения продолжительности их работы было проведено экспериментальное исследование, результаты которого излагаются ниже.

Исследование проводилось на стенде, включающем диффузионный насос Н-2Т-У, адсорбционный насос ЦВН-1, 5-3 и механический насос НВР-5Д. Принципиальная схема показана на рис. 1.

Экспериментальная проверка продолжительности работы насоса Н-2Т-У на насос ЦВН-1, 5-3 осуществлялась при засыпке в ЦВН-1, 5-3 сорбентов СаА, 5А, КСМ, АГ-3 и входных давлениях в Н-2Т-У  $1 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст. и  $1 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст. Регенерация сорбентов проводилась при температуре  $400^\circ\text{C}$  в течение 8 часов. Влияние режимов регенерации сорбентов в насосе ЦВН-1, 5-3 на продолжительность работы насоса Н-2Т-У на насос ЦВН-1, 5-3 производилась на сорбенте СаА. Сорбенты в насосе ЦВН-1, 5-3 охлаждались жидким азотом. Предварительная откачка и основной запуск насоса Н-2Т-У производился механическим насосом НВР-5Д. Давление на входе в насос Н-2Т-У устанавливалось и поддерживалось натекателем.

Адсорбционный насос ЦВН-1, 5-3 рассчитан на откачку воздуха из объемов до 100 л от атмосферного давления до предельного давления  $1 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст. Время откачки не более 90 мин. Расход жидкого азота в первый час работы 6 л, далее 0,5—0,6 л/час. Марка засыпаемого сорбента

5А (СаА). Мощность нагревателя для регенерации сорбента в насосе равна 350 Вт. Температура регенерации сорбента порядка  $500^\circ\text{C}$  [1].

Диффузионный насос Н-2Т-У предназначен для откачки воздуха и других газов, не воздействующих на материалы конструкции и масло в насосе. Быстроота откачки в диапазоне входных давлений  $1 \cdot 10^{-5}$ — $1 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст. не менее 1500 л/сек. Марка заливаемого масла — ВМ-1. Наибольшее выпускное давление  $3 \cdot 10^{-1}$  мм рт. ст. Отношение максимальной производительности диффузионного насоса к весу сорбента составляет  $1 \frac{\text{л мм рт. ст.}}{\text{кг/сек}}$ . Сорбция газов цеоли-

тами, силикагелями, углями в общем зависит от размера сорбируемых молекул и размера входных окон сорбента, температуры сорбента и режимов регенерации. Размеры входных окон сорбентов, с которыми проводилось исследование, приведены в табл. 1 [2, 3].

Таблица 1

Сорбент	Размер входных окон Å
СаА	5
5А	5
Силикагели	порядка 25—40
Газовые угли	порядка 10

Обычно спектр газов, вылетающих из паромасляного насоса в сторону форвакуума, наряду с молекулами откачиваемого газа содержит молекулы тяжелых углеводородов. Исходя из приведенных размеров входных окон сорбентов и размеров вылетающих молекул из паромасляного насоса Н-2Т-У, следует, что для тяжелых молекул углеводородов лучшими из сорбентов являются силикагели и газовые угли. Согласно изотермам сорбции по воздуху, которые были определены непосредственно в насосе ЦВН-1, 5-3 и представлены на рис. 2. и размером молекул углеводородов для сорбции воздуха и легких молекул углеводородов, лучшими являются СаА, 5А, газовые угли. При работе же паромасляного насоса с натеканием, основу потока, выходящего из насоса, составляет откачиваемый газ, в нашем случае — воздух. Из всего этого можно сделать вывод, что сорбенты СаА, 5А, газовые угли наиболее подходящие.

Обратимся теперь к экспериментальным данным. Продолжительность работы насоса Н-2Т-У на ЦВН-1, 5-3 при засыпке в ЦВН-1, 5-3 сорбентов СаА, 5А, КСМ, АГ-3 составила следующую величину: при поддержании на входе в Н-2Т-У

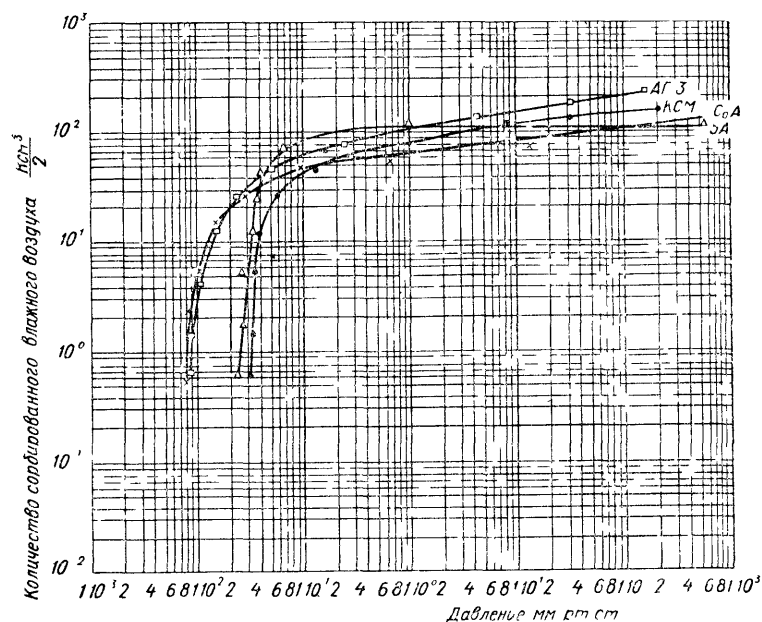


Рис. 2 Изотермы сорбции сорбентов, снятые непосредственно в насосе ЦВН-1, 5-3, при охлаждении его жидким азотом.

$1 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст. — более 100 часов в случае засыпки всех указанных сорбентов при поддержании на входе в Н-2Т-У  $1 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст. — 57, 39, 11, 77 часов соответственно указанным сорбентам. Эти данные подтверждают вышеизложенные предположения.

В одном из экспериментов была проверена работа насосов с цеолитом СаА в насосе ЦВН-1, 5-3 при комнатной температуре. Регенерация сорбента проводилась прогревом в течение 12 часов с одновременной откачкой форвакуумным механическим насосом. Паромасляный насос Н-2Т-У при этих условиях проработал на ЦВН-1, 5-3 38 мин., при входном давлении в Н-2Т-У  $5 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст.

Известно, что наибольший вылет масла из паромасляного насоса как в сторону форвакуума, так и в высоковакуумную часть происходит во время пуска и остановки насоса. А так как масло влияет на сорбционную способность сорбентов, то был проведен эксперимент по определению количества циклов запуска и остановок паромасляного насоса Н-2Т-У с сорбционным ЦВН-1, 5-3. Количество циклов запуска и остановок Н-2Т-У с сорбционным ЦВН-1, 5-3 при различных сорбентах в нем представлено в табл. 2.

Таблица 2

Сорбент	СаА	5А	КСМ	АГ-3
Количество циклов.	25	25	25	25

В течение 25 циклов не наблюдалось почти никаких изменений давления на форвакууме.

Исходя из вышеизложенного, следует, что продолжительность работы Н-2Т-У на адсорбционный ЦВН-1, 5-3 будет определять не количество циклов запуска Н-2Т-У, а количество газа, попадающего в насос ЦВН-1, 5-3 при совместной работе с Н-2Т-У. Это можно объяснить тем, что масло в момент запуска и остановки не разлагается, а конденсируется на частях, охлаждаемой водой и поэтому работа Н-2Т-У продолжительна. Обычно в цеолитовых насосах сорбент регенерируется при температуре  $400-500^\circ\text{C}$  в течение 8 часов без откачки. Влияние режимов регенерации сорбентов в насосе ЦВН-1, 5-3 на продолжительность работы насоса Н-2Т-У на ЦВН-1, 5-3 определялось при регенерации сорбента СаА в течение 8,6 и 2 часа при температуре  $400^\circ\text{C}$ . Время работы насоса Н-2Т-У на насос ЦВН-1, 5-3, т. е. время достижения наибольшего выпускного давления, при регенерации сорбента в течение 8 часов составило 77 часов, 6 часов — 57 часов, 2 часов — 58 часов. Из результатов следует, что изменение времени регенерации от 2 до 6 часов на продолжительность работы диффузионного насоса на ЦВН-1, 5-3 не влияет.

Большой интерес представляет возможность регенерации сорбента в адсорбционных насосах при пониженной температуре, что благоприятно сказалось бы на конструкции насосов и имело бы ряд эксплуатационных удобств. Для выявления этих возможностей была проведена регенерация сорбента СаА при  $200^\circ\text{C}$  с откачкой механическим насосом в течение 3 и 6 часов. Результаты испытаний насоса Н-2Т-У представлены на рис. 3. Из рис. 3 следует, что изменение времени регенерации с 3 до 6 часов на продолжительность совместной работы диффузионного и адсорбционного насосов не повлияло.

Сравнивая продолжительность совместной работы при различных режимах регенерации становится очевидным, что уменьшение продолжительности работы насоса Н-2Т-У на ЦВН-1, 5-3 при регенерации  $200^\circ\text{C}$  под откачкой не происходит и она для насосов Н-2Т-У и ЦВН-1, 5-3 составляет 51 час. Результаты испытаний позволяют рекомендовать для цеолитовых насосов при совместной работе с диффу-

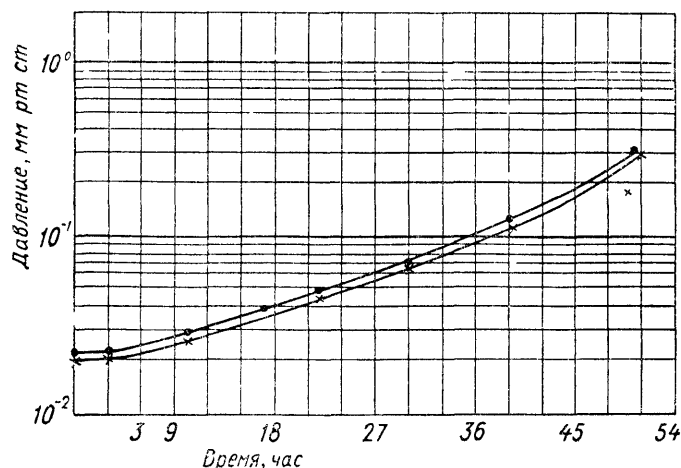


Рис 3. Изменение давления в насосе ЦВН-1, 5-3, работающего на форвакууме насоса Н-2Т-У после различных режимов регенерации. Температура регенерации  $200^{\circ}\text{C}$ . Давление на входе в Н-2Т-У  $4 \cdot 10^{-4}$  мм рт.ст.  $\times$  — регенерация сорбента в течение 6 часов под откачкой механическим насосом,  $\bullet$  — регенерация сорбента в течение 3 часов под откачкой механическим насосом

зионным проводить регенерацию сорбента СаА при  $200^{\circ}\text{C}$  под откачкой не менее 3 часов. Совместная работа диффузионного насоса с адсорбционным также отражается на качестве характеристик первого.

Во время работы диффузионного насоса с механическим происходит вылет масла из механического насоса в диффузионный, а также продуктов его разложения. Для механического насоса НВР-5Д величина вылета масла в сторону диффузионного насоса приблизительно равна  $70 \text{ мг/час}$  [4]. Масло форвакуумного насоса, обладающее худшими вакуумными свойствами и продуктами его разложения, „загрязняют“ диффузионный насос и его рабочую жидкость, что приводит к неоднородности ее по составу, изменению физических свойств, осаливанию и т. д. Все это уменьшает производительность и увеличивает величину предельного остаточного давления диффузионного насоса. При работе диффузионного насоса на адсорбционный загрязнения первого не происходит, что особенно важно при работе с дорогими высоковакуумными рабочими жидкостями.

Проведение экспериментов в этом направлении показало тенденцию предполагаемых изменений, для выяснения более конкретных количественных величин по изменению остаточного давления и производительности диффузионного пар-

масляного насоса, работающего на адсорбционный насос, необходимо проведение дополнительных работ.

На основании полученных результатов можно произвести расчетную оценку продолжительности работы диффузионного насоса на адсорбционный насос.

Количество газа, поступающее в адсорбционный насос из диффузионного насоса, определяется из выражения

$$Q = S \cdot \int_0^{\tau} P_{\text{вх}}(\tau) \cdot d\tau, \quad (1)$$

где  $P_{\text{вх}}$  — давление на входе диффузионного насоса в момент времени  $\tau$ ;

$S$  — быстрота действия диффузионного насоса при  $P_{\text{вх}}$ ;

$\tau$  — продолжительность работы диффузионного насоса.

В случае, когда давление  $P_{\text{вх}}$  за промежуток времени  $\tau$  не меняется, т. е. равно const

$$Q = S \cdot P_{\text{вх}} \cdot \tau. \quad (2)$$

Количество газа, улавливаемое адсорбционным насосом за время  $\tau$ , будет

$$Q_1 = k \cdot G W, \quad (3)$$

где  $G$  — вес сорбента;

$W$  — сорбционная емкость, взятая из изотерм сорбции сорбента, при наибольшем выпускном давлении диффузионного насоса;

$k$  — коэффициент, учитывающий отклонение фактической сорбционной емкости от емкости, рассчитанной по данным изотерм, показанных на рис 2.

Продолжительность работы диффузионного насоса на адсорбционный определяется из соотношений (2) и (3).

$$\tau = \frac{k \cdot G \cdot W}{P_{\text{вх}} \cdot S}. \quad (4)$$

Из анализа экспериментальных данных коэффициент  $k$  можно принять равным порядка 0,25.

Выражение (4) определяет продолжительность работы диффузионного насоса на адсорбционный при поддержании работоспособности диффузионного насоса, после отключения механического насоса.

В случае работы диффузионного насоса на адсорбционный насос с момента начала откачки продолжительность их совместной работы сократится на величину предвари-

тельной насыщенности сорбента в адсорбционном насосе и будет определяться из выражения:

$$\tau = \frac{k \cdot G \cdot W}{P_{\text{вх}} \cdot S} \left[ 1 - \frac{V \cdot (P_1 - P_2)}{G \cdot W} \right], \quad (5)$$

где  $V$  — объем диффузионного, сорбционного насосов и соединяющих коммуникаций;  
 $P_1$  — начальное давление в объеме  $V$ ;  
 $P_2$  — конечное давление в объеме  $V$  после откачки его адсорбционным, которое должно быть менее наибольшего выпускного давления диффузионного насоса.

### ВЫВОДЫ

На основании вышеизложенных результатов можно сделать следующие выводы:

1. Работа диффузионного паромасляного насоса на адсорбционный, при относительно небольших габаритах последнего, возможна и, если отношение максимальной производительности диффузионного насоса к весу сорбента равно  $1 \text{ л. мм рт. ст./кг} \cdot \text{сек}$ , то продолжительность ее составляет десятки часов при входных давлениях в диффузионный насос порядка  $10^{-3} - 10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$  и сотни часов при входных давлениях  $1 \cdot 10^{-5} \text{ мм рт. ст.}$  и ниже.

2. Определена методика расчета продолжительности работы диффузионного насоса на адсорбционный.

3. Адсорбционный насос может работать с другими видами вакуумных насосов таких, как турбомолекулярный, электроразрядный, но работа его с диффузионным насосом наиболее оптимальна, так как у диффузионного насоса давление на входе в насос не изменяется в зависимости от давления на выходе до тех пор, пока оно не станет равным наибольшему выпускному давлению.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Мартинсон Е. Н. и др. Новые форвакуумные цеолитовые насосы и агрегаты промышленного типа для безмасляной откачки, ПТЭ, № 2, 1968.
2. Физика и техника сверхвысокого вакуума. Л., „Машиностроение“, 1968.
3. Пауэр Б. Д. Высоковакуумные откачные устройства. М., „Энергия“, 1969.
4. Капралова Н. А., Назаров А. С. Сорбционная ловушка для механических вакуумных насосов ПТЭ, № 3, 1971.

## ВАКУУМНЫЕ УСТАНОВКИ

УДК 621.523 — 52, 621.382.8

Г. А. АЛЕКСЕЕВ, Г. С. ТРОШИНА, С. Г. АРАКЕЛЯН,  
М. Л. ШЕЛЮБСКИЙ

### К ВОПРОСУ О РАЗРАБОТКЕ ВАКУУМНЫХ АВТОМАТОВ

Несмотря на то, что серийно выпускаемые вакуумные установки типа УВН находятся на уровне мировых образцов, наиболее полно требованиям массового производства изделий, в части высокой производительности и стабильности технологического процесса, отвечают вакуумные автоматы и поточные линии.

Начатые за рубежом в начале 60-х годов разработки оборудования непрерывного действия в настоящее время привели к созданию ряда автоматизированных установок, успешно работающих на производстве [3].

В СССР также были созданы несколько типов установок непрерывного действия, однако они в большинстве разрабатывались с закрытыми шлюзовыми системами, основанными на передаче из шлюза в шлюз значительного количества пластин одновременно. Это затрудняло создание высоконадежного оборудования.

В настоящее время появился ряд работ, посвященных разработкам и исследованиям открытых шлюзовых систем [4, 5].

Анализ имеющихся данных по конструкциям, технологическим и экономическим особенностям установок для нанесения материалов в вакууме позволяет сделать следующие выводы:

1. Массовость производства требует создания высокопроизводительных автоматов и полуавтоматов, на базе которых возможна компоновка поточных линий.

2. Полуавтоматы и автоматы должны состоять из типовых агрегатов (блоков), т. е. должно создаваться агрегатированное оборудование.

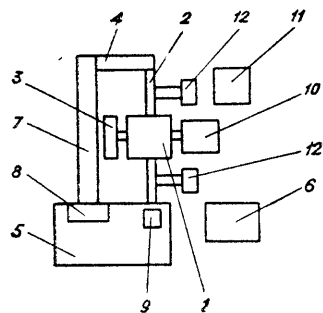


Рис. 1. Принципиальная схема агрегатирования:

1 — рабочая камера; 2 — система шлюзования (входной и выходной шлюзы); 3 — откачное оборудование рабочей камеры; 4 — камера охлаждения; 5 — загрузочно-разгрузочный скафандр с обеспыленной средой; 6 — пульт питания, управления и контроля автомата; 7 — обратный транспортер; 8 — привод обратного транспортера; 9 — система загрузки; 10 — испаритель; 11 — пульт питания, управления и контроля испарителя; 12 — откачное оборудование системы шлюзования.

3. Конструкция автоматов и полуавтоматов в целом и отдельные агрегаты (блоки) должны обладать высокой надежностью и долговечностью.

4. Автоматы должны быть снабжены системами шлюзования, среди которых открытая система шлюзования представляется наиболее перспективным элементом, обеспечивающим непрерывность процесса и высокую надежность работы.

5. Универсальность автоматов и полуавтоматов может быть достигнута за счет их компоновки из отдельных агрегатов, которые должны разрабатываться как базовые.

6. Технологический процесс должен быть, по возможности, одноопределенным, что позволит успешно осуществлять межоперационный контроль.

Вышеперечисленные принципы положены в основу разработки агрегатированного вакуумного автомата АВАН-63А 1 [6].

При проектировании автомата использован принцип агрегатирования (рис. 1). В конструкции применена открытая система непрерывного шлюзования со щелевыми зазорами (рис. 2).

Рассмотрим основные технические характеристики автомата АВАН-63А-1 в сравнении с характеристиками серийно изготавливаемой установки периодического действия УВН-71П-2 [7] (табл. 1).

Как видно из сравнения, автомат АВАН-63А-1 отличается от установки УВН-71П-2 в основном более высокой производительностью и возможностью ее увеличения, так как производительность автомата определяется длительностью рабочего цикла, который может быть уменьшен за счет по-

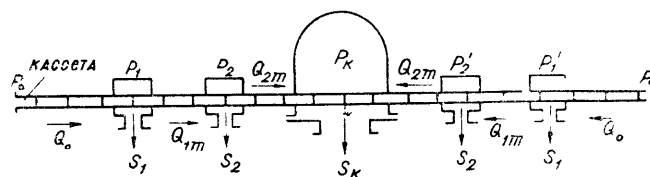


Рис. 2. Система непрерывного шлюзования.

Таблица 1

Характеристика	АВАН-63А-1	УВН-71П-2
Назначение . . . . .	Напыление алюминия на кремневые пластины	Напыление алюминия на кремневые пластины
Максимально потребляемая мощность кВт, . . . . .	13	18
Производительность макс. возможная (кинематическая), пласт. в час.	800—900	30
Занимаемая площадь, кв. м . . . . .	5—6	5—6
Обслуживание, чел. . . . .	1 оператор	2 оператора
Вес, кг . . . . .	800	900
Размеры пластин, мм . . . . .	до 48	до 40
Тип испарителя . . . . .	электроннолучевой	резистивный
Предельный вакуум в рабочей камере мм рт. ст. . . . .	$2 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-7}$
Стоимость, тыс. руб. . . . .	20	20

вышения скорости испарения, а производительность установки УВН-71П-2 определяется вспомогательным временем и практически предельна.

Кроме того, автомат АВАН-63А-1 имеет высокую надежность, позволяет создать стабильный технологический режим и дает возможность применить электронно-вычислительную технику для управления технологическим процессом и контроля за ним.

Из всего рассмотренного следует, что агрегатированные автоматы типа АВАН-63А-1 позволяют решать задачи, поставленные массовым производством микросхем.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Нестеров Н. М., Махин Ю. С. Автоматизированная вакуумная поточная линия для серийного производства микропленочных матриц — „Вопросы радиоэлектроники“. Научно-технический сборник, серия IV, вып. 2, 1966.
2. „Экспресс-информация“, „Электроника“, № 20, реф. 133, 1964.
3. M von Ardenne, Shirley, Gleisig. v „Nachrichtertechnik“ № 8, 1965.
4. Пупко В. А., Трунин А. А., Минайчев В. Е., Панкратов Л. М. Вопросы проектирования шлюзовых загрузочных устройств и создания вакуумных технологических установок непрерывного действия (см. настоящий сборник).
5. Данилин Б. С., Пупко В. А., Минайчев В. Е. Техно-экономические аспекты проектирования, изготовления и эксплуатации вакуумного напылительного оборудования. — „Электронная техника“, часть IV, „Микроэлектроника“, серия VI, 1968, вып. 7.
6. Алексеев Г. А., Внуковский Б. Т., Трошина Г. С., Стадник В. Е. Агрегатированный вакуумный автомат АВАН-63А-1 (см. настоящий сборник).



7 Блинов И Г, Ельчанинов Е И, Мелехин Ю Я, Панкратов Л М Вакуумное оборудование для напыления тонких пленок М, „Электроника“, 1969, вып 1 (7) (МЭП СССР Справочные материалы по электронной технике)

УДК 621 523

Г. А. АЛЕКСЕЕВ, Е. Т. ВНУКОВСКИЙ, Г. С. ТРОШИНА,  
В. Е. СТАДНИК, В. В. ЧЕЧУЛИН, М. Л. ШЕЛЮБСКИЙ

## АГРЕГАТИРОВАННЫЙ ВАКУУМНЫЙ АВТОМАТ АВАН-63А-1

Работы по созданию автоматов и полуавтоматов для нанесения материалов в вакууме вызваны необходимостью повышения производительности и надежности оборудования. Примером такого вакуумного автомата является АВАН-63А-1 (рис. 1).

Автомат предназначен для проведения однооперационного процесса нанесения алюминия на кремниевые пластины методом электронно-лучевого испарения в вакууме при изготовлении полупроводниковых приборов и интегральных схем. В конструкции автомата использован принцип агрегатирования и применена открытая система шлюзования.

Кассеты размером  $50 \times 70 \times 5$  мм (рис. 2) с закрепленными в них кремниевыми пластинами диаметром 30—40 мм со структурами интегральных схем загружаются в шахтный магазин системы загрузки-разгрузочного скафандра с обеспыленной средой.

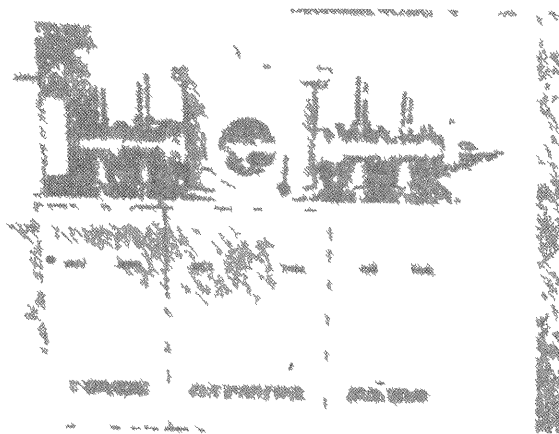


Рис 1 Общий вид автомата АВАН-63-1.

Рабочая зона скафандра защищается ламинарным потоком обеспыленного воздуха за счет установки над скафандром модульного нагнетателя, который на расстоянии 0,5 м обеспечивает не более трех частиц пыли размером 0,5 мкм в одном литре воздуха. Из шахтного механизма системы загрузки кассеты автоматически подаются через заданный промежуток времени механизмом подачи в калиброванный

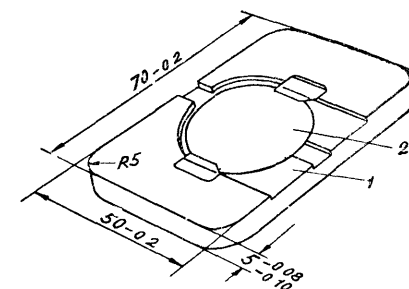


Рис 2 Кассета  
1 — кассета спутник 2 — кремниевая пластина

канал прямоугольного сечения шлюзовой системы загрузки, проталкиваются следующими кассетами в рабочую камеру и далее через шлюзовую систему выгрузки передаются в камеру охлаждения, а затем по обратному транспортеру направляются в загрузочно-разгрузочный скафандр. Камера охлаждения и обратный транспортер герметичны и позволяют в процессе охлаждения и транспортировки кассет поддерживать контролируемую газовую среду.

Системы шлюзования имеют две ступени откачки и снабжены затворами, которые используются при пуске автомата без кассет, остановке автомата или авариях. Откачка шлюзовых систем осуществляется насосом ВН-1 до давления 7—10 мм рт. ст. (первые ступени) и насосом ВН-2 до давления  $1 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст. (вторые ступени). В рабочей ка-

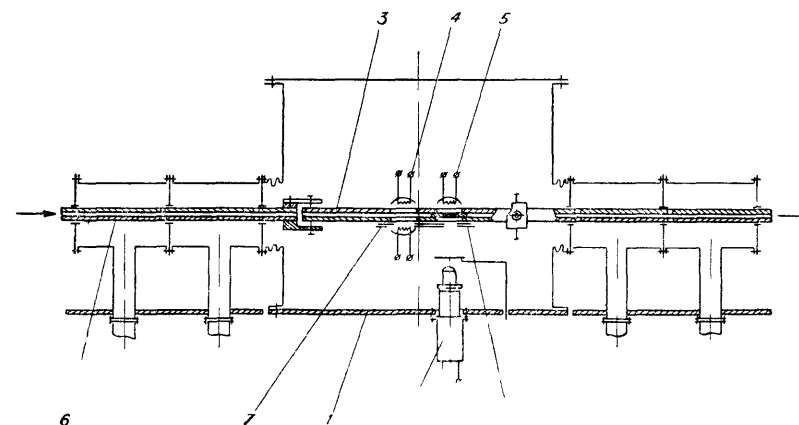


Рис 3 Рабочая камера

1 — плита 2 — электронно-лучевой испаритель 3 — направляющие 4 — кварцевые лампы КИМ-30-300, 5 — кварцевые лампы КИМ-10 90, 6 — шлюзы, 7 — направляющие экраны, 8 — экраны.

мере при откачке ее агрегатом ВА-2-3 достигается давление  $2 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст.

Рабочая камера (рис. 3) представляет собой вакуумный объем диаметром 50 мм и высотой 425 мм, установленный на плите 1. Снизу к плите крепится электронно-лучевой испаритель алюминия 2. Внутри камеры расположены направляющие 3, по которым перемещаются кассеты с кремниевыми пластинами, две кварцевые иодные лампы 4 мощностью по 300 ватт типа КИМ-30-300 для нагрева пластин до заданной температуры и кварцевая иодная лампа 5 мощностью 90 ватт типа КИМ-10-90 для поддержания температуры пластин в заданных пределах. Направляющие в камере по всей длине защищены быстросъемными экранами 7, 8. Смену экранов можно производить через смотровое окно камеры.

Испытания в производственных условиях показали высокую надежность автомата. Возможности его по повышению производительности и по расширению номенклатуры изделий могут быть увеличены при использовании различных систем распыления, в частности катодного.

УДК 539.231 : 621.523

Е. Ф. АЛЕКСЕЕВ, Ф. М. ЛАПИН, А. А. РЕВИН, П. И. БАСМАНОВ,  
Э. В. ТРАЙНИС

### ФИЛЬТРЫ-ОСУШИТЕЛИ ДЛЯ УСТАНОВОК ВАКУУМНОГО НАПЫЛЕНИЯ

Периодический напуск атмосферного воздуха в рабочий объем вакуумных установок при их разгерметизации связан с введением большого количества водяного пара и тонкодисперсных аэрозолей, которые легко сорбируются внутренней „активной“ поверхностью рабочего объема (поверхностью арматуры и колпака) [1, 2]. При последующей откачке сорбированная влага постепенно, частично или полностью, удаляется. Однако этот процесс идет весьма медленно, так как энергия десорбции молекул воды довольно велика, а диффузия паров из микропор и микротрещин затруднена и протекает во времени. Поэтому для достижения низких давлений ( $10^{-5}$  мм рт. ст. и ниже) откачка газов, содержащих водяные пары, представляет определенные технологические трудности, так как время откачки при этом значительно возрастает.

Известно [3], что время откачки рабочего объема и даже качество напыляемых пленок зависит от влажности атмосферного воздуха, напускаемого в рабочий объем при раз-

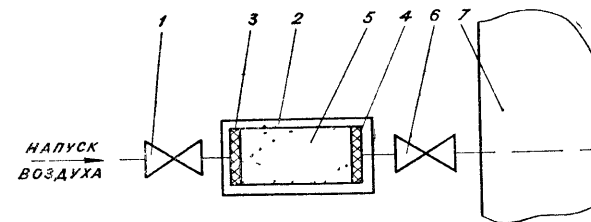


Рис. 1. Схематическое изображение фильтра-осушителя:

1 — запорный вентиль; 2 — фильтр-осушитель; 3, 4 — фильтрующие барьеры из материала ФП [4], один — для защиты цеолита от атмосферной пыли, другой — для защиты рабочего объема от цеолитовой пыли; 5 — цеолитовая насадка (СаХ) [5]; 6 — проходной вентиль; 7 — рабочий объем.

герметизации. Например, заполнение рабочего объема нейтральным газом высокой чистоты приводит к значительному уменьшению времени последующего выхода установок на рабочее давление (при этом время экспозиции рабочего объема в атмосфере производственного помещения должно быть невелико). Однако, очевидно, что на практике реализовать подобный способ разгерметизации установок затруднительно.

С учетом вышеизложенного и последних достижений в области высокоэффективных сорбентов и фильтрующих материалов нами была сделана попытка применить их для подготовки (осушки и очистки) обычного атмосферного воздуха производственного помещения, поступающего при периодической разгерметизации вакуумных установок в рабочий объем. На рис. 1 представлена принципиальная схема устройства фильтра-осушителя и присоединения его к рабочему объему вакуумной установки. Кривые времени достижения рабочего давления при напылении ZnTe и CdS за технологический цикл, полученные в зависимости от способа напуска атмосферного воздуха при разгерметизации, можно видеть на рис. 2.

Можно предположить, что в случае заполнения рабочего объема через фильтр-осушитель имеют место следующие два процесса, приводящие к резкому сокращению времени последующей откачки:

**во-первых**, после напуска осушенного и очищенного воздуха скорость физической адсорбции паров воды, находящихся в окружающей атмосфере, сильно уменьшается благодаря торможению газовой диффузии паров внутрь микропор и микротрещин поверхности рабочего объема, вызываемому присутствием в них сухого воздуха [6];

**во-вторых**, при напуске чистая поверхность рабочего объема покрывается монослоем сухого воздуха, дальнейшее

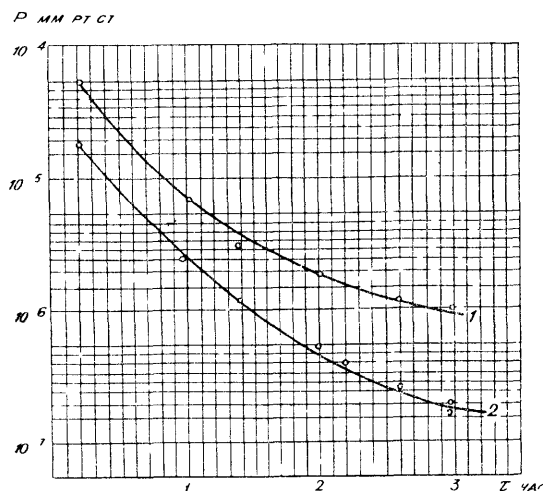


Рис. 2. Кривые откачки рабочего объема установки УВН-2М при напылении  $ZnTe$  и  $CdS$  (относительная влажность в производственном помещении— 50—60%, температура— $20 \pm 2^\circ C$ , время экспозиции рабочего объема в атмосфере производственного помещения — не более 15 минут):

1 — заполнение рабочего объема без фильтра-осушителя, 2 — заполнение рабочего объема с фильтром осушителем.

пребывание его в атмосфере производственного помещения ведет к увеличению адсорбированного слоя. Слой сухого воздуха служит при этом „подушкой“, предотвращающей непосредственный контакт водяных паров с поверхностью рабочего объема. Это в конечном счете и приводит к сокращению времени откачки, так как энергия связи молекул воды с молекулами „подушки“ гораздо слабее, чем с твердой поверхностью (металл, стекло) рабочего объема.

Аналогичные результаты были получены и при напылении металлов.

Таким образом, высокоэффективная осушка и тонкая очистка атмосферного воздуха, поступающего в рабочий объем вакуумных установок при их разгерметизации, приводит к значительному сокращению времени достижения рабочего давления при последующей откачке и позволяет интенсифицировать процесс получения тонких пленок.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Тренделенбург Э. Сверхвысокий вакуум. М., „Мир“, 1966.
2. Холленд Л. Нанесение тонких пленок в вакууме. М.—Л., Госэнергиздат., 1963.

3. Bateson S. Vacuum, 2, p. 365, 1952.
4. Петрянов И., Козлов В., и др. Волокнистые фильтрующие материалы ФП. М., „Знание“, 1968.
5. Соколов В. Молекулярные сита и их применение. М., „Химия“, 1964.
6. Брунауэр С. Адсорбция газов и паров. М., ИЛ, 1948.

УДК 621 521

И. Ф. МИХАЙЛОВ, П. В. ТАНАТАРОВ

### ВЫБОР ОПТИМАЛЬНОГО СООТНОШЕНИЯ ОТКАЧИВАЮЩИХ УСТРОЙСТВ ВАКУУМНЫХ КАМЕР БОЛЬШОГО ОБЪЕМА

Система откачки больших объемов, как правило, состоит из механических бустерных, диффузионных и во многих случаях конденсационных насосов. Механические и бустерные насосы работают в форвакуумной области давлений  $760 \times 10^{-3}$  тор. Высоковакуумные диффузионные насосы служат для создания предварительного вакуума, необходимого для запуска конденсационных устройств и для откачки неконденсирующихся компонент остаточного газа при их работе.

Время откачки установки от атмосферы до рабочего давления в основном определяется мощностью механических и бустерных насосов. Система откачки, способная откачать данный объем за одинаковое время, может состоять из различного количества механических и бустерных насосов. При различной стоимости и энергоемкости этих насосов капиталовложения и установленная мощность будут различными. Задача состоит в выборе такого количества насосов обоих типов, которые способны откачать объем за заданное время при минимальной стоимости системы либо при наименьших расходах энергии.

При стоимости механического насоса  $C_1$ , а бустерного  $C_2$  общая их стоимость  $G$ , очевидно, равна:

$$G = C_1 m + C_2 n. \quad (1)$$

Здесь  $m$  — количество механических, а  $n$  — бустерных насосов.

Время откачки одним механическим насосом заданного объема от атмосферного давления до давления, соответствующего входному бустерного насоса, обозначим через  $t_1$ , тогда  $t_2$  — время работы одного бустерного насоса с момента его включения до получения заданного давления в объеме. Ограничение времени откачки объема запишется в виде неравенства

$$\frac{t_1}{m} + \frac{t_2}{n} \leq T. \quad (2)$$

Необходимо минимизировать линейную формулу (1) при соблюдении условия (2). Введем удобные переменные  $x$  и  $y$ , где

$$x = \frac{mT}{t_1}, \quad y = \frac{nT}{t_2}, \quad a = \frac{GT}{c_1 t_1}, \quad b = \frac{GT}{c_2 t_2},$$

тогда (1) и (2) переписутся в виде:

$$\frac{x}{a} + \frac{y}{b} = 1, \quad (3)$$

$$\frac{1}{x} + \frac{1}{y} \leq 1. \quad (4)$$

Точки, лежащие на прямой (3), соответствуют определенному значению  $G$ ,  $a$  и  $b$  — величины с известным соотношением

$$\frac{a}{b} = \frac{c_2 t_2}{c_1 t_1}, \quad (5)$$

поэтому свободным параметром можно считать только одну из них, например,  $a$ .

Область, определяемая (4), — часть плоскости  $xy$ , лежащая под гиперболой

$$y - 1 = \frac{1}{x - 1}. \quad (6)$$

Прямые равной стоимости (3) пересекают границы этой области при уменьшении  $G$  от  $\infty$ . Прямая минимальной стоимости должна быть касательной к кривой (6),

Для определения координат точки касания решаем совместно уравнения (3) и (6)

$$x^2 - x \left( a + 1 - \frac{c_2 t_2}{c_1 t_1} \right) + a = 0. \quad (7)$$

В точке касания дискриминант этого уравнения равен нулю.

$$\left( a + 1 - \frac{c_2 t_2}{c_1 t_1} \right)^2 = 4a. \quad (8)$$

Решение уравнения (7):

$$x_0 = \frac{1}{2} \left( a + 1 - \frac{c_2 t_2}{c_1 t_1} \right). \quad (9)$$

Из квадратного уравнения (8) находим  $a$ .

$$a = 1 + \frac{c_2 t_2}{c_1 t_1} + \sqrt{2 \frac{c_2 t_2}{c_1 t_1}}. \quad (10)$$

Пользуясь (10) и подставляя его в (9), найдем

$$x_0 = 1 + \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{c_2 t_2}{c_1 t_1}}.$$

из уравнения (6) находим  $y_0$

$$y_0 = 1 + \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{c_1 t_1}{c_2 t_2}}.$$

Зная  $a$ , находим  $m$  и  $n$ :

$$m = \frac{t_1}{T} \left[ 1 + \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{c_2 t_2}{c_1 t_1}} \right], \quad (11)$$

$$n = \frac{t_2}{T} \left[ 1 + \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{c_1 t_1}{c_2 t_2}} \right], \quad (12)$$

Минимальная стоимость насосов, способных откачать объем за заданное время, будет равна:

$$G = \frac{1}{T} [c_1 t_1 + c_2 t_2 + \sqrt{2 c_1 t_1 c_2 t_2}]. \quad (13)$$

Решение задачи на минимальную энергоемкость системы откачки аналогичное. В формулах (11), (12) и (13) величину  $G$  нужно рассматривать как энергоемкость всей системы форвакуумной откачки, а  $C_1$  и  $C_2$  — энергоемкость механических и бустерных насосов.

Можно усложнить задачу, потребовав, чтобы энергоемкость не превышала заданную величину  $W$ . Пусть энергоемкость каждого механического насоса  $w_1$ , а бустерного —  $w_2$ , тогда последнее ограничение можно сформулировать в виде неравенства

$$w_1 m + w_2 n \leq W \quad (14)$$

или в переменных  $x$  и  $y$ :

$$\frac{x}{P} + \frac{y}{r} \leq 1; \quad P = \frac{wT}{w_1 t_1}; \quad r = \frac{WT}{w_2 t_2}. \quad (15)$$

Область, ограниченная кривыми, соответствующими уравнениям (4) и (15), представляет собой поле точек, удовлетворяющих неравенства (4) и (15).

Обозначим через  $x_1$  и  $x_2$  абсциссы точек пересечения кривой (6) и прямой:

$$\frac{x}{P} + \frac{y}{r} = 1. \quad (16)$$

Эти точки являются корнями квадратного уравнения

$$x^2 - x \left( p + 1 - \frac{w_2 t_2}{w_1 t_1} \right) + p = 0. \quad (17)$$

Если корни вещественные, то возможны следующие случаи

- a.  $x_1 < x_0 < x_2$ ,
- b.  $x_0 < x_1$
- c.  $x_2 < x_0$ .

В случае а. решение задачи дается формулами (11), (12) и (13), в случае б.

$$m = \frac{t_1}{T} x_1, \quad n = \frac{t_2}{T} \left(1 + \frac{1}{x_1 - 1}\right) = \frac{t_2}{T} y, \quad (18)$$

в случае с.

$$m = \frac{t_1}{T} x_2, \quad n = \frac{t_2}{T} y_2, \quad y_2 = 1 + \frac{1}{x_2 - 1}. \quad (19)$$

Из (17) находим

$$x_{1,2} = \left(p + 1 - \frac{w_2 t_2}{w_1 t_1}\right) \pm \sqrt{\frac{1}{4} \left(p + 1 - \frac{w_2 t_2}{w_1 t_1}\right)^2 - p}. \quad (20)$$

Определив  $m$  и  $n$ , из уравнения (1) находим стоимость, а из уравнения (14) — энергоемкость системы форвакуумной откачки.

УДК 621.521

*В. Н. ГОРБУНОВ*

## НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ УНИФИКАЦИИ ИЗДЕЛИЙ ВАКУУМНОЙ ТЕХНИКИ

Одной из основных задач, стоящих перед конструкторскими и производственными отделами, обеспечивающими проведение физического эксперимента, является сокращение времени от момента зарождения идеи эксперимента до его осуществления. Это время складывается из этапов проектирования новой экспериментальной установки, ее изготовления и наладки в лаборатории.

Одним из эффективных резервов снижения трудоемкости и длительности цикла проектирования и освоения новых машин, оборудования и других изделий является агрегатирование. Из практики отечественного станкостроения известно, например, что агрегатирование позволяет в 8—10 раз сокращать сроки оснащения производства высокопроизводительным оборудованием. При этом на проектирование и монтаж легких и средних станков требуется от двух до четырех месяцев вместо двух-трех лет, а тяжелых специальных станков и автоматических линий — 6—10 месяцев вместо трех-четырех лет (1).

Применение нормализованных универсальных переналаживаемых приспособлений позволяет сократить время проектирования технологической оснастки в 4 раза, стоимость изгото-

товления технологической оснастки в 3,8 раза и расход металла в 3,75 раза [2].

Унификация и агрегатирование, появившись впервые в станкостроении, все шире применяются практически во всех отраслях народного хозяйства страны. Так, применение типовых унифицированных узлов и групп в области индивидуального производства специальных линий по изготовлению конденсаторов, резисторов и т. п. позволило начать их изготовление за 2—3 месяца до окончания рабочего проектирования машин и только в процессе проектирования комплекта оборудования было сэкономлено более 110 человеко-месяцев инженерного труда и с учетом накладных расходов более 20000 руб. [3].

Аналогичных примеров из опыта отечественной промышленности можно привести достаточно много. В связи с тем, что для института нашего профиля вакуумная техника является важнейшим звеном в достижении цели при проведении физического эксперимента, мы соответственно и работы по унификации и агрегатированию нацелили на вакуумную технику.

Прежде чем начать работы по нормализации, унификации и агрегатированию экспериментальных физических установок, использующих в качестве рабочей среды вакуум, нами был проведен тщательный анализ проектов многих десятков экспериментальных установок, содержащих в общей сложности 1700 листов чертежей, приведенных к формату 24.

Оказалось, что экспериментальная установка в среднем на 84% состоит из системы получения вакуума и вакуумной камеры и только на 16% из специфичных узлов, расположенных внутри и вне вакуумной камеры, служащих в основном для проведения физического эксперимента: печи вакуумные, электронные пушки, системы магнитных полей и т. п.

По оригинальным же узлам и деталям на систему получения вакуума и вакуумную камеру с системой вводов в вакуум приходится 69,6% оригинальных чертежей, в то время как на собственно экспериментальные узлы — 30,4% от общего количества оригинальных чертежей. Процент примененных чертежей наибольший в системе получения вакуума — 68%, в вакуумной камере с системой вводов в вакуум — 6,2%, а в собственно экспериментальных узлах — 5,9%, в то время как в целом в экспериментальной установке примененные чертежи составляют в среднем 46,8%.

Таким образом, если удастся в процессе нормализации, унификации и агрегатирования исключить из этапа проектирования 69,6% оригинальных чертежей, приходящихся на системы вакуумной откачки и вакуумной камеры, это позволит сократить сроки проектирования экспериментальных установок этой группы в среднем в 3 раза.

На основании вышеприведенного анализа был составлен перспективный план нормализации узлов и элементов вакуумной техники на 1969—1975 гг., в который включен выпуск 15 наименований РТМ.

В нашем институте отдается предпочтение типовому методу унификации, так как специализация конструктора значительно повышает производительность его труда.

До тех пор, пока не применялся типовой метод унификации, было разработано более 80 типоразмеров клапанов кареточного типа с резиновыми уплотнителями с ручным или электрическим приводом. В результате кропотливой работы мы смогли количество типоразмеров клапанов, выпускаемых серийно в нашем производстве, сократить до 6, в результате значительно возросла применяемость клапанов во всех конструкторских разработках и серийность в производстве.

В отношении клапанов с металлическим уплотнением дело обстоит аналогично до тех пор, пока также не был применен типовой метод унификации 30 типоразмеров клапанов.

В настоящее время после разработки и тщательной экспериментальной проверки клапана с металлическим уплотнением с ручным приводом на Ду-150 мм разработана серия клапанов, состоящая из Ду-100 мм, Ду-150 мм и Ду-200 мм, причем если на разработку базового образца клапана Ду-150 было затрачено 14 листов формата 24, то на каждую модификацию клапана чертежей выпущено в 2 раза меньше.

Шкафы управления ранее у нас выпускались сварной каркасной конструкции, что предопределяло на каждую установку разработку отдельного шкафа. Затем в конструкторском бюро начала разрабатываться унифицированная серия шкафов, конструкция которых в настоящее время применяется постоянно, что позволяет производству иногда делать заготовки этих шкафов мелкими сериями.

Унифицированы в нашем институте и вакуумные и электровводы с фторопластовым уплотнением-изоляцией, которые широко применяются практически на всех экспериментальных установках.

В последнее время подверглись унификации элементы форвакуумных линий на диаметры условных проходов 30 и 55 мм, которые включают прямые трубопроводы, угольники, тройники, крестовины, компенсаторы и позволяют компоновать практически любую форвакуумную магистраль из этих элементов. Ведутся работы по унификации элементов высоковакуумных магистралей.

В пультах управления наметился сдвиг к блочному методу проектирования в результате разработки унифицированного

ряда блоков для управления практически всеми применяемыми в институте откачными элементами и запорной арматурой.

Разработано также несколько типов унифицированных вакуумных камер с системой получения вакуума, позволивших применить каждую из них на несколько экспериментальных установках, что дало возможность при проектировании этих установок уменьшить время их разработки примерно в 2,5 раза. Однако количество требуемых камер огромно и для полного удовлетворения потребностей института в унифицированных камерах проводится большая работа по созданию универсальных камер, которые соответствовали бы требованиям практически любого эксперимента.

По поводу унификации вакуумной техники мы внимательно изучили состояние дел не только у нас, но и за рубежом.

Вопросам унификации и агрегатирования вакуумного оборудования для проведения физических экспериментов уделяют большое внимание фирмы ряда стран, выпускающие это оборудование.

Каждая фирма имеет по несколько моделей системы вакуумной откачки с различными рабочими давлениями и скоростями откачки.

Целью проводимой в нашем и других институтах и организациях работы по унификации и нормализации изделий вакуумной техники является ликвидация существующего их многообразия и создание условий для внутриотраслевой и межотраслевой унификации.

На этапе проектирования экспериментальных установок из унифицированных узлов предполагается сокращение времени проектирования установок в среднем в 2 раза.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Цикурин Н. В. Задачи и возможности. — „Стандарты и качество“, № 6, 1968.
2. Левандовский И. Е., Зеркалова А. В., Мильштейн Д. М. Расчет технико-экономической эффективности от повышения коэффициента унификации. — „Стандарты и качество“, 1968, № 6.
3. Иврин Е. М., Замбровский И. П. Унификация и нормализация — путь сокращения сроков проектно-конструкторских работ. — „Электронная техника“, серия X, вып. 2, 1968.

# СПОСОБЫ АВАРИЙНОЙ ЗАЩИТЫ ВАКУУМНОЙ СИСТЕМЫ ПРИ ОСТАНОВКЕ МЕХАНИЧЕСКОГО ВАКУУМНОГО НАСОСА

С целью предотвращения попадания масла в вакуумный объем при остановке двигателя механического насоса в настоящее время существует ряд способов и применяются специальные электромагнитные клапаны [1—8]. Первый способ, который в основном используется в отечественных вакуумных установках, заключается в перекрытии всасывающего патрубка насоса крышкой клапана под действием пружины—электромагнит обесточен [1]. В конструкциях клапанов (рис. 1), работающих по этому способу, крышка клапана 1 находится над уплотняющим пояском 2. Недостатком таких клапанов является то, что по истечении некоторого времени после остановки насоса масло постепенно начинает проникать в пространство над крышкой клапана и в вакуумную систему, ввиду недостаточной герметичности вакуумных уплотнений, со стороны выхлопного патрубка насоса; давление масла в нем может достигать величины атмосферного давления. В период запуска появляется дополнительное усилие на крышку клапана за счет разности давлений. Такую картину можно наблюдать в клапанах типа „МК“ [2,3].

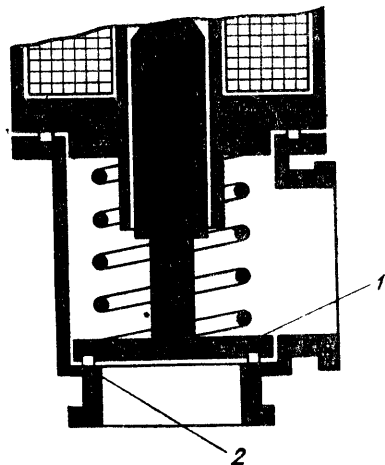


Рис. 1. Клапан электромагнитный:

1 — крышка клапана; 2 — уплотняющий пояс.

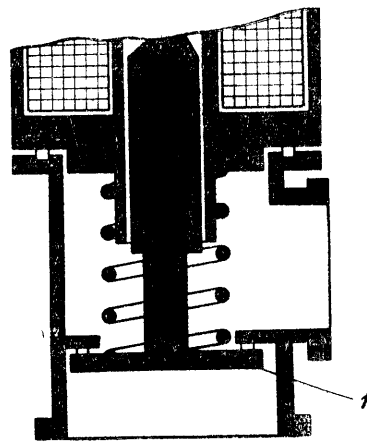


Рис. 2. Клапан электромагнитный:

1 — крышка клапана.

Другой тип клапана, работающий по такому же способу, показан на рис. 2. Но в нем масло своим давлением будет помогать уплотнению крышки клапана 1. Клапаны этой конструкции используются на вакуумных установках фирмы „Kovo“ (Чехословацкая Социалистическая Республика). Однако и в данной конструкции масло может частично, при закрывании крышки, проникнуть в полость над крышкой, а затем в вакуумный объем путем смачивания всей крышки и разбрызгивания при последующих переключениях.

Второй способ лишен всех недостатков, описанных выше, и заключается в том, что крышка клапана частично под давлением пружины, частично под давлением атмосферного воздуха перекрывает вакуумную систему, и одновременно в механический насос напускается атмосферный воздух. Конструкции клапанов такого типа (рис. 3) применяются в напылительных установках фирмы „Эдвардс“ [4, 5]. В результате эксплуатации всех вышеописанных клапанов было отмечено, что наиболее подходящим способом обеспечения герметичности вакуумной системы является второй способ с напуском воздуха в механический насос. Был изготовлен и испытан подобный клапан на условный проход  $D_u = 50$  мм [4] и  $D_u = 32$  мм. Клапан с  $D_u = 50$  мм надежно эксплуатируется в течение 1,5 лет. Клапан на  $D_u = 32$  мм также изготовлен и испытан.

Результаты испытаний приводятся ниже. Напряжение срабатывания в пусковой катушке  $u_{ср1} = 20,5$  в, напряжение отпускания  $u_{отп1} = 1,5$  в, напряжение отпускания в обмотке удержания  $u_{отп2} = 15$  в, сопротивление пусковой обмотки  $r_1 = 3,5$  ом, сопротивление обмотки удержания  $r_2 = 65$  ом, сила тока в пусковой обмотке  $I_1 = \frac{u_1}{r_1} = 5,9$  а, сила тока в обмотке удержания  $I_2 = \frac{u_2}{r_2} = 0,32$  а. Полученные данные по источникам [9, 10] незначительно отличаются от результатов, полученных при испытании.

Вес клапана по сравнению с аналогичным ему клапаном типа „МК“ меньше на 34%. Клапан (рис. 4) устанавливается с горизонтальным положением оси катушки нижним фланцем

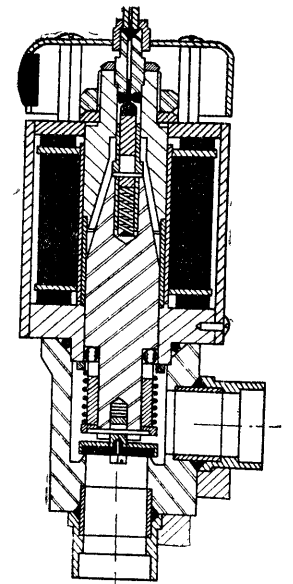


Рис. 3. Клапан электромагнитный фирмы „Эдвардс“.

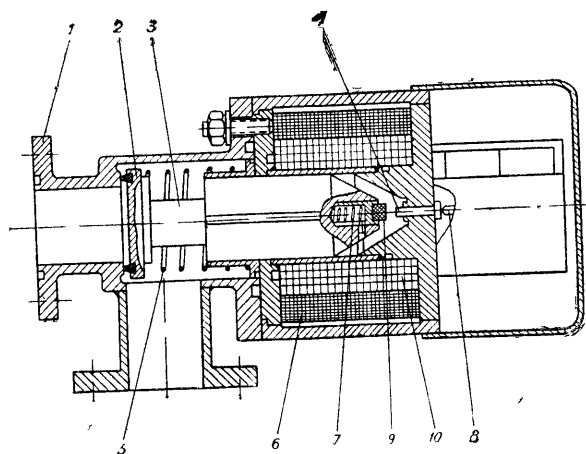


Рис. 4. Клапан электромагнитный с напуском воздуха:

1 — корпус; 2 — крышка клапана; 3 — якорь; 4 — шток; 5 — возвратная пружина; 6 — пусковая обмотка; 7 — пружина; 8 — микропереключатель; 9 — прокладка; 10 — обмотка удержания.

корпуса 1 на впускном патрубке механического насоса. Таким образом, в момент запуска насоса увеличения давления на крышку клапана 2 за счет разности давлений не происходит, так как в этот момент полость корпуса 1 сообщается с атмосферой через паз в якорь 3 и зазор между штоком 4 и его посадочным диаметром. Открытие клапана основано на принципе втяжного реле. Закрытие клапана осуществляется возвратной пружиной 5.

Для того чтобы произошло открытие клапана, необходимо замкнуть электрическую цепь электромагнита, находящегося под напряжением 27 в постоянного тока. Возникший в цепи ток проходит через пусковую обмотку катушки 6, в результате чего якорь 3 под действием электромагнитного поля катушки будет втягиваться, преодолевая усилие возвратной пружины, и отрывать крышку клапана 2 от уплотнительного пояса корпуса клапана. В конце хода якорь 3 нажмет через шток 4 и пружину 7 на кнопку микропереключателя 8 (марки МП1102) и создаст вакуумное уплотнение прокладкой 9. Таким образом, разомкнутся контакты микропереключателя, и ток пойдет, кроме пусковой обмотки, еще и через обмотку удержания 10, что понизит потребление электроэнергии и температуру нагрева катушки на все время включения. Закрытие клапана осуществляется при отсутствии тока в цепи катушки электромагнита. Под действием возвратной пружины 5 крышка клапана 2 с якорем 3 возвратится в исходное положение и обеспечит уплотнение клапана дополнительно

за счет атмосферного давления воздуха прошедшего в полость насоса и корпуса через паз в якорь 3 и зазор между штоком 4 и его посадочным диаметром. Одновременно переключаются контакты микропереключателя.

Спроектированные и изготовленные электромагнитные вакуумные клапаны для  $D_u = 50$  мм и  $D_u = 32$  мм с напуском воздуха в полость механического насоса в результате испытаний показали надежную работу клапана в вакуумной канализации напылительной установки.

Сечение, материал и конструкция магнитопровода выбраны в результате расчетов с получением максимального тягового усилия. Сравнительный анализ работы клапанов с напуском воздуха в механический насос и клапанов типа „МК“ показал преимущества первого, простоту конструктивного исполнения и надежную работу клапана, в связи с чем рекомендуется его изготовление взамен клапанов типа „МК“.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Французский патентный класс FO4д, № 1357841, 1964.
2. Каталог вакуумного оборудования и измерительных приборов. ЦКБВТ, 1965.
3. Клапаны вакуумные магнитные типа „МК“, РИР, № 10, 1966.
4. Абуков А. А., Тальдаев Э. Т. Клапан электромагнитный вакуумный. — „Сборник рационализаторских предложений, внедренных в химической промышленности при Госплане СССР НИИТЭХИМ“, вып. 1, 1968.
5. Instructions, „Speedivac“ Vacuum Coating unit models 19E2, 19E3, 19E4, 19E6, 19E7, 1965. Edwards high Vacuum Ltd.
6. Пржиалковский А. Л., Изучинский С. Х. Электромагнитные клапаны, М., „Машиностроение“, 1967.
7. Пипко А. И. и др. Предохранительное устройство к форвакуумной магистрали. Бюллетень изобретений № 21, 1966, автор. свид. № 187889.
8. Никитин Ю. Ф. и др. Электромагнитный клапан. Изобретения, промыш. образцы, товарные знаки № 13, 1968, автор. свидет. № 215675.
9. Балагуров В. А. и др. Проектирование электрических аппаратов авиационного оборудования. М., Оборонгиз, 1962.
10. Гутковский М. В. Пособие по проектированию и расчету элементов и систем авиационного оборудования, вып. 1. М., Оборонгиз, 1961.



В. А. ПУПКО, А. А. ТРУНИН, В. Е. МИНАЙЧЕВ,  
Л. М. ПАНКРАТОВ

# ВОПРОСЫ ПРОЕКТИРОВАНИЯ ШЛЮЗОВЫХ ЗАГРУЗОЧНЫХ УСТРОЙСТВ И СОЗДАНИЯ ВАКУУМНЫХ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ УСТАНОВОК НЕПРЕРЫВНОГО И КВАЗИНЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ

Создание шлюзовых загрузочных устройств (ШЗУ) для загрузки заготовок и материалов из атмосферы в рабочую камеру и выгрузки готовых изделий без нарушения рабочего давления является эффективным средством повышения производительности вакуумного технологического оборудования. Причем во многих типах ШЗУ с успехом может быть использован принцип диффузионно-щелевого уплотнения камер [1]. В основе расчета параметров ШЗУ с диффузионно-щелевыми уплотнениями лежит баланс газовых потоков:

$$Q_1 + \sum_{j=1}^k Q_{нj} = \sum_{j=1}^k S_j P_j. \quad (1)$$

Более удобны для расчетов частные приближенные уравнения для каждой ступени

$$Q_j = S_j P_j, \quad (2)$$

или с учетом пропускной способности зазоров:

$$(P_{j-1} - P_j) \cdot C_j = S_j P_j, \quad (3)$$

где  $Q_1$  — поток, входящий в первую камеру шлюза из атмосферы;

$Q_j$  — потоки, втекающие в  $j$ -ю камеру;

$Q_{нj}$  — поток натекания (плюс газовыделения) в  $j$ -ю камеру помимо шлюзовых зазоров;

$S_j$  — эффективная скорость откачки насоса  $j$ -й камеры;

$P_j$  — давление в  $j$ -й камере;

$j$  — порядковый номер камеры (1, 2, 3, и т. д.);

$k$  — порядковый номер рабочей камеры;

$C_j$  — пропускная способность щелевого зазора, расположенного перед  $j$ -ой шлюзовой камерой;

Для практических расчетов достаточную степень точности результатов при определении величин пропускной способности щелевых зазоров обеспечивают уравнения, приведенные в [2, 3]. При переходном от вязкостного к молекулярному характеру течения газа по щелевым зазорам зависимость пропускной способности канала от его размеров и среднего давления в канале становится более сложной. В этом случае для приближенных расчетов возможно допущение о вязкостном либо молекулярном характере потока. Данная методика, предложенная в работе [4], была проверена авторами и доказала свою пригодность при проектных расчетах.

Упомянутое допущение позволяет найти эмпирические зависимости давлений в любой из ступени ШЗУ ( $P_j$ ) в зависимости от размеров щелевого канала ( $a_j, b_j, l_j$ ), где указанные величины представляют собой высоту, ширину и длину канала соответственно, и эффективных скоростей откачки насосов из каждой камеры ( $S_j$ ), а также оптимальные соотношения длин каналов. В таблице 1 представлены эти эмпирические выражения, выведенные на основании уравнений (3) с учетом формул пропускной способности из [2, 3] и при допущении, что  $P_{j-1} \gg P_j$ . Оптимальные соотношения между длинами шлюзовых каналов выведены из одновременного решения уравнений:

$$\frac{\partial P_j}{\partial l_j} = 0; \quad j = 1; 2; \dots k \quad (4)$$

при условии  $\sum_{j=1}^k l_j = L$ ,

где  $L$  — сумма длин всех зазоров.

Более точный постепенный расчет показывает, что при определении  $P_j$  каждой ступени полученную расчетную величину необходимо корректировать с учетом предельного давления выбранного насоса, характера функции  $S_j(P_j)$  и величины потока натекания (плюс газовыделения) помимо шлюзовых зазоров. Данные работы [1] свидетельствуют о том, что при давлениях в шлюзовой камере, предшествующей рабочей камере, порядка  $10^{-1}$ — $10^{-3}$  мм рт. ст. (для различных условий) поток газов из ШЗУ практически перестает оказывать влияние на давление в рабочей камере, которое определяется уже собственным натеканием и газотделением со стенок.

Отсюда для рабочих камер, работающих при давлениях  $10^{-6}$  мм рт. ст. и более, достаточно двух ступеней откачки механическими насосами. Некоторые результаты экспериментальных исследований двух конструкций ШЗУ с диффузионно-щелевыми уплотнениями приведены ниже.

### ШЗУ со скользящим цилиндром

Загрузочный стальной шток диаметром 110 мм с прямоугольным пазом для размещения держателя с подложкой размером  $60 \times 48 \text{ мм}^2$  был изготовлен по 2 классу точности и ходовой посадке относительно втулок корпуса ШЗУ. Корпус шлюзового устройства имел три кольцевые камеры с откачными патрубками. Наибольший радиальный зазор между втулками и штоком составлял 0,055 мм, наименьший—0,027 мм. Число ступеней шлюзования  $K$  варьировалось от  $K=0$  до  $K=3$ , то есть были последовательно получены характеристики для каждой ступени и рабочей камеры. На рис. 1 приведены зависимости давления в 1-й ступени от скорости откачки из этой ступени. Они свидетельствуют о том, что при данной высоте зазора и его длине в пределах от 50 до 100 мм для 1-й ступени ШЗУ достаточны скорости откачки в пределах 15–10 л/сек. При различных сочетаниях скоростей откачки и длин зазоров в 1-й степени были зафиксированы давления в диапазоне от 4 до 300 мм рт. ст.

К-во ступеней шлюзования	N ступени	ХАРАКТЕР ТЕЧЕНИЯ В КАНАЛАХ И ДАВЛЕНИЕ В СТУПЕНЯХ				ОПТИМАЛЬНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛИН
		1-й канал	2-й канал	3-й канал	4-й канал	
3	1	$B \frac{1,73 \cdot 10^8 a^3 b}{l_1 \cdot S_1}$	$B \frac{8,88 \cdot 10^{10} a^3 b^3}{l_1^2 l_2 S_1^2 S_2}$	$B \frac{2,35 \cdot 10^{40} a^{21} b^7}{l_1^4 l_2^2 l_3 S_1^2 S_2^2 S_3}$	КАМЕРА $\frac{7,3 \cdot 10^{42} a^{23} b^3}{l_1^4 l_2^2 l_3 l_4 S_1^2 S_2^2 S_3 S_4}$	$l_1 \frac{1}{2}, l_2 = \frac{1}{4}$ $l_3 \frac{1}{8}$
	2	$B \frac{1,73 \cdot 10^8 a^3 b}{l_1 \cdot S_1}$	$B \frac{8,88 \cdot 10^{10} a^3 b^3}{l_1^2 l_2 S_1^2 S_2}$	$M \frac{2,74 \cdot 10^{20} a^{11} b^4}{l_1^2 l_2 l_3 S_1^2 S_2 S_3}$	$M \frac{8,45 \cdot 10^{15} a^{15} b^5}{l_1^2 l_2 l_3 l_4 S_1^2 S_2 S_3 S_4}$	$l_1 = \frac{2}{5} L$
	3	$B \frac{1,73 \cdot 10^8 a^3 b}{l_1 \cdot S_1}$	$M \frac{5,33 \cdot 10^9 a^5 b^2}{S_1 S_2 l_1 l_2}$	$M \frac{1,65 \cdot 10^{10} a^7 b^3}{l_1 l_2 l_3 S_1 S_2 S_3}$	$M \frac{5,1 \cdot 10^{12} a^9 b^4}{l_1 l_2 l_3 l_4 S_1 S_2 S_3 S_4}$	$l_1 = l_2 = l_3 = l_4 = \frac{L}{4}$
2	4	$B \frac{1,73 \cdot 10^8 a^3 b}{l_1 \cdot S_1}$	$B \frac{8,88 \cdot 10^{10} a^3 b^3}{l_1^2 l_2 S_1^2 S_2}$	$M \frac{2,74 \cdot 10^{20} a^{11} b^4}{l_1^2 l_2 l_3 S_1^2 S_2 S_3}$		$l_1 = \frac{L}{2}$ $l_2 = l_3 = \frac{L}{4}$
	5	$B \frac{1,73 \cdot 10^8 a^3 b}{l_1 \cdot S_1}$	$M \frac{5,33 \cdot 10^9 a^5 b^2}{l_1 l_2 S_1 S_2}$	$M \frac{1,65 \cdot 10^{10} a^7 b^3}{l_1 l_2 l_3 S_1 S_2 S_3}$		$l_1 = l_2 = l_3 = \frac{L}{3}$
1	6	$B \frac{1,73 \cdot 10^8 a^3 b}{l_1 \cdot S_1}$	КАМЕРА $B \frac{8,88 \cdot 10^{10} a^3 b^3}{l_1^2 l_2 S_1^2 S_2}$			$l_1 = \frac{2}{3} L, l_2 = \frac{L}{3}$
	7	$B \frac{1,73 \cdot 10^8 a^3 b}{l_1 \cdot S_1}$	$M \frac{5,33 \cdot 10^9 a^5 b^2}{l_1 l_2 S_1 S_2}$			$l_1 = l_2 = \frac{L}{2}$

Рис. 1. Давления в ступенях ШЗУ с диффузионно-щелевым уплотнением в зависимости от размеров щелевого канала ( $a, b, l_j$ ), эффективной быстроты действия насосов ( $S_j$ ) и оптимальные соотношения между длинами каналов ( $l_j$ ) при различных режимах течения газа ( $B$  — вязкостный;  $M$  — молекулярный) и количестве ступеней.

Результаты испытаний установки с одноступенчатым шлюзом, позволяющие выявить его возможности и получить исходные данные для расчета параметров 2-й ступени, приведены на рис. 2. Он позволяет определить давление во 2-й ступени  $P_2$  в зависимости от  $P_1$  при различных  $l_2$ . При скорости откачки насоса  $S_2 = 3,5 \text{ л/сек}$ , длине диффузионного зазора  $l_2 = 40 - 50 \text{ мм}$  и давлениях  $P_1 = 4 - 50 \text{ мм рт. ст.}$  во второй ступени могут быть достигнуты давления в диапазоне  $10^{-1} - 10^{-2} \text{ мм рт. ст.}$

Результаты экспериментов с двухступенчатым шлюзованием (рис. 3) показали, что газовый поток в рабочую камеру и давление в ней уменьшаются со снижением давления во 2-й ступени ( $P_2$ ) до определенного предела и дальнейшее уменьшение  $P_2$  не дает эффекта, так как поток натекания в камеру из ШЗУ становится малым по сравнению с собственным газоотделением рабочей камеры. На этой стадии экспериментов были сделаны выводы о целесообразности применения высоковакуумных насосов во 2-й ступени и трехступенчатого шлюзования для систем с предельным давлением порядка  $10^{-6} \text{ мм рт. ст.}$

Описанное шлюзовое устройство имеет простую конструкцию, несложно в изготовлении, надежно в работе. Конструкция ШЗУ со скользящим загрузочным элементом пригодна для установок термического напыления.

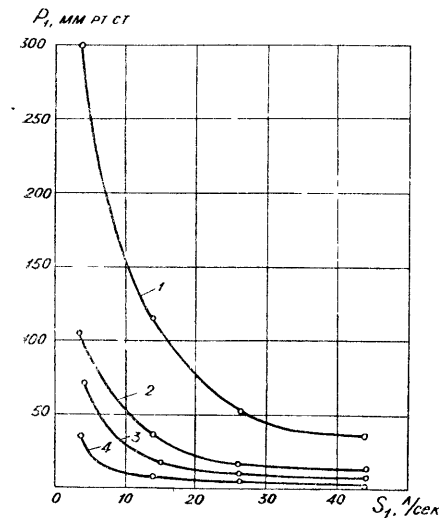


Рис. 2. Зависимости давления в 1-й ступени ШЗУ от скорости откачки из этой ступени при различных длинах диффузионных зазоров  $l_1$ : кривые 1—4 при  $l_1 = 5, 25, 50$  и  $100 \text{ мм}$  соответственно.

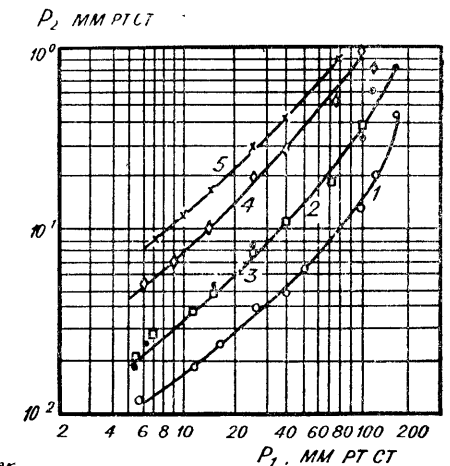


Рис. 3. Зависимость давления во 2-й ступени ШЗУ от давления в 1-й ступени при  $S_2 = 3,5 \text{ л/сек}$  и различных длинах зазоров: кривые 1—5 при  $l_2 = 50, 40, 30, 20$  и  $10 \text{ мм}$  соответственно.

### ШЗУ для непрерывной загрузки

ШЗУ с уплотнением камер (или каналов загрузки) загружаемыми изделиями позволяют до минимума снизить длительность холостых операций по перемещению заготовок из зон с атмосферным давлением в высоковакуумную камеру и пригодны для установок непрерывного действия.

Макет шлюзового устройства этого типа был создан для высокопроизводительной электронно-лучевой установки. К шлюзовому устройству предъявлялось требование, чтобы время загрузки было соизмеримо со временем обработки, то есть чтобы максимально использовалась высокая рабочая скорость луча.

Конструктивно рабочая камера с ШЗУ показана на рис. 4. Обрабатываемая подложка размером  $16 \times 20 \text{ мм}^2$  с нанесенными сплошными слоями устанавливается и базируется в гнезде изолирующего вкладыша спутника-держателя 1. Направляющие шлюзовой системы загрузки и выгрузки 2 выполнены в виде вала, составленного из двух сегментов 7 и 9 и двух планок 8 между ними, образующих прямоугольный паз размером  $25 \times 12 \text{ мм}^2$  по всей длине вала. Допуски на размеры прямоугольного паза вала и держателей обеспечивают суммарные зазоры между ними, не превышающие по ширине и по высоте  $0,03 \text{ мм}$ . Вал вставлен в отверстия с фланцами рабочей камеры 4 и уплотнен круглыми резиновыми прокладками.

Систему шлюзования со стороны загрузки образуют две шлюзовые камеры 3, охватывающие вал, которые соединяются с рабочей камерой и между собой фланцами с круг-

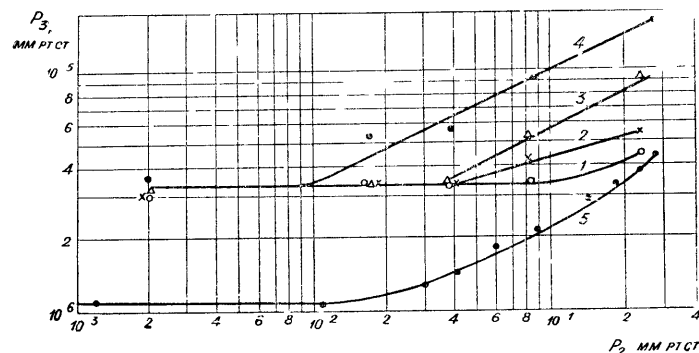


Рис. 4. Изменение давления в рабочей камере от давления во 2-й шлюзовой камере при  $S_3 = 530 \text{ л/сек}$  и различных длинах диффузионных зазоров: кривые 1—4 при  $l_3 = 40, 30, 20$  и  $10 \text{ мм}$  соответственно; кривая 5 — при откачке камеры с охлаждением ловушки жидким азотом.

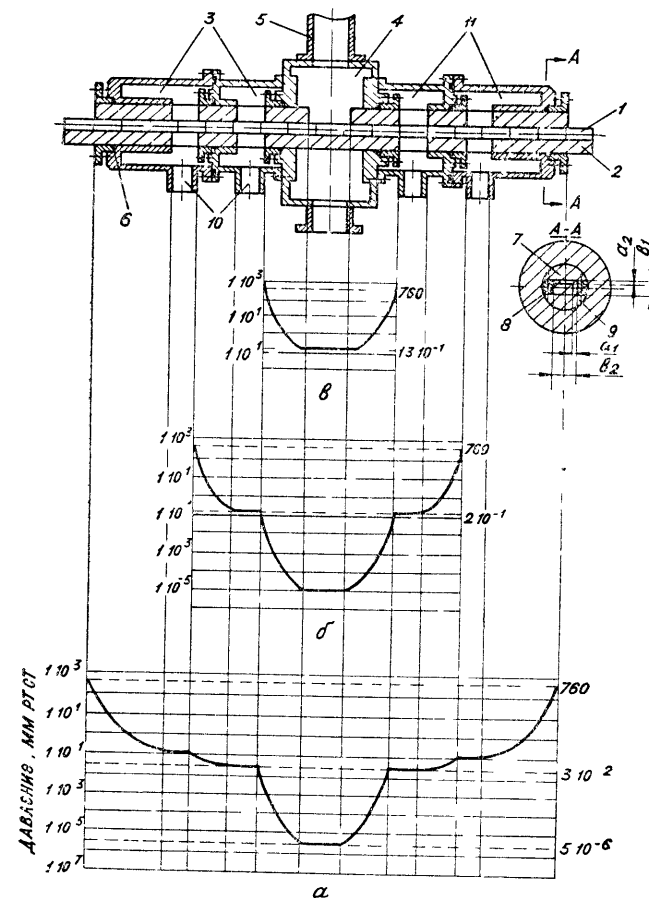


Рис. 5. Конструкция рабочей камеры и шлюзового загрузочного устройства для непрерывной подачи изделий из атмосферы в рабочую камеру:

1 — держатель подложки; 2 — направляющие; 3 — входные шлюзовые камеры; 4 — рабочая камера; 5 — электронно-лучевая колонна; 6 — уплотняющее кольцо; 7 — верхний сегмент направляющих; 8 — планка; 9 — нижний сегмент; 10 — каналы откачки; 11 — выходные шлюзовые камеры; а, б, в — изменение давления в каналах шлюзов и камерах при двухступенчатом, одноступенчатом шлюзовании и без откачки шлюзовых камер.

лыми эластомерными прокладками. Каждая из шлюзовых камер имеет также уплотнения в соединении с валом. Шлюзовые камеры снабжены патрубками для присоединения систем откачки. Система шлюзования со стороны выгрузки изделий полностью аналогична загрузочной.

К рабочей камере 4 сверху крепится электронно-оптическая система 5 для формирования луча. Камера содержит

также контактное устройство, служащее для контроля параметров изготавливаемой схемы.

Схема системы откачки рабочей камеры и шлюзовых устройств загрузки и выгрузки достаточно проста. Рабочая камера откачивается агрегатом на базе паромасляного насоса мод. Н-5с-М1. Для откачки первых ступеней загрузки и выгрузки использованы механические насосы мод. ВН-2МГ: для откачки вторых ступеней — один механический насос ВН-2МГ.

Размеры диффузионных зазоров между держателями и направляющими и система откачки обеспечивают достижение в первых ступенях шлюзовых устройств давления  $1 \cdot 10^{-1}$  мм рт. ст., во вторых ступенях  $3 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст. и в рабочей камере  $5 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст. (рис. 5).

Вакуумнотехнические испытания системы показали, что оптимальная конструкция системы шлюзования может содержать меньшее число механических насосов (до 2). В частности, при отключении двух механических насосов первых ступеней шлюзов, давления в оставшихся шлюзовых камерах составили  $2 \cdot 10^{-1}$  мм рт. ст., в рабочей камере —  $1 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст.

Описанная система загрузки является весьма перспективной для большого числа технологических высоковакуумных установок, в первую очередь, использующих высокопроизводительные элионные устройства для производства интегральных схем.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Данилин Б. С., Пупко В. А., Минайчев В. Е. Технико-экономические аспекты проектирования, изготовления и эксплуатации вакуумного напылительного оборудования. Часть IV. Шлюзовые загрузочные устройства. — Сб.: Электронная техника, сер. VI. "Микроэлектроника", вып. 7, 1968.
2. Дэшман С. Научные основы вакуумной техники. М., "Мир", 1964.
3. Гутри А., Уокерлинг Р. Вакуумное оборудование и вакуумная техника. М., ИЛ, 1961.
4. Donath E. Differential Pumping of a Narrow Slot, X NVST, Pergamon Press, 1964, p. 271.

УДК 66.047.25.05

А. С. ГОРЛАТОВ

### ВАКУУМ-СУБЛИМАЦИОННЫЕ УСТАНОВКИ ДЛЯ СУШКИ РЫБЫ И МОРЕПРОДУКТОВ

В Калининградском техническом институте рыбной промышленности и хозяйства созданы две опытно-промышленные установки для сублимационной сушки в вакууме рыбы

и морепродуктов. Такие установки могут быть также применены на предприятиях мясной, молочной и химической промышленности.

В схему каждой установки входят сублиматор, конденсатор-вымораживатель, два газобалластных вакуум-насоса, холодильная установка, устройство для нагрева теплоносителя и подачи его в греющие плиты сублиматора, пульт управления с приборами.

Вакуумные системы установок (рис. 1) состоят из соединенных последовательно сублиматора 1, конденсатора-вымораживателя 2 и механических вакуум-насосов 3 и 4.

Сублиматор 1 с размещенным в нем продуктом в ходе технологического процесса служит как бы генератором водяных паров в вакуумной системе. Он представляет собой металлическую камеру прямоугольной формы с наружным оребрением: внутри камеры закреплены пустотелые греющие плиты, по лабиринтам которых центробежным насосом прокачивается жидкий теплоноситель. Для нагрева теплоносителя установки снабжены электронагревателями.

Конденсатор-вымораживатель 2 выполняет функцию "теплового" насоса для откачивания водяных паров из сублиматора. В обеих установках применены трубчатые конденсаторы с намерзанием льда на внешней поверхности труб. Конденсатор состоит из двух секций, расположенных отдельно одна от другой с боковых сторон сублимационной камеры: секции конденсатора и сублиматор составляют единый блок. Охлаждаемые трубы секций перпендикулярны к направлению движения парогазовой смеси, ряды труб расположены веером, сходящимся в глубине аппарата.

Такая конструкция блочного сублиматора позволяет снизить гидравлические сопротивления движению парогазовой смеси, исключить возможность закупоривания льдом проходных сечений между трубами и увеличить льдоемкость конденсатора.

В установке 1 охлаждаемые трубы конденсатора расположены горизонтально, конденсатор установки 2 выполнен с висячими трубами (труба в трубе).

В задачу вакуум-насосов 3 и 4 входит откачка воздуха и других неконденсирующихся в данных условиях газов.

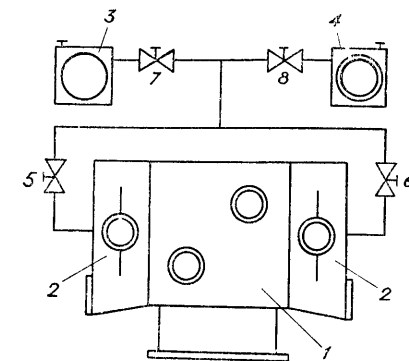


Рис. 1. Схема вакуумной системы сублимационной установки:

1 — сублиматор, 2 — секции конденсатора-вымораживателя, 3 и 4 — вакуум-насосы, 5, 6, 7, 8 — сильфонные вентили.

Установки укомплектованы вращательными масляными насосами марок ВН-4Г и ВН-2Г. Первый насос используют в начальный период работы установки, а после его отключения заданное остаточное давление в системе поддерживают с помощью насоса ВН-2Г, имеющего меньшую быстроту откачки.

Совместным действием вакуум-насоса и конденсатора-вымораживателя в сублимационной камере в процессе сушки обеспечивается общее остаточное давление парогазовой смеси 0,2—0,8 мм рт. ст. Водяные пары превращаются в лед на наружной поверхности охлаждаемых труб конденсатора-вымораживателя; неконденсирующиеся газы и часть паров, прошедшая через конденсатор, непрерывно откачиваются вакуум-насосом.

На пультах управления установками смонтированы измерительные и регистрирующие приборы для контроля температуры продукта, общего остаточного давления, температуры конденсации и температуры греющих плит.

Датчиками при измерении температуры служат хромель-копелевые термодпары, показания которых регистрируются потенциометрами ПСР1-20. Для измерения общего остаточного давления в процессе сушки установки снабжены вакуумметрами ВТ-3 и ВТ-2 с термодпарными датчиками давления ЛТ-2.

Технология получения сублимированных продуктов заключается в следующем.

При помощи аммиачной холодильной установки трубы конденсатора-вымораживателя охлаждают до температуры —35—40° С; противни с подготовленным для сушки продуктом устанавливают на плиты сублиматора; систему герметизируют и подключают к работающему вакуум-насосу ВН-4Г.

В зависимости от исходного состояния продукта (предварительное замораживание или самозамораживание в вакууме) путем соответствующего переключения сильфонных вентилях 5 и 6 обеспечивают поочередную или одновременную работу секций конденсатора.

По достижении заданной отрицательной температуры продукта, соответствующей величине давления в сублиматоре, включают насос подачи теплоносителя в греющие плиты сублиматора, в результате чего к замороженному продукту подводится тепло, необходимое для сублимации льда.

Через 1,5—2 часа после начала вакуумирования систему переключают с помощью вентилях 7 и 8 на вакуум-насос ВН-2Г, который поддерживает в ней необходимое разрежение до конца цикла сушки.

После окончания процесса сушки включают устройство для девакуумирования системы сухим чистым воздухом

(инертным газом), затем продукт выгружают из сублиматора и подают на расфасовку и упаковку.

В период между циклами сушки конденсатор-вымораживатель освобождают от намоороженного льда.

Техническая характеристика установок	1-я	2-я
Производительность по сырью (максимальная), кг/цикл . . . . .	60	70
Продолжительность начального вакуумирования системы, мин . . . . .	5	5
Рабочее остаточное давление в сублиматоре, мм рт. ст. . . . .	0,2—0,6	0,2—0,6
Температура поверхности охлаждаемых труб конденсатора-вымораживателя, °С . . . . .	—34—40	—32—38
Максимальная температура греющих плит сублиматора, °С . . . . .	80	80
Габариты блока (сублиматора и конденсатора), мм:		
длина . . . . .	1000	1000
ширина . . . . .	2000	2000
высота . . . . .	1500	1800
Вес блока, кг . . . . .	1100	1430

Опыт эксплуатации сублимационных установок показывает, что конденсатор-вымораживатель с висячими охлаждаемыми трубами является более рациональным.

Для подготовки конденсатора с горизонтально расположенными трубами к новому рабочему циклу необходимо всю массу ранее намоороженного льда превратить в воду и удалить ее из аппарата. Операция оттаивания длительна (до 3 час) и требует значительного расхода тепла.

Конденсатор-вымораживатель с висячими трубами можно освободить от льда за 10—15 мин и при значительно меньшем расходе тепла. Для этого охлаждаемые элементы кон-

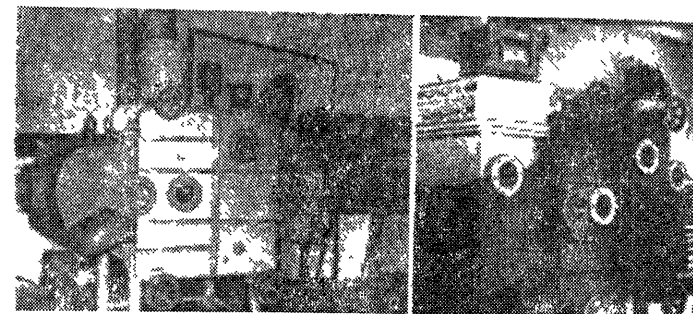


Рис. 2. Общий вид блочных сублиматоров:

а — сублиматор с горизонтально расположенными трубами конденсатора-вымораживателя; б — сублиматор с висячими трубами (труба в трубе) конденсатора в период проведения наладочных испытаний.

денсатора прогревают до температуры несколько выше  $0^{\circ}\text{C}$ , в результате чего нарушается сцепление льда с наружной поверхностью труб и он сбрасывается с них в форме цилиндров под тяжестью собственного веса.

Общий вид блочных сублиматоров представлен на рис. 2.

В течение последних лет в институте на описанных выше установках отрабатываются оптимальные технологические режимы сублимационной сушки большого ассортимента рыбы и морепродуктов.

УДК 389.6:621.52

**В. Н. ГОРБУНОВ, С. Ф. ГРИШИН, И. Р. КИРИЧЕК,  
В. Г. МАРТЫНЕНКО, А. С. ТУГУШЕВ, В. Я. ЧЕРНЫШЕНКО**

### УНИФИКАЦИЯ СВЕРХВЫСОКОВАКУУМНЫХ ВЕНТИЛЕЙ И ЭЛЕКТРОНАГРЕВАТЕЛЕЙ К НИМ

Внедрение унифицированного оборудования для проведения физических экспериментов в научно-исследовательском институте является, как известно, одним из путей значительного повышения производительности труда научного коллектива.

В Харьковском физико-техническом институте АН УССР проводится в жизнь единый план унификации элементов аппаратуры, изготавливаемой для физиков-исследователей. Необходимость проведения такой работы продиктована тем, что в настоящее время изготовление установок и приборов средней сложности в срок более одного года зачастую делает задуманный эксперимент уже бесполезным. Единственной, по существу, возможностью для преодоления отставания в этом деле является всемерная унификация оборудования для физических исследований.

В данной статье представлена унифицированная серия сверхвысоковакуумных вентиля.

На рис. 1 изображен общий вид прогреваемого вентиля с ручным управлением на диаметры условных проходов более 100 мм, имеющего существенное отличие от известных конструкций такого типа [1, 2]. Усилия закрытия вентиля составляют меньше 100 кг на 1 см длины седла. Значительное уменьшение усилия закрытия по сравнению с известными конструкциями стало возможным за счет уменьшения толщины срезаемой стружки на медном уплотнителе 3 (рис. 1) тарелки 4 до 0,1–0,15 мм. Малая толщина стружки обеспечивается направлением тарелки 4 непосредственно в седло 1.

Для ручного управления вентилем применен ключ сравнительно простой конструкции, способный обеспечивать усилия до 10 т. Необходимые усилия для закрытия вентиля передаются на уплотняющую пару через винт 10, который одновременно является динамометром. Усилия закрытия вентиля определяются индикатором 12.

Вентиль изготавливается из нержавеющей стали X18H10T, за исключением винта — динамометра 10 (сталь 4Х13), гайки 7 (бронза) и уплотнений (используются прокладки из медной проволоки  $\varnothing 1\text{--}1,5\text{ мм}$ ). Для прогрева вентиля используются съемный электронагреватель, описание которого дано ниже.

Опытный вентиль с диаметром условного прохода 150 мм испытывался по специальной программе и после этого были созданы вентили на диаметры условных проходов Ду100 и Ду200 мм. Основные характеристики про-

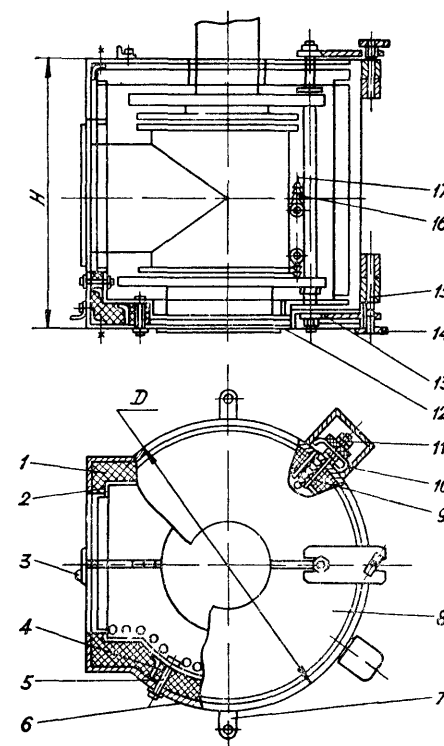


Рис. 1. 1 — седло, 2 — корпус, 3 — уплотнитель тарелки, 4 — тарелка; 5 — сильфонный узел, 6 — шпилька, 7 — гайка, 8 — стойка; 9 — ключ рычажный; 10 — винт-динамометр, 11 — удлинитель индикатора; 12 — индикатор „Калибр“.

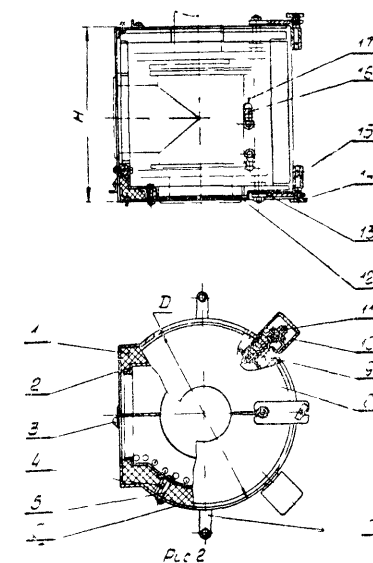


Рис. 2. 1 — теплоизолятор; 2 — экран; 3 — защелка; 4 — упор, 5 — винт; 6 — кожух наружный; 7 — ручка; 8 — крышка верхняя, 9 — втулка, 10 — колпак; 11 — клемма; 12 — крышка нижняя; 13 — планка; 14 — гайка; 15 — ось, 16 — бусы чешуйчатые; 17 — нагреватель.

греваемых сверхвысоковакуумных вентилей с ручным управлением приведены в табл. 1.

При создании ряда высоковакуумных вентилей главное внимание уделялось вопросу максимальной унификации узлов и деталей вентилей ряда, что позволило на 40—50% использовать применяемые узлы и детали. Вес вентиля созданной серии в 2—3 раза меньше, чем вес известных вентилей такого типа.

На рис. 2 представлен электронагреватель объемного типа для прогрева вентиля до температуры 450°С.

Электронагреватель состоит из двух половин, раскрывающихся вокруг оси 15. Крепится электронагреватель к одной из шпилек вентиля при помощи планок 13. Каждая половина нагревателя состоит из внутреннего экрана 2 и наружного кожуха 6. Пространство между наружным кожухом и внутренним экраном заполнено шлаковатой.

Таблица 1

Технические данные	Ду100	Ду150	Ду200
Область минимальных давлений, до которой возможно применение вентиля	Проверено до $1 \times 10^{-10}$ мм рт. ст.		
Температура прогрева в отк. полож. вентиля в закр. полож.	Проверено до 400°С		
Усилие вакуумно-плотного закрытия	Проверено до 120°С		
Вес вентиля, кг	100 кг/см длины седла		
Число вакуумноплотных закрытий для тарелки с толщ. медного уплотнителя 15 мм	50—70 кг/см длины седла		
Габариты, мм:	33	55	65
	4000—5000		
высота	505—530	590—617	686—736
длина	213	275	310
ширина	276	325	396

Нагревательный элемент 17 изолирован чешуйчатыми бусами и натянут на крючки, приваренные к внутреннему экрану 2.

Техническая характеристика электронагревателей приведена в табл. 2.

Эксплуатация электронагревателей объемного типа показала, что они более удобны и экономичны по сравнению с электронагревателями, в которых спираль наматывается непосредственно на корпус.

Таблица 2

Техническая характеристика					Габариты, мм	
вентиль	мощность	напряж.	ток	температура прогрева	D	H
Ду100	$2 \times 1,4 = 8$ квт	110 в	12,7 а	$\geq 450^\circ \text{C}$	440	350
Ду150	$2 \times 2 = 4$ квт	220 в	9,1 а		428	400
Ду200	$2 \times 2 = 2$ квт	110 в	18,3 а		476	455

Самым существенным преимуществом является то, что при объемном нагреве происходит более равномерный прогрев узлов и деталей вентиля. Это почти исключает нарушение вакуумной герметичности.

Однотипность конструкции электронагревателей для вентилей Ду 100, 150, 200 позволила унифицировать их узлы и детали.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. „Обмен опытом в электронной промышленности“, № 1, 1969.
2. Паркер У., Марк Дж. В сб.: Современная вакуумная техника. М., ИЛ, 1963.

УДК 66.047

В. А. ДУБИНСКИЙ, А. Б. ЦЕЙТЛИН

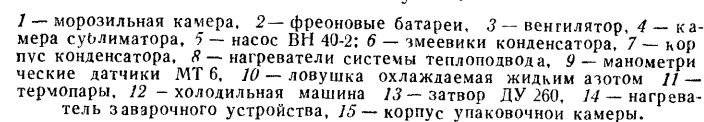
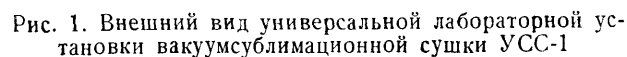
#### УНИВЕРСАЛЬНАЯ ЛАБОРАТОРНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ СУБЛИМАЦИОННОЙ СУШКИ ПИЩЕВЫХ ПРОДУКТОВ УСС-1

Установка УСС-1 состоит из следующих узлов:

- 1) морозильной камеры;
- 2) сублиматора с системой теплоподвода и упаковочной камерой;
- 3) системы откачки;
- 4) системы контроля и управления.

Установка позволяет проводить исследования тепло- и массообмена в процессе сушки, отработку режимов сушки для различных продуктов при контактном или лучистом видах теплоподвода, отработку способов и режимов упаковки, а также выпуск небольших количеств сухого продукта (до 15 кг по сырью за цикл).

а) контактный двусторонний с давлением прижатия до  $0,5 \text{ кг/см}^2$ , температура плит  $40-140^\circ \text{C}$ ;



Для иллюстрации эффективности работы системы теплоподвода в табл. 1 приведены результаты сушки льда при различных способах теплоподвода.

Т а б л и ц а 1

Вид теплоподвода	Мощность загрузки, квт/кг	Средняя скорость сублимации льда, кг/час кг загрузки
Контактный односторонний . . . . .	0,28	0,12
"          "          " . . . . .	0,46	0,23
"          "          " . . . . .	1,28	0,75
Темный лучистый " . . . . .	0,45	0,3
"          "          " . . . . .	0,56	0,4
Светлый лучистый . . . . .	0,34	0,3
"          "          " . . . . .	0,55	0,68



Как видно из табл. 1, для сублимации льда наиболее эффективным является светлый лучистый теплоподвод.

В одном блоке с сублиматором выполнена камера для упаковки продукта в вакууме или в атмосфере инертного газа в стеклянные банки или пакеты из полимерных пленок. Камера имеет шлюзовое устройство для ввода упаковочной тары и выгрузки упакованного продукта без нарушения герметичности сублиматора. Для выполнения работ по упаковке в камере имеются герметично встроенные резиновые перчатки, закрывающиеся на время процесса сушки специальными предохранительными крышками. Упаковочная камера снабжена нагревательным устройством для герметичной заварки пакетов.

Система откачки установки состоит из механического вакуумного газобалластного насоса ВН-40-2 и дискового конденсатора, охлаждаемого холодильным агрегатом АКФДС-1,2-70 с холодопроизводительностью 5000 ккал/час при  $-50^{\circ}\text{C}$ . Система откачки позволяет вести процесс сублимационной сушки при давлении в сублиматоре  $10^{-2}$  мм рт. ст. Время откачки сублиматора без продукта до давления  $10^{-2}$  мм рт. ст. — 5 мин (см. рис. 3).

В установке применен дисковый конденсатор оригинальной конструкции (см. рис. 4), обеспечивающий намораживание конденсирующихся паров воды равномерным слоем на поверхности охлаждаемых дисков. Особенность конструкции конденсатора состоит в том, что парогазовая смесь движется между охлаждаемыми латунными дисками от периферии к центру, так что наряду с уменьшением содержания пара в потоке из-за вымораживания его на пластинках уменьшается одновременно и площадь поверхности конденсации. В результате этого толщина намороженного слоя как на периферийных, так и на внутренних участках дисков примерно одинакова. Результаты измерения распределения толщины льда для случая намораживания 15 кг льда на поверхности дисков приведены на рис. 5.

Сначала (примерно половина дисков, ближайшая ко входу) имеет место равномерное распределение конденсата на дисках, затем по мере удаления от входа толщина слоя льда уменьшается и распределение его по радиусу дисков становится неравномерным. Полная поверхность дисков  $27 \text{ м}^2$ . Максимальная производительность конденсатора, при которой обеспечивается температура дисков конденсатора  $-40^{\circ}\text{C}$ , составляет 7,0 кг/час пара.

Особенностью установки является также наличие в ней размещенного под сублиматором скороморозильного аппарата с широким диапазоном регулирования температуры ( $10$  —  $60^{\circ}\text{C}$ ) и скорости замораживания продукта. Аппарат

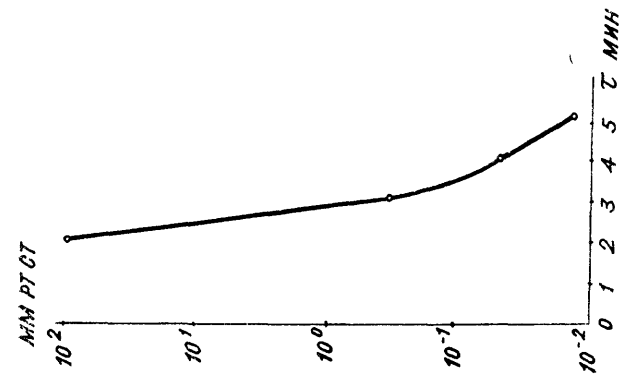


Рис 3 Изменение давления в процессе откачки сублиматора.

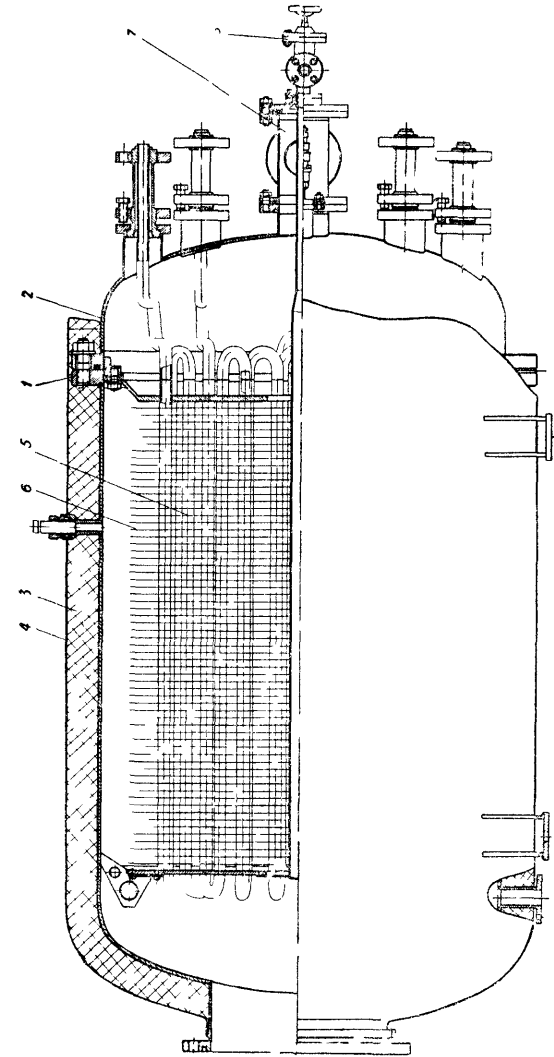


Рис 4 Схематическое изображение конденсатора установки УС-1

1 — корпус 2 — торцевая крышка 3 — слои теплоизоляции 4 — слой асбестового картона 5 — вентилятор 6 — конденсирующие пластины 7 — откачная трубка 8 — патрубок для подачи воды при размораживании конденсатора

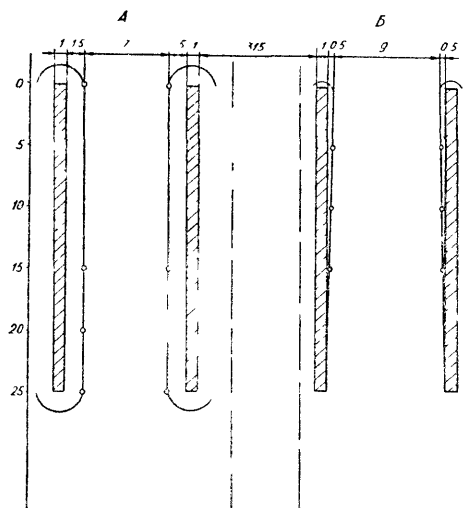


Рис 5 Распределение намерзшего льда на четырех пластинах конденсатора по радиусу

А — две пластины на расстоянии 200 мм от входа в конденсатор, Б — две пластины на расстоянии 200 мм от выхода из конденсатора

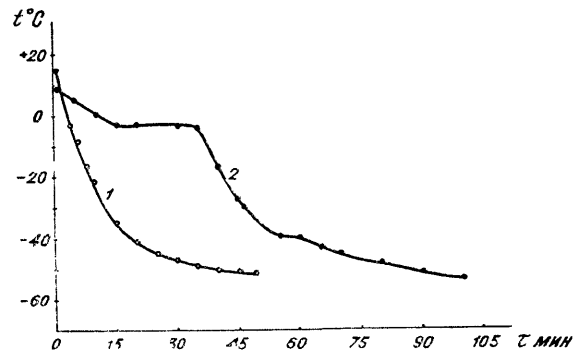


Рис 6 Изменение температуры при замораживании в скороморозильной камере

1 — пустого противня 2 — 12 кг воды 3 — 1 кг воды

предназначен для загрузки и замораживания 15 кг продукта на противнях. Характеристики аппарата приведены на рис. 6 и 7.

Управление и контроль работы установки осуществляются с пульта управления. На передней панели пульта установлены: потенциометр ПС1-10, предназначенный для измерения и записи температуры в двенадцати точках сублиматора в диапазоне  $-50^{\circ}\text{C}$  до  $+100^{\circ}\text{C}$  с помощью терморезистора типа

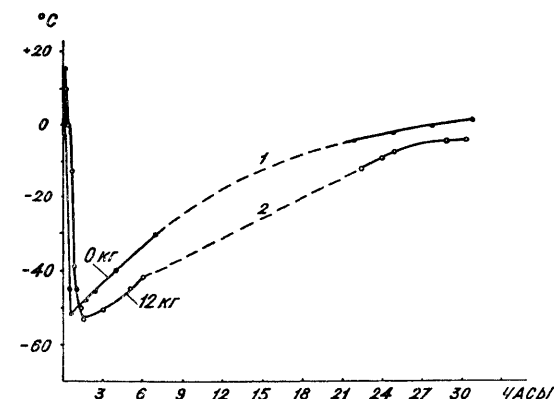


Рис 7 Изменение температуры противня в морозильной камере при самопроизвольном размораживании (выключено охлаждение и вентилятор)

1 — пустой противень 2 — противень с 12 кг воды

хромель-копель; вакуумметр ВСБ-1 и потенциометр ПС1-01, предназначенные для измерения и записи давления в диапазоне  $20 - 10^{-2}$  мм рт. ст., электронно-тензометрический блок измерения и записи веса продукта в сублиматоре в диапазоне 0—3 кг. На переднюю панель пульта выведены ручки управления латоров, подсоединенных к нагревательным элементам системы теплоподвода, амперметры и вольтметры, позволяющие контролировать величину тока и напряжения на клеммах нагревательных элементов

Установка УСС-1 может комплектоваться по требованию потребителя масс-спектрометрической приставкой омега-метра типа с собственной системой откачки, предназначенной для качественного анализа газов, выделяющихся в процессе сушки.

УДК 621.53

Р. И. ВАНЬКОВИЧ, Р. И. КРИПЯКЕВИЧ, И. И. СИДОРОВ,  
Р. Г. ПАРХЕТА, И. В. СЕМЧИШИН

## ОБ УНИФИКАЦИИ, АГРЕГАТИРОВАНИИ И АВТОМАТИЗАЦИИ ЛАБОРАТОРНОГО ВАКУУМНОГО ОБОРУДОВАНИЯ

Преимущества и эффективность комплексной унификации [1], агрегатирования и автоматизации лабораторного и промышленного вакуумного оборудования распространяются на область его проектирования, изготовления и эксплуатации.

В процессе проектирования вакуумного оборудования, создаваемого с применением указанных мероприятий (впредь будем его называть унифицированной вакуумной техникой — УВТ), затраты труда уменьшаются в 2—3 раза [2] в связи с упрощением компоновки конструктивно-принципиальной схемы и более полным использованием созданных раньше и проверенных практикой элементов, узлов и агрегатов [3, 4].

В процессе изготовления УВТ в 2—3 раза уменьшается стоимость создания опытного образца и подготовки производства к выпуску новой продукции [5, 6], сокращается номенклатура оснастки и инструмента; серийность производства повышается в 2—5 раз [6].

При освоении и эксплуатации УВТ оптимально реализуется возможность повторного многократного использования большинства элементов и агрегатов вакуумного оборудования, становится возможным (при необходимости) сравнительно быстро вносить коренные изменения в принципиальную схему установки. Ремонт УВТ менее трудоемок в связи с сокращением номенклатуры запасных частей и их взаимозаменяемостью. Широкое применение УВТ создает предпосылки для централизации снабжения, сокращает в 8—10 раз сроки оснащения производства и лабораторий высокопроизводительным оборудованием. Оборудование УВТ должно поставляться потребителю либо в состоянии, готовом к эксплуатации, либо в виде набора (комплекта) унифицированных элементов и узлов, из которых можно сравнительно легко составить требуемую установку по соответствующей принципиально-блочной схеме.

Реализация идей, заложенных в УВТ (комплексная унификация, агрегатирование и автоматизация), позволит в итоге резко сократить сроки освоения новых лабораторных и промышленных вакуумных установок, ускорить использование в народном хозяйстве достижений науки и техники [7].

Несмотря на все преимущества УВТ, упомянутые мероприятия не получили широкого распространения. Не решен вопрос агрегатизации и автоматизации механических и струйных насосов всех типоразмеров. Вопросу автоматизации регулирующей арматуры тоже не уделяется достаточного внимания. Поставляемые потребителю механические и струйные насосы непригодны для немедленного использования и не удовлетворяют современным требованиям по степени автоматизации и защиты. Так, например, механические насосы не обеспечены устройствами защиты, в них не предусмотрены регулировка скорости откачки при начальном атмосферном давлении на входе, перевод в безаварийное состояние при отказе любой из питающих систем, автоматический напуск воздуха в насос после остановки с предохранением вакуум-

ной системы от прорыва воздуха и масла, отсутствуют пульты управления и сигнализации.

Контрольно-измерительная аппаратура обычно рассчитана на один-два датчика, тогда как в применяемых вакуумных устройствах контроль давления зачастую необходим во многих точках. До настоящего времени не унифицированы фланцы откачных насосов, запорной и регулирующей арматуры, вакуумпроводов и их элементов, предназначенных для использования в вакуумных схемах, согласованных по скорости откачки; не решен вопрос унификации уплотнений. Не выпускаются промышленностью простые потокомеры для оценки потока откачиваемых газов.

С целью решения указанных вопросов (применительно к лабораторной технике получения среднего вакуума с малой скоростью откачки) нами предпринята попытка разработать вакуумный лабораторный унифицированный комплект (ВЛУК-1), позволяющий быстро составлять и перестраивать разнообразные автоматические и дистанционно-управляемые вакуумные устройства при помощи только простых слесарно-сборочных манипуляций. Комплект предусматривает возможность повторно использовать максимальное число элементов и узлов.

Исходя из тенденции современного научного вакуумного приборостроения, при разработке ВЛУК учитывали требования в отношении состава комплекта, принципа агрегатирования, обеспечения удобства сборки-разборки, надежности и безотказности, обеспечения высоких технико-экономических показателей, возможности дистанционного управления, а также в отношении технической эстетики.

Комплект состоит из элементов, пригодных для объединения в узлы, а последних — в функциональные агрегаты, из которых составляют устройство в целом (рис. 1). Состав комплекта выбран с таким расчетом, чтобы из него можно было собрать схему, выполняющую следующие функции (и включающую соответствующие агрегаты): откачку механическим и струйными насосами, диспетчерский контроль разрежения, автоматическое и дистанционное управление вакуумной запорной и регулирующей арматурой (с программированием по времени) и прецизионное измерение вакуума).

В состав комплекта введены исполнительные и контролируемые элементы (используемые в лабораторной вакуумной технике или же разработанные нами), которые условно можно разбить на следующие группы: насосы, запорная и регулирующая трубопроводная арматура с приводом для автоматического управления, унифицированная соединительная трубопроводная арматура, автоматические узлы удаления паров, контрольно-сигнальная, управляющая и измеритель-

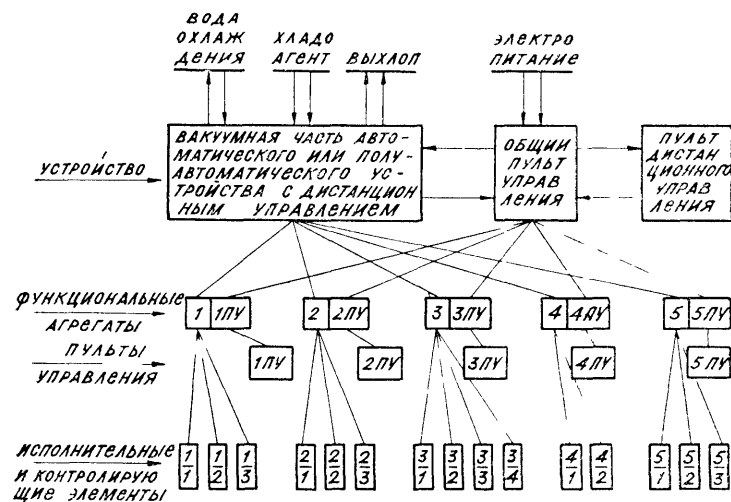


Рис 1. Структурная схема использования лабораторного унифицированного комплекта ВЛУК-1

ная аппаратура, элементы обеспечения безопасности персонала, пульта управления.

Функциональные агрегаты оснащены автономными пультами управления, унифицированными по габаритным размерам для удобного размещения в общей стойке. Они допускают также настольное использование, в связи с чем их можно эксплуатировать отдельно или совместно в любом вакуумном устройстве.

Безотказность в работе обеспечивается при помощи блокирующей защиты, которая переводит агрегаты в безаварийное состояние. Для этого агрегат механического насоса снабжен защитами: тепловой, фазовой, нулевой, от короткого замыкания, от произвольного попадания воздуха в систему и от превышения величины потока газа через насос. Агрегат струйного насоса оснащен защитой от завышения выпускного давления, от перебоя подачи хладагента и охлаждающей воды, от токов короткого замыкания. Агрегат автоматического компрессионного манометра имеет тепловую, фазовую и нулевую защиты, а также от короткого замыкания, от произвольного завоздушивания системы, от перелива ртути при случайном повышении давления в реципиенте. Компрессионный манометр изготовлен в основном из металла: стеклянные детали надежно защищены от случайных поломок.

Для обеспечения надежности дистанционного управления в агрегатах предусмотрены автоматизация процессов пуска и остановки, автоматический рабочий цикл, режим автоматиче-

ского выбора диапазона измерения. Запорная и регулирующая арматура соединяется прямолинейными трубопроводами, унифицированными по длине. Для выполнения требований технической эстетики, удобства обслуживания и уменьшения занимаемой площади, стойки, на которых размещены агрегаты и пульта управления, решены в виде вертикальных шкафов, установленных на катках-домкратах; последние позволяют легко перемещать и фиксировать стойки на рабочем месте. Удобный доступ обеспечивает съемные дверки. Общий вид шкафов показан на рис. 2.

Разработка вакуумного лабораторного унифицированного комплекта ВЛУК-1 отнюдь не является полным решением задачи, поставленной в начале статьи; принципы, заложенные в конструкцию этого комплекта, — лишь первый шаг на пути создания унифицированной вакуумной техники. Основная трудность полного решения поставленной задачи лежит в организационной плоскости.

Для оперативного обеспечения науки и промышленности унифицированной и автоматизированной вакуумной техникой необходимо, по-видимому, создать всесоюзную службу развития и внедрения УВТ, объединенную общностью технической документации, одним источником обеспечения а также единством научной, технологической и методической направленности. Эта служба должна организовывать и управлять



Рис. 2 Общий вид шкафов вакуумного лабораторного унифицированного комплекта (ВЛУК-1)

а — внутренний вид шкафа с исполнительными элементами функциональных агрегатов, б — внешний вид шкафов.

производством приборов и аппаратов, постоянно следить за развитием науки и информацией в указанной области, изучать спрос на вакуумную продукцию, обобщать отечественный и зарубежный опыт научного приборостроения на страницах специального журнала по вакуумной технике, а также путем систематической организации научно-технических совещаний и симпозиумов. Такая служба должна координировать деятельность научно-исследовательских институтов и лабораторий по вакуумной технике, предполагаемой центральной лаборатории унификации, агрегатирования и стандартизации вакуумной техники, специализированных заводов и цехов, комплектационных магазинов, бюро обслуживания и т. п.

Некоторые сдвиги в этой области налицо, но решение вопроса во всей необходимой полноте все еще ждет реализации.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гурвиц Я. Н. „Стандарты и качество“, 1969, № 4.
2. Горбунов В. Н. Сб.: Совершенствование конструкций струйных, механических, электрофизических, сорбционных и других насосов (Тезисы докладов), Казань, 1970.
3. Савельев А. И. „Стандарты и качество“, 1969, № 6.
4. Бойцов В. В. „Стандарты и качество“, 1967, № 7.
5. Домбровский Н. Г., Шкловский А. И. „Стандарты и качество“, 1967, № 8.
6. Вильнюсский семинар-совещание. „Стандарты и качество“, 1969, № 1.
7. Постановление ЦК КПСС и СМ СССР „О мерах по повышению эффективности работы научных организаций и ускорению использования в народном хозяйстве достижений науки и техники“. „Правда“, 1968, 23 окт.

УДК 621.646.2:621.52

**И. Р. КИРИЧЕК, С. Ф. ГРИШИН, В. Я. ЧЕРНЫШЕНКО,  
А. С. ТУГУШЕВ, В. Г. МАРТЫНЕНКО**

### СВЕРХВЫСОКОВАКУУМНЫЙ ВЕНТИЛЬ БОЛЬШОГО УСЛОВНОГО ПРОХОДА

Применяемые в сверхвысоковакуумных системах вентили при диаметрах трубопроводов больше 100 мм имеют, как правило, сложную систему управления и большой вес. Поэтому для закрытия вентилей необходимы большие усилия. В зависимости от конструкции уплотняющей пары усилия могут составлять около 200 кг на 1 см длины седла [1] и больше.

Пневматические вентили с индиевыми уплотнениями [2] имеют сравнительно малый вес и большую проводимость,

так как являются проходными. Однако существует опасение, что при наличии такого вентилей в сверхвысоковакуумной системе вряд ли удастся получить давления  $10^{-10}$  мм рт. ст. и ниже, так как большое количество деталей вентилей нельзя прогревать. К тому же для получения сжатых газов требуется дополнительное оборудование.

На рис. 1 изображен общий вид прогреваемого вентилей с ручным управлением на диаметры условных проходов больше 100 мм, имеющего некоторые существенные отличия от известных конструкций такого типа (см. напр. [1]). Усилия закрытия вентилей составляют меньше 100 кг на 1 см длины седла. Значительное уменьшение усилий закрытия по сравнению с известными конструкциями стало возможным за счет уменьшения толщины срезаемой стружки на медном уплотнителе 3 (рис. 1) тарелки 4 до 0,1—0,15 мм. Малая толщина стружки обеспечивается точным направлением уплотнителя тарелки к режущей кромке седла 1.

Направляющий хвостовик тарелки 4 движется непосредственно в седле. Ранее в такого рода вентилей направление тарелки к ножу седла выполнялось через несколько сопряженных деталей. При этом добиться высокой точности соосности тарелки и седла практически очень трудно, и для вакуумноплотного закрытия приходится срезать большую толщину стружки (до 0,5 мм), что требует больших усилий при закрытии вентилей.

Для ручного управления вентилем применяется ключ сравнительно простой конструкции, способный обеспечивать усилия до 10 т при приложении к рычагу усилия руки около 10—15 кг. Необходимые усилия для закрытия вентилей передаются на уплотняющую пару через винт 10, который одновременно является динамометром. Усилия определяются по изменению длины винта-динамометра, измеряемой с помощью

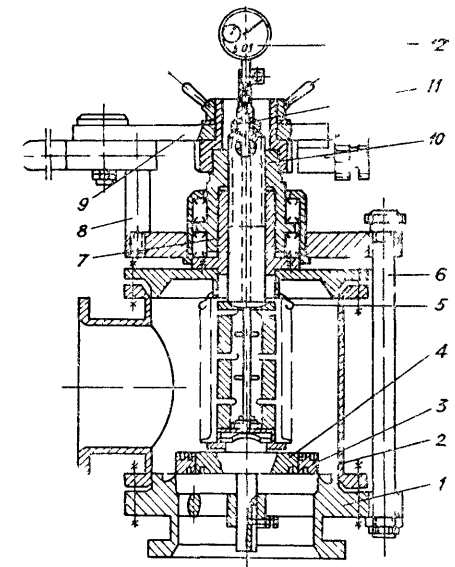


Рис. 1. Сверхвысоковакуумный вентиль большого условного прохода:

1 — седло, 2 — корпус, 3 — уплотнитель тарелки, 4 — тарелка, 5 — сильфонный узел, 6 — шпилька, 7 — гайка, 8 — стойка, 9 — ключ рычажный ручной, 10 — винт-динамометр, 11 — удлинитель индикатора, 12 — индикатор типа „Калибр“.

индикатора 12. Изменение длины винта 10 тарированы по известным усилиям. Закрытие вентиля производится в два этапа. Вначале с помощью маховичка ключа тарелка подводится к седлу, а затем рычагом ключа осуществляется вакуумно-плотное закрытие.

Вентиль изготавливается из нержавеющей стали X18H10T, за исключением винта-динамометра (сталь 4X13), гайки (бронза) и уплотнений (используются прокладки из медной проволоки  $\varnothing$  1—1,5 мм). Направляющий хвостовик тарелки хромируется для предотвращения схватывания трущихся пар в сверхвысоком вакууме. Для нагрева вентиля используется съемный электронагреватель.

Вентиль с диаметром условного прохода Ду 150 мм был испытан на сверхвысоковакуумном агрегате с прогреваемым конденсационным насосом, обеспечивающим предельный вакуум  $10^{-10}$  мм рт. ст. Было проведено больше 10 циклов нагрева агрегата и открытого вентиля до  $400^{\circ}\text{C}$  и около тысячи закрытий вентиля. Некоторые закрытия производились при температуре тарелки  $120\text{--}150^{\circ}\text{C}$ , когда в агрегате был сверхвысокий вакуум. При этом сваривания деталей вентиля не происходило.

Контроль плотности закрытия осуществлялся либо с помощью течеискателя ПТИ-6, либо по увеличению на агрегате давления гелия, которым обдували вентиль (гелий — газ, не откачиваемый конденсационными насосами). Надежное закрытие вентиля, при котором, с одной стороны, было атмосферное давление, с другой — сверхвысокий вакуум, достигалось при общем усилии закрытия  $2200\text{--}2500$  кг (что соответствует около 50 кг на 1 см длины седла). При таких усилиях средняя величина срезания уплотнителя тарелки примерно 3—4 мк на одно закрытие клапана.

На основе опыта, накопленного при эксплуатации вентиля Ду 150 мм, созданы вентили Ду 100 и Ду 200 мм.

Основные характеристики прогреваемых сверхвысоковакуумных  
вентилей с ручным упражнением

Область минимальных давлений, до которых возможно применение вентиля . . . . .	Проверено до $1\cdot 10^{-10}$ мм рт. ст.
Температура прогрева вентиля:	
в открыт. полож. . . . .	Проверено до $400^{\circ}\text{C}$
в закрыт. полож. . . . .	Проверено до $150^{\circ}\text{C}$
Усилие вакуумноплотного закрытия	
расчетн. . . . .	100 кг/см длины седла
эксплуат. . . . .	50—70 кг/см длины седла

Вес вентиля:

Ду 100 . . . . .	33 кг
Ду 100 . . . . .	55 кг
Ду 200 . . . . .	65 кг
Число вакуумноплотных закры- тий для тарелки с толщиной ме- ного уплотнителя 15 мм . . . . .	4000

## ЛИТЕРАТУРА

1. Паркер У., Марк Дж В сб.: Современная вакуумная техника. М., ИЛ, 1963.
2. Арефьев А. В., Лисицин В. Я., Максимов С. П. ПТЭ, № 4, 1968.

УДК 621.787

В. Е. УСТИНОВ, И. Н. ШКАНОВ, Р. Р. ИСМАГИЛОВ

## ВЛИЯНИЕ КРИВИЗНЫ ПОВЕРХНОСТИ НА НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОЕ СОСТОЯНИЕ ПРИ ШАРИКОЦЕНТРОБЕЖНОМ УПРОЧНЕНИИ

В данной статье изложены результаты аналитического и экспериментального исследования, касающиеся определения влияния кривизны обрабатываемой поверхности и диаметра упрочнителя на характер распределения осевых остаточных напряжений при упрочняющем поверхностном наклепе внутренних цилиндрических поверхностей.

В качестве образцов были взяты кольца с внутренними диаметрами 48, 50, 60, 80 мм, изготовленные из сталей ОХНЗМФА и 40ХНМА твердостью HRC34—36. Наружные диаметры упрочнителей соответствовали следующим размерам: 15, 25, 36 мм. При наклепе соблюдался постоянным режим обработки:

скорость вращения упрочнителя  $v = 22\text{--}25$  м/сек  
натяг  $h = 0,27\text{--}0,3$  мм  
число оборотов детали  $n_d = 100$  об/мин.

Эксперименты проводились на токарно-винторезном станке с закреплением кольцевых образцов в патроне станка, а упрочнительного устройства — в его резцедержателе.

При различных соотношениях  $\frac{D_{\text{упрочнителя}}}{D_{\text{детали}}}$  (в дальнейшем обозначаемое буквой  $M$ ) упрочнение проводилось изменением эксцентриситета между осями обрабатываемого отверстия

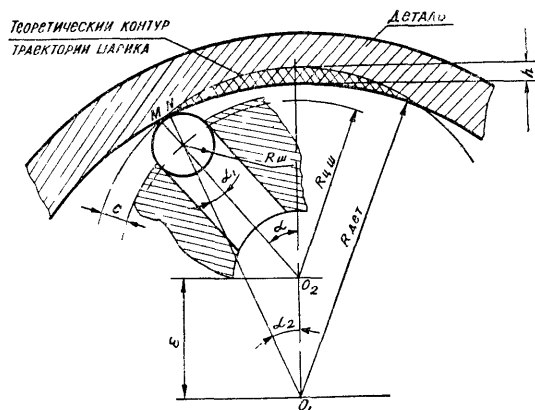


Рис. 1. Геометрическое расположение шарика в момент контакта с обрабатываемой поверхностью.

$R_{дет}$  — радиус детали;  $R_{упр}$  — радиус корпуса упрочнителя,  $R_{ш}$  — радиус шарика,  $R_{ц.ш.}$  — расстояние до центра тяжести шарика в момент максимального его вылета;  $C$  — величина полного вылета шарика;  $h$  — натяг;  $\epsilon$  — эксцентриситет оси вращения упрочнителя.

и упрочнителя при сохранении постоянства величины натяга  $h$ , что вызывало изменение угла атаки шарика к обрабатываемой поверхности.

Если принять угол  $\alpha$  за угол атаки (рис. 1), то геометрически легко доказать, что  $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$ , а его величина зависит от соотношения кривизны детали, размера упрочнителя, эксцентриситета и радиуса шарика. С учетом перечисленных параметров составляющие угла  $\alpha$  можно определить по формулам:

$$\alpha_1 = \arccos \left[ \frac{R_{ц.ш.}^2 + (R_{дет} - R_{ш})^2 - E^2}{2(R_{дет} - R_{ш})R_{ц.ш.}} \right], \quad (1)$$

$$\alpha_2 = \arccos \left[ \frac{(R_{дет} - R_{ш})^2 - E^2 - R_{ц.ш.}^2}{2E(R_{дет} - R_{ш})} \right], \quad (2)$$

где  $R_{ц.ш.} = (R_{упр} + C) - R_{ш}$ ;

$E = (R_{дет} + h) - (R_{упр} + C)$ ;

$h$  — натяг;

$C$  — максимальный вылет шарика из сепаратора.

Фактически сумма углов  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  характеризует положение шарика в начальный момент контакта с поверхностью детали. Пользуясь выведенными выражениями и приняв постоянными значения  $R_{дет}$ ,  $R_{ш}$ , а также натяга  $h$ , можно построить гра-

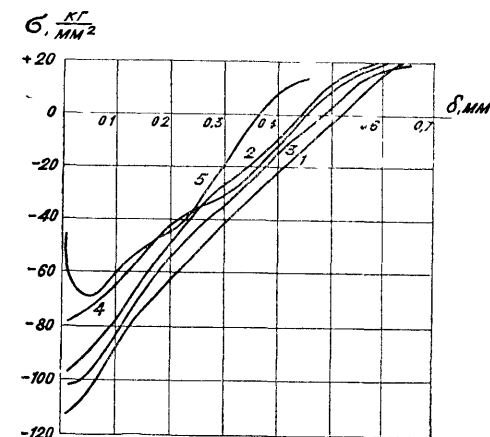


Рис. 2. Графическая зависимость изменения величины угла атаки  $\alpha$  от диаметра упрочнителя.

График построен при  $D_{дет} = 200$  мм,  $R_{ш} = 10$  мм и  $h = 0,5$  мм.

фические зависимости для каждого угла при изменяющихся диаметрах упрочнителя. Такая зависимость для углов  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  при постоянных значениях диаметра отверстия, равного 200 мм, диаметра шарика — 10 мм и натяге — 0,5 мм, приведена на рис. 2. Необходимо отметить, что характер распределения кривых сохраняется для любого значения внутреннего диаметра отверстия. Зная  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ , можно построить графическую зависимость для угла атаки (рис. 2).

Анализируя полученные результаты, можно предположить, что точка пересечения  $T$  кривых изменения величины углов  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  служит границей двух зон, характеризующих различие в поверхностном пластическом деформировании при упрочнении внутренних поверхностей шарико-центробежным способом.

Зоне, лежащей влево от точки  $T$ , свойственен динамический характер контакта шарика с обрабатываемой поверхностью и в ней надо искать оптимальный диаметр упрочнителя. Для правой части характерен статический контакт деформирующего элемента с поверхностью, т. е. в этой зоне энергия шарика гасится на большем участке кривой поверхности.

Для проверки этого положения проведены экспериментальные работы по упрочнению образцов с отношениями  $M$ , равными 0,2; 0,27; 0,33; 0,55; 0,78, после чего из колец вырезались плоские образцы и исследовались осевые остаточные напряжения методом послойного стравливания упрочненного слоя (метод Н. Н. Давиденкова) [1].

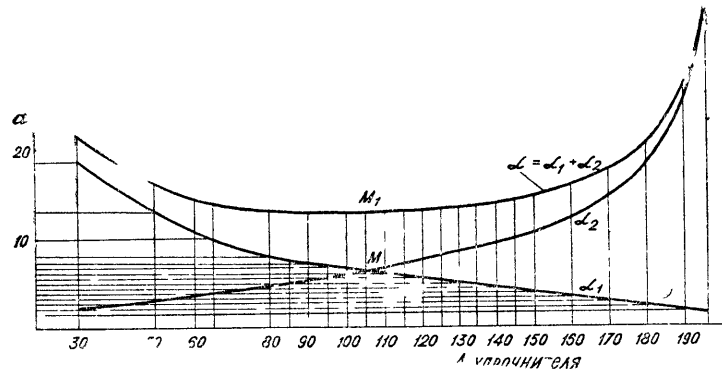


Рис 3 Эпюры осевых остаточных напряжений:  
1 —  $M = 0,2$ , 2 —  $M = 0,27$ , 3 —  $M = 0,33$ , 4 —  $M = 0,55$ , 5 —  $M = 0,78$ .

Эпюры осевых остаточных напряжений для отношений  $M$ , равных 0,2; 0,27; 0,33, приведены на рис. 3. При таком соотношении диаметров максимальные осевые остаточные напряжения лежат на поверхности детали, что соответствует контактно-сдвиговому характеру поверхностного пластического деформирования. Следовательно, при упрочнении шарико-центробежным способом образование остаточных напряжений с максимумом на поверхности достигается не только за счет движения подачи 2 рабочего инструмента, а, в основном, за счет оптимального соотношения  $M$ .

Если под контактной схемой наклепа понимать большее время контактирования деформирующего элемента с обрабатываемой поверхностью, то при соотношении  $M = 0,75$  обеспечивается контактная схема ППД со спадом остаточных напряжений у поверхности детали (рис. 3), а характер деформации в этом случае напоминает процесс раскатывания под действием центробежных сил. Экспериментами установлено, что при отношении  $M = 0,75-0,9$  на обрабатываемой поверхности образуются прижоги, а упрочнитель нагревается до высокой температуры.

При отношении  $M = 0,5$  максимальные остаточные напряжения, как правило, лежат на поверхности, их величина для закаленных сталей составляет 65—80 кг/мм<sup>2</sup>.

Используя величину угла атаки  $\alpha$ , можно вывести аналитическую зависимость для определения глубины залегания остаточных напряжений. В настоящее время ряд исследователей при определении напряженно-деформированного состояния наклепанного слоя исходит из величины кинетической энергии шарика и нормальной составляющей его окружной скорости в момент контакта с обрабатываемой поверхностью (3,4). Однако при ударе шарика о поверхность

происходит мгновенное изменение его скорости, сопровождающееся возникновением инерционных сил, энергия которых превышает кинетическую энергию. Следовательно, характер шарико-центробежного упрочнения более объективно выражается, если в качестве ударной силы принимается центробежная сила шарика (5).

Если действие мгновенной силы  $P$  измерять ее импульсом  $I$ , то

$$I = \int_0^{\tau} \bar{p} dt, \quad (3)$$

где  $P = \frac{mv_0^2}{R}$  — центробежная сила;

$$m = \frac{\pi D_{\text{ш}}^2 \gamma}{6g};$$

$D_{\text{ш}}$  — диаметр шарика;

$\gamma$  — плотность его материала;

$v_0$  — окружная скорость шарика.

Теоретическая продолжительность времени контакта шарика с поверхностью равна  $\frac{2a}{\omega}$ , практически при динамическом ударе продолжительность контакта равна  $\frac{2a}{\omega} \cdot K$ , где

$K$  — коэффициент, характеризующий время удара в зависимости от механических свойств материала. Экспериментально определено, что коэффициент  $K$  для хромоникельмолибденовых сталей 40ХНМА и ОХНЗМФА (HRC-34-36) равен 0,07. Определение этого коэффициента производилось по результатам измерения длины отпечатка шарика;  $\omega$  — угловая скорость.

Импульс удара шарика можно подсчитать:

$$I = \frac{mv_0^2}{R} \cdot \frac{2a}{\omega} K = \frac{\pi D_{\text{ш}}^3 \gamma v_0 a K}{3g}. \quad (4)$$

Работа импульса силы равна

$$L = I \cdot v_0 = \frac{\pi D_{\text{ш}}^3 v_0^2 a K}{3g}. \quad (5)$$

Эта же работа определяется выражением  $L = \frac{2}{3} \sigma_s \delta^3$ . (6) (3)

Приравнявая оба выражения, получаем формулу для определения глубины наклепанного слоя при шарико-центробежном способе упрочнения отверстий:

$$\delta = D_{\text{ш}} \sqrt[3]{\frac{\pi \gamma v_0^2 a K}{2g \sigma_s}}. \quad (7)$$



Сравнение расчетной и экспериментальной глубины

Обрабатываемый материал	$\frac{D_{упр.}}{D_{дет.}}$	$P_{упр.}$ об/мин	$P_{дет.}$ об/мин	$S$ , мм/мин	$h$ , мм
4ОХНМА	0,2	27500	100	11,0	0,3
4ОХНМА	0,27	27500	100	11,0	0,3
4ОХНМА	0,33	27000	100	11,0	0,3
ОХНЗМФА	0,55	17400	100	12,0	0,27
ОХНЗМФА	0,78	14400	100	12,0	0,27

Если в полученную зависимость ввести коэффициент  $\beta$ , учитывающий количество ударов шарика на единицу поверхности, определяемый по формуле (3):

$$\beta = 1 + 0,05 \sqrt{X},$$

где  $X$  — количество ударов на 1 мм<sup>2</sup>, то окончательно получим:

$$\delta = \beta D_{ш} \sqrt[3]{\frac{\pi \gamma v_0^2 \alpha K}{2g\sigma_s}}. \quad (8)$$

Для проверки ошибки в расчете по предлагаемой аналитической зависимости с результатами опытов проведены экспериментальные работы, позволившие установить отклонение расчетных данных от экспериментальных, равные 5–8% в зоне с соотношением  $M = 0,2–0,5$  и 40% для зоны  $M = 0,7$  и выше (табл. 1).

Проведенные исследования позволяют сделать следующие выводы:

1. Эффективное упрочнение внутренних поверхностей деталей обеспечивается при соотношении  $M = 0,2–0,5$ .

2. При  $M = 0,7$  и выше проводить упрочнение нецелесообразно ввиду получения относительно низких остаточных напряжений со спадом у поверхности, интенсивного нагрева и появления прижогов на обрабатываемой поверхности.

3. Предложенная аналитическая зависимость хорошо согласуется с результатами опытов при  $\frac{D_{упр.}}{D_{дет.}} = 0,2–0,5$ , которое обеспечивает максимум величины остаточных напряжений на поверхности.

наклепа при различных  $\frac{D_{упр.}}{D_{дет.}}$ 

$HV$	$\sigma_s$ кг/мм <sup>2</sup>	$\alpha$ рад	$\beta$	$K$	$\delta$ расч. мм	$\delta$ эксп. мм	Процент расхождения
285	75	0,3520	1,55	0,07	0,48	0,52	7,7
306	82	0,3654	1,64	0,07	0,49	0,45	8,0
306	82	0,4046	1,7	0,07	0,5	0,5	0
325	87	0,3229	1,44	0,07	0,49	0,46	6,0
298	80	0,3526	1,40	0,07	0,62	0,37	40

## ЛИТЕРАТУРА

1. Давиденков Н. Н. Об измерении остаточных напряжений. — „Заводская лаборатория“, 1950, т. 16, № 12.
2. Кобрин М. М. Эпюры остаточных напряжений при контактной и контактно-сдвиговой схемах поверхностного пластического деформирования. — „Вестник машиностроения“, № 1, 1963.
3. Езерский Ю. Упрочнение наружных поверхностей тел вращения. — „Вестник машиностроения“, № 1, 1963.
4. Федоров В. Б. Остаточные напряжения и усталостная прочность при центробежно-шариковом наклепе. Сб.: Вопросы технологии машиностроения, вып. 13. Свердловск, УПИ, 1961.
5. Кузьмин М. И. Метод упрочнения и отделки поверхности деталей машин наклепыванием спец. упрочнителями. — В кн. Повышение износоустойчивости и срока службы машин. М., Машгиз, 1956.

УДК 621.527

**Е. В. ГЛУШАЧЕНКОВ**, С. Д. ОСТРОВКА, Н. А. МУХАЧЕВ

### СВЕРХВЫСОКОВАКУУМНЫЙ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНЫЙ ГЕТТЕРНО-ИОННЫЙ НАСОС ЭГИН-800/100

В последние годы заметно возрос интерес к разработке электрофизических средств откачки, в частности магнито-разрядных и ионно-геттерных насосов, предназначенных для получения безмасляного высокого вакуума в откачиваемых объемах. В значительной степени это определяется рядом положительных качеств, которыми обладают электрофизические насосы, такими как например, бесшумность в работе, высокая надежность, отсутствие движущихся частей и т. п. Эти качества обусловили их широкое применение в различных областях науки и техники [1, 2].

Повышенный интерес к электрофизическим методам откачки объясняется тем, что применение этих методов обеспечивает прогресс в таких передовых направлениях науки и техники, как электроника, ядерная физика, атомная энергетика, ускорительная техника, исследование космоса и других, что в перспективе дает большой экономический выигрыш.

Однако отечественные магнитоэлектронные насосы типа НЭМ и НОРД, описанные в [3, 4] и геттерно-ионные насосы типа ГИН, описанные в работе [5], обладают общими существенными недостатками — запускаются с низкого давления ( $10^{-2}$ ,  $10^{-4}$  тор), имеют длительное время запуска и набора вакуума. Время запуска насосов составляет порядка 30 минут, а время набора вакуума — несколько десятков часов. Магнитоэлектронные насосы, кроме того, обладают большим удельным весом\* ( $0,35-0,48$  кг/л/сек).

Геттерно-ионные насосы имеют значительно более низкие удельные весовые характеристики ( $0,04-0,09$   $\frac{\text{кг}}{\text{л/сек}}$ ), но они менее надежны и сложнее в эксплуатации. Указанные недостатки в ряде случаев ограничивают практическое использование этих насосов.

Для устранения отмеченных недостатков нами применен комбинированный способ откачки — сочетание магнитоэлектронного насоса с испарительным источником титана в одном устройстве.

Совместная работа этих устройств позволила создать простой и компактный высокопроизводительный комбинированный насос ЭГИН-800/100 с лучшими вакуумными и пусковыми характеристиками.

Продольный разрез описываемого насоса представлен на рис. 1. Конструктивно насос состоит из корпуса 1, электродных блоков 2, фланца 3 с нагревателем 4 и испарителем 5, магнитов 6, рубашки водяного охлаждения 7. Корпус сварной, выполнен из листовой нержавеющей стали Х18Н9Т (немагнитной), состоит из центральной камеры и карманов. В центральной камере размещаются два прямоканальных титано-молибденовых испарителя, выполненных по аналогии с описанными в [5]. Диаметр проволоки испарителя 2 мм. Корпус имеет два патрубка с фланцами. Один из патрубков служит для присоединения насоса к откачиваемому объему, другой — для ввода в центральную камеру испарителей.

Электродные блоки устанавливаются в карманах корпуса. Каждый из электродных блоков состоит из многоячеистого анода и двух титановых катодных пластин, отстоящих от анода на расстоянии 6 мм. Анод и катоды скрепляются

\* Удельный вес представляет собой отношение веса насоса (кг) к скорости откачки воздуха (л/сек).

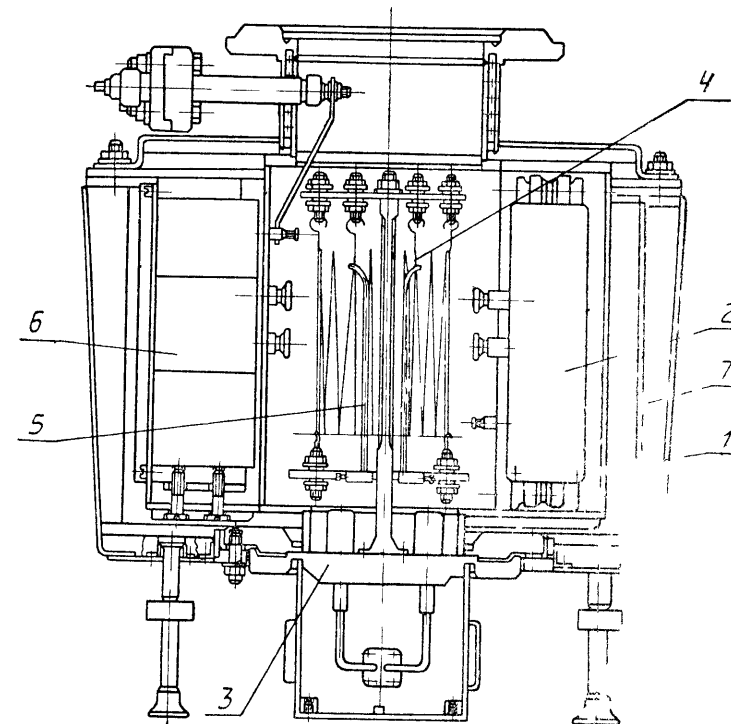


Рис. 1. Продольный разрез электроразрядного геттерно-ионного насоса ЭГИН-800/100:

1 — корпус, 2 — электродные блоки, 3 — фланец, 4 — нагреватель, 5 — испаритель, 6 — магниты, 7 — рубашка водяного охлаждения.

между собой через высоковольтные керамические изоляторы. На патрубке насоса установлен высоковольтный ввод для подачи на аноды электродных блоков высокого напряжения. Магнитное поле создается с помощью оксидно-барьерных магнитов, расположенных между карманами корпуса снаружи. Напряженность магнитного поля в карманах составляет 1100 Э.

Рубашка водяного охлаждения крепится к специальной плите, приваренной к верхней части корпуса и к фланцу нижнего патрубка через паронитовые прокладки. Рубашка имеет штуцеры для входа и выхода охлаждающей воды.

В основу работы насоса положен способ откачки с помощью разряда Пеннинга в сочетании с поглощением газов титановой пленкой, образующейся в результате катодного распыления и испарения титана. Под действием приложенного высокого напряжения между ячеистым анодом и катодными пластинами и перпендикулярно направленному к катоду

дам магнитного поля в межэлектродном промежутке возникает тлеющий разряд. Образовавшиеся в разряде положительные ионы откачиваемого газа двигаются по направлению к катодам, бомбардируют катоды и вызывают их распыление. Значительное количество титана испаряется с титано-молибденового испарителя. Часть испаренного титана напыляется на катоды и покрывает внедренные в них ионы откачиваемого газа, а часть осаждается на аноде и стенках вакуумной полости и сорбирует молекулы активных газов.

Таким образом, в отличие от обычных магниторазрядных насосов, в которых поверхность катодов с внедренными ионами одновременно подвергается распылению, в комбинированном насосе за счет дополнительного испарения титана происходит интенсивное запыление катодной поверхности титаном, что предохраняет ранее внедренные в эту поверхность частицы газа от обратного выделения.

Существующие магниторазрядные насосы, как отмечалось выше, обладают низким давлением запуска. Включать их в работу можно только при давлении  $10^{-2} - 10^{-3}$  тор. Совместная работа электроразрядной части с испарителем позволила повысить давление запуска насоса ЭГИН-800/100 до  $1 \cdot 10^{-1}$  тор. На рис. 2 приведены кривые запуска насоса с давлений  $1 \cdot 10^{-1}$ ,  $5 \cdot 10^{-2}$ ,  $1 \cdot 10^{-2}$  тор при токе испарителя 12,5 и 30 а. Из кривых видно, что насос запускается с давления  $1 \cdot 10^{-1}$  тор, при этом время достижения давления  $1 \cdot 10^{-4}$  тор при токе испарителя 12,5 а составляет 49 минут. При токе испарителя 30 а это время сокращается до 27 ми-

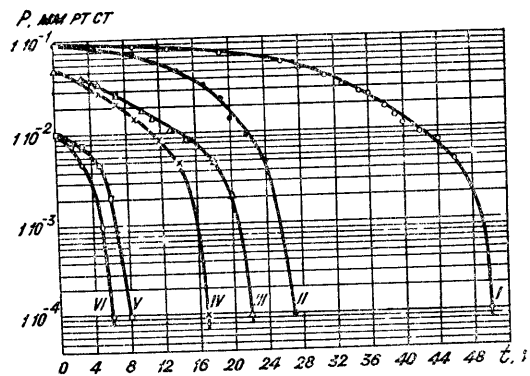


Рис. 2. Зависимость давления от времени при запуске насоса ЭГИН-800/100 с давлений  $1 \cdot 10^{-1}$ ,  $1 \cdot 10^{-2}$ ,  $5 \cdot 10^{-2}$  тор при различных токах испарителя:

$$I, III, V - I_{\text{исп}} = 12,5 \text{ а}, II, IV, VI - I_{\text{исп}} = 30 \text{ а}.$$

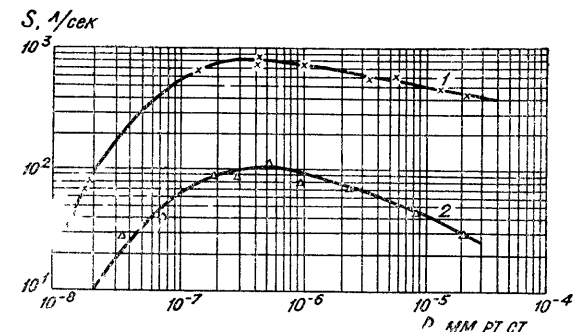


Рис. 3. Зависимость скорости откачки от давления в насосе ЭГИН-800/100:  
I — при совместной работе электроразрядной части и испарителя, II — при работе только электроразрядной части.

нут. Дальнейшее понижение давления запуска сводит время набора вакуума до  $1 \cdot 10^{-4}$  тор к нескольким минутам. Предельное разрежение насоса составляет  $3,1 \cdot 10^{-9}$  тор. Оно достигается в течение 15 часов.

На рис. 3 представлены зависимости скорости откачки от давления. Из приведенных кривых следует, что при давлении  $5 \cdot 10^{-7}$  тор в случае совместной работы электродных блоков и испарителя скорость откачки воздуха насосом ЭГИН-800/100 составляет 800 л/сек, а при работе только электродных блоков — 100 л/сек. Увеличение скорости откачки в совместном режиме объясняется одновременным проявлением ионной откачки и сорбции газов титановой пленкой, интенсивно напыляющейся на внутренние поверхности насоса при испарении титана. Эффективным, по-видимому, является покрытие слоем титана поверхности катодов. Оно предохраняет внедренные в катоды частицы от повторного выделения в откачиваемый объем.

Габаритные размеры насоса:

ширина — 332 мм;

длина — 532 мм;

высота — 530 мм;

Вес насоса — 98 кг.

Благодаря высокой скорости откачки удельная весовая характеристика насоса ЭГИН-800/100 составляет  $0,12 \frac{\text{кг}}{\text{л/сек}}$ ,

что в 2,9—4 раза ниже удельного веса существующих магниторазрядных насосов. Потребляемая мощность насоса в рабочем режиме 250 вт.

Таким образом, совмещение магниторазрядного насоса, обладающего скоростью откачки 100 л/сек с испарителем титана, позволило:

г) улучшить удельную весовую характеристику в 2,8—4 раза по сравнению с удельными весовыми характеристиками существующих магниторазрядных насосов со средней и большой быстротой откачки ( $> 300$  л/сек).

1. Томашпольский Ф. Г., Басалаева Т. Я., Петушина И. И. „Электронная техника“, сер. 8, вып. 3, 1970.
2. Магниторазрядный насос для мощных ЛБВ. „Электронная техника“, сер. 1, вып. 6, 1970.
3. Карпов Ю. А. и др. ПТЭ, 2, 1964.
4. Пипко А. И., Плисковский В. Я., Пенчко Е. А. Конструирование и расчет вакуумных систем. М., „Энергия“, 1970.
5. Назаров А. С., Ивановский Г. Ф., Кузнецов М. В. ПТЭ, 2, 1966.

включающей в себя две большие конденсаторные батареи. Оказалось, однако, что тот же эффект может быть достигнут при более простых схемах питания импульсных ламп, когда через лампу разряжается в две стадии единственная высоковольтная конденсаторная батарея. Эта схема приведена на рис. 1. Состоит она из четырех узлов: выпрямителя I, служащего для накопления энергии на обкладках конденсаторной батареи  $C_1$  (узел II), устройства поджига III и блока управления длительностью импульса IV. Вспышка лампы может быть реализована в трех режимах:

1) жесткий режим, когда емкость  $C_1$  разряжается по цепи  $C_1, P_2, I, A, N, B, T, C_1$ , мощность разряда ограничивается лишь омическим и индуктивным сопротивлением проводов и лампы  $L_1$  и при этом режиме существует реальная угроза взрыва колбы лампы из-за нарушения фактора нагрузки; 2) мягкий режим, когда емкость  $C_1$  разряжается по цепи  $C_1, M, L, N, B, T, C_1$ , при котором передний фронт нарастания давления в лампе достаточно пологий и разряд происходит без стука в лампе;

3) промежуточный режим, когда разряд начинается с мягкого режима, но в последующем система управления открывает тиратрон  $T_n$  (ТГИ-1-1000/25) и продолжение разряда происходит по жесткой схеме. Этот режим позволяет реализовать мощные вспышки без угрозы взрыва колбы лампы, так как крутизна нарастания давления в ней намного меньше, чем в жестком режиме.

Время задержки разряда конденсатора  $C_1$  через тиратрон определяется временем зарядки конденсатора  $C_2$  через сопротивление  $R_1$ . Для этого контакты  $P_1$  зарядки конденсатора  $C_2$  и  $P_2$  разрядки конденсатора  $C_3$ , поджигающего устройства лампы  $L_1$ , включаются одновременно от реле  $P$ . Трансформаторы  $Tr_1$  — повышающий до желаемого напряжения,  $Tr_2$  — импульсный, поджигающий лампу  $L_1$ , и  $Tr_3$  — накальный.

Осциллограммы форм импульса каждого режима приведены на рис. 2, а временные параметры вспышек приведены в табл. 1.

Таблица 1

Наименование режима	Время нарастания яркости $\text{мк}\cdot\text{сек}$	Длительность вспышки, $\text{мк}\cdot\text{сек}$
Жесткий . . . . .	60	510
Промежуточный . . . . .	250	740
Мягкий . . . . .	600	2500

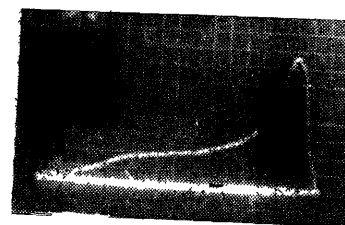
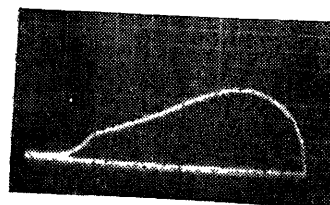
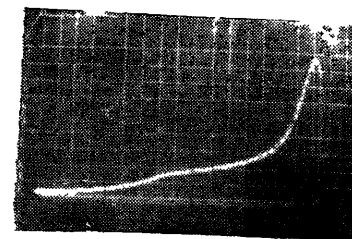


Рис 2 Осциллограмма формы импульса лампы в трех режимах от нового агрегата питания  
а — жесткий режим б — мягкий режим в — промежуточный режим

Из таблицы видно, что при работе схемы в промежуточном режиме время нарастания яркости и, следовательно, давление в лампе увеличивается в четыре раза. Это и предохраняет колбу лампы от взрыва.

На рис. 3а, приведены оптические спектры вспышек и их микрофотограммы (3б) для лампы ИФК-2000 от агрегата [1] и от агрегата, позволяющего реализовать двойной импульс [3]. Спектр [2] относится к лампе ИФП-2000, а световой импульс получен от агрегата (см. рис. 1). Спектры получены при равных энергетических затратах.

Микрофотограммы показывают, что световой импульс от агрегата в промежуточном режиме даже предпочтительнее, чем спектр двойного импульса, несмотря на значительную разницу в рабочем напряжении. Однако предлагаемая схема позволяет эксплуатировать лампы при значительных перегрузках. Весьма вероятно, что повышение рабочего напряжения даст еще больший эффект, чем двойной импульс, если в цепь с индуктивностью ввести дополнительный тиратрон, позволяющий эксплуатировать лампы при рабочих напряжениях, превышающих напряжения самопробоя.

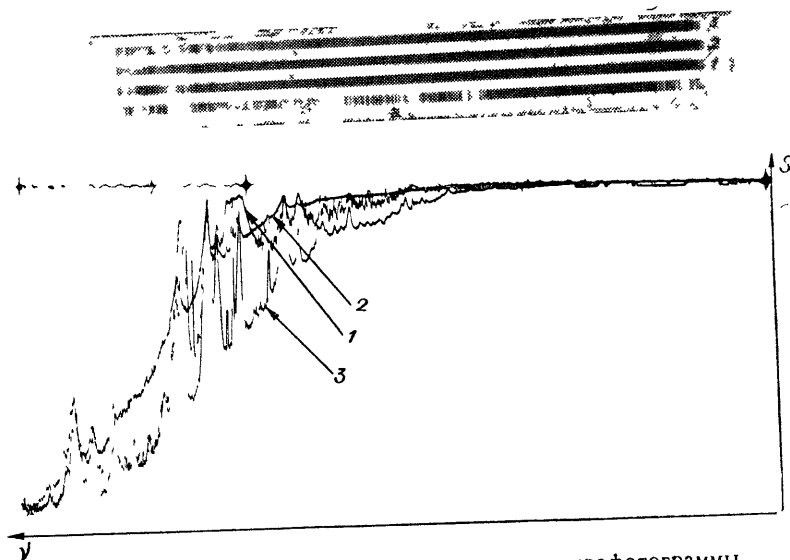


Рис. 3. Оптические спектры ламп и их микрофотограммы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Тагиров Р. Б., Валидов М. А. и др. Тезисы докладов на IV Всесоюзной конференции по вакуумной технике. Казань, 1970.
2. Элементарные фотопроцессы в молекулах. М. — Л., „Наука“, 1966.
3. Тренделенбург Э. Сверхвысокий вакуум. М., „Мир“, 1966.
4. Emmett J. L. and Schowlow A. L. Appl. Phys., Letters, 2, № 11, 1963.

УДК 621. 521

Е. А. ДЕУЛИН, Ю. А. ХРУНИЧЕВ

### УНИФИКАЦИЯ ВВОДОВ ВРАЩЕНИЯ В ВАКУУМ

Большое количество вакуумных вводов движения обусловлено многообразием требований к оборудованию по характеру передаваемого движения, степени рабочего вакуума, составу остаточных газов в рабочих объемах установок. Для выбора передач в соответствии с предъявляемыми требованиями была составлена классификация (рис. 1). В основу ее положено деление передач по применяемому в них виду уплотнения, определяющему, во-первых, характер проникновения газа в вакуумный объем и, во-вторых, способ передачи движения.

Передачи движения через отверстие характеризуются тем, что передаваемые в вакуум крутящий момент или осе-

	УПЛОТНЕНИЕ		ЭКИЗ ПЕРЕДАЧИ	ФАКТОРЫ УХУДАШАЮЩИЕ ВАКУУМ	P ММ РТ. СТ. В. ММ	П ММ	M ММ
	ТИП	ВИД					
САЛЬНИКОВОГО ТИПА	ПЛАСТИЧНЫЕ	Р <sub>атм</sub> Р	1	1 ГАЗОВЫЕ ДЕЯРИИ	10 <sup>-7</sup>	100	60 80
		Р <sub>атм</sub> Р	2	2 ИСПАРЕНИЕ	10 <sup>-6</sup>	3000	10 15
	УПРУГИЕ	Р <sub>атм</sub> Р	3	3 НАТЕКАНИЕ	10 <sup>-7</sup>	10000	10 15
		Р <sub>атм</sub> Р					
С ЖИДКОСТНЫМ УПЛОТНЕНИЕМ	КАПИЛЯРНЫЕ	Р <sub>атм</sub> Р <sub>пр</sub> Р	1	1 ИСПАРЕНИЕ	10 <sup>-9</sup>	10	5 7
		Р <sub>атм</sub> Р <sub>пр</sub> Р	2	2 РАСТВОРИМОСТЬ ГАЗА	10 <sup>-9</sup>	3000	1 3
	СИФОННЫЕ	Р <sub>атм</sub> Р					
		Р <sub>атм</sub> Р					
С ГАЗООБРАЗНЫМ УПЛОТНЕНИЕМ	ИМПЕЛЕРНЫЕ	Р <sub>атм</sub> Р					
		Р <sub>атм</sub> Р					
	СТРУИНЫЕ	Р <sub>атм</sub> Р					
		Р <sub>атм</sub> Р					
С ЭЛАСТИЧНОЙ СТЕНКОЙ	ДИФФУЗИОННО-ЩЕЛЮВЫЕ	Р <sub>атм</sub> Р					
		Р <sub>атм</sub> Р					
	СТРУИНЫЕ	Р <sub>атм</sub> Р					
		Р <sub>атм</sub> Р					
С ЖЕСТКОЙ СТЕНКОЙ	ВОЛНОВЫЕ	Р <sub>атм</sub> Р					
		Р <sub>атм</sub> Р					
	КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ	Р <sub>атм</sub> Р					
		Р <sub>атм</sub> Р					
С ЖЕСТКОЙ СТЕНКОЙ	МАГНИТНЫЕ	Р <sub>атм</sub> Р					
		Р <sub>атм</sub> Р					
	ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ	Р <sub>атм</sub> Р					
		Р <sub>атм</sub> Р					
С ЖЕСТКОЙ СТЕНКОЙ	ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ	Р <sub>атм</sub> Р					
		Р <sub>атм</sub> Р					
	СТАТИЧЕСКИЕ	Р <sub>атм</sub> Р					
		Р <sub>атм</sub> Р					

Рис. 1

вое усилие определяются размерами вала, который может быть выполнен с заданной прочностью и жесткостью. Существуют три принципиально отличных вида передач движения через отверстие, характеризующихся видом уплотнения:

1. Передачи сальникового типа, имеющие уплотнитель, занимающий основное пространство между отверстием и валом, причем для более надежной герметизации области движущегося контакта применяется вакуумная смазка. Они различаются по типу уплотнителя и способу уменьшения газотделения. Общее давление в камере при установке таких вводов может быть понижено применением смазки с мини-

мальной скоростью испарения и малым давлением насыщенных паров, а также изготовлением сальника из материала, обладающего минимальным газоотделением с одновременным уменьшением поверхности, обращенной в вакуумное пространство. Из-за использования эластомеров и смазок, не допускающих длительного нагрева до высоких температур, вводы такого типа не могут быть хорошо обезгажены при помощи высокотемпературного прогрева. Однако передачи с сальниковыми уплотнениями достаточно хорошо зарекомендовали себя при работе в вакууме до  $10^{-7}$  мм рт. ст. и на основе опыта создания многих конструкций в СССР и за рубежом (США, ФРГ, ГДР, Италия, Англия, Швейцария, Франция и др.) были разработаны унифицированные конструкции передачи этого типа.

2. Передачи с жидкостным уплотнением, в которых жидкость герметизирует зазор между отверстием и валом, различаются по способу удержания жидкости в зазоре. Здесь качество уплотнения будет определяться испарением уплотняющей жидкости с поверхности, обращенной в вакуум, и газопроницаемостью столба жидкости. Давление в камере следует понижать применением уплотняющей жидкости с малой скоростью испарения и малым давлением насыщенных паров; уменьшением поверхностей жидкости, обращенных как в вакуум, так и в сторону атмосферного давления; увеличением высоты столба жидкости при уменьшении скорости циркуляции жидкости в зазоре; прогревом ввода до  $350-450^{\circ}\text{C}$ . Поскольку передачи данного типа выполняются без трущихся частей уплотнения, то в качестве уплотняющей жидкости, можно применять не только вакуумные масла, но и любые жидкости, обладающие малой скоростью испарения (или малым давлением насыщенных паров), например, некоторые легкоплавкие металлы.

3. Передачи с газообразным уплотнением, в которых уплотнение достигается за счет ограничения до определенной величины потока натекающего газа, различаются по способу ограничения газового потока. Передачи с газообразным уплотнением ввиду отсутствия сальника и уплотнителя можно хорошо обезгаживать путем прогрева. Для уменьшения натекания следует сокращать перепад давлений по краям зазора, а также ограничивать проводимость зазора между отверстием и валом.

Передачи движения через сплошную стенку являются наиболее перспективными, так как позволяют полностью герметизировать вакуумную камеру. Они имеют специальный, обычно тонкостенный герметизирующий элемент. Предельный вакуум, достигаемый в установке, лимитируется здесь лишь газопроницаемостью стенок, обычно более тонких в месте передачи движения. При этом существует два прин-

ципально отличных вида вводов вращения, характеризующихся способом передачи энергии через сплошную стенку:

1. Передачи с эластичной (гибкой) стенкой, у которых герметизация осуществляется за счет деформируемого эластичного элемента, являющегося промежуточным звеном. Они различаются по роли гибкого элемента при передаче крутящего момента.

У волновых передач крутящий момент лимитируется моментом сопротивления тонкостенной оболочки, являющейся одновременно и несущим, и герметизирующим элементом, а также работоспособностью зубчатых венцов; у колебательных передач — допустимой деформацией сильфона и работоспособностью подшипников, причем гибкий элемент здесь выполняет лишь функцию герметизатора и не является несущим.

2. Передачи с жесткой стенкой, в которых движение передается через жесткую вакуумноплотную стенку камеры, обладающую специфическими свойствами быть проницаемой для определенного вида энергии, различаются по виду передаваемой энергии. Ведомый вал (якорь) отделен здесь от статора или ведущего ротора тонкостенным стаканом или диафрагмой из специального материала (например, нержавеющей стали, стекла), проницаемого для магнитного или электрического поля. Магнитные передачи просты по конструкции, но имеют сравнительно малый передаваемый удельный момент. Известен ряд зарубежных унифицированных конструкций магнитных вводов.

В настоящее время в электровакуумном и полупроводниковом производствах стоит задача создания оборудования с использованием унифицированных узлов, таких, как сверхвысоковакуумные вводы вращения. Для оборудования требуются компактные прогреваемые конструкции, имеющие долговечность до  $10^6$  циклов, работающие при скоростях  $5-250$  об/мин в любом пространственном положении с удельным крутящим моментом  $M'$  не менее  $0,04$  кг/см/мм. Оборудование в ряде случаев не допускает присутствия магнитных и электрических полей.

Из анализа данных рис. 1 видно, что таким требованиям наиболее полно удовлетворяют колебательные передачи. Такие передачи в настоящее время унифицированы рядом зарубежных фирм.

Кафедрой станков-автоматов МВТУ им. Баумана были изучены конструкции существующих вводов с сильфонной герметизацией [1, 2] и разработаны три типоразмера унифицированной эксцентриковой конструкции ВЭС-5, ВЭС-10 и ВЭС-20 для передачи крутящих моментов в 5, 10 и 20 кг/см соответственно.

Вакуумные испытания и масс-спектрометрические исследования [3] показали пригодность вводов такого типа для сверхвысоковакуумных систем.

Исследования работоспособности вводов, проведенные при скоростях вращения 250 и 1580 об/мин, подтвердили возможность обеспечения их долговечности до  $10^7$  циклов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Деулин Е. А., Рябов В. Т., Хруничев Ю. А. Анализ конструкций колебательных передач с сильфонной герметизацией.— „Электронная техника“, серия 10, вып. 8 (40), 1970.
2. Шаумян Г. А., Хруничев Ю. А., Деулин Е. А. Унификация вводов вращения для сверхвысоковакуумных напылительных установок.— „Электронная техника“, серия 10, вып. 5 (37), 1970.
3. Хруничев Ю. А., Деулин Е. А., Лазарев М. Д. Исследование вводов вращения с целью создания унифицированных конструкций для сверхвысоковакуумного оборудования.— „Известия вузов“, сер. „Машиностроение“, № 12, 1969.

## ВОПРОСЫ МЕТРИКИ И ТЕЧЕИСКАНИЯ

УДК 536.244 : 533.15

А. В. БУЛЫГА, В. И. МИКИТЧУК

### ИЗМЕРЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ РАЗРЕЖЕННЫХ ГАЗОВ С ПОМОЩЬЮ ТЕРМОМЕТРА СОПРОТИВЛЕНИЯ ИЗ МЕДНОГО МИКРОПРОВОДА

Для обеспечения более равномерной чувствительности, воспроизводимости градуировки и снижения инерционности теплоэлектрического вакуумметра [1] в качестве чувствительного элемента, работающего в режиме постоянной температуры, предлагается использовать тонкий микропровод в стеклянной изоляции [2]. При расчете чувствительности датчика давления и определении диапазона измерения удобным параметром является коэффициент рассеяния [1]

$$K = \alpha_T F = qF/\vartheta, \quad (1)$$

где  $\alpha_T$  — коэффициент теплообмена датчика площадью поверхности  $F$ ;  $q$  — плотность теплового потока;  $\vartheta = T - \theta$  — перегрев датчика с температурой  $T$  над температурой окружающей среды  $\theta$ .

Для цилиндрического микропровода радиуса  $r$  коэффициент  $\alpha_T$  определяется из соотношения

$$\alpha_T = q/\vartheta = \lambda^*/r \ln(R/r), \quad (2)$$

где  $\lambda^*$  — коэффициент теплопроводности газа с учетом температурного скачка на теплообменивающихся поверхностях [1], кривизны поверхности датчика [3] и скорости распространения теплового потока [4];  $R = R_0$  — радиус оболочки (баллона измерительной лампы) или  $R = R_L$  — радиус теплового пограничного слоя при теплообмене в неограниченном пространстве.

Коэффициент теплопроводности  $\lambda^*$  определяется из соотношения [3, 4]

$$\lambda^* = W\lambda_{\text{ск.к}} + (1 - W)\lambda_{\text{р.к}}, \quad (3)$$



где  $W = \exp(-\delta/L)$ ;  $\delta = R - r$ ;  $\lambda_{\text{ск, к}} = \lambda_{\text{ск}} r \ln[1 + (L/r)]/L$ ;  $L = kT_0/\sqrt{2} \pi \sigma^2 p$  — средняя длина свободного пробега;  $k$  — постоянная Больцмана;  $\sigma$  — диаметр молекул газа;  $p$  — давление газа;  $T_0$  — вычисляется из соотношения [5]

$$T_0 = T - (T - \theta) \left[ \frac{1}{1 - (r/R)^2} - \frac{1}{2 \ln(R/r)} \right];$$

$$\lambda_{\text{ск}} = \lambda \frac{r \ln(R/r)}{r \ln(R/r) + \beta L [(r/R) + 1]}; \quad \beta = \frac{2 - \alpha}{\alpha} \frac{2\lambda}{(\gamma + 1) \eta c_v};$$

$\lambda$ ,  $\eta$  — коэффициенты вязкости и теплопроводности газа при атмосферном давлении;  $\alpha$  — коэффициент аккомодации;  $\gamma = c_p/c_v$ ;  $c_p$ ,  $c_v$  — изобарная и изохорная теплоемкости;  $\lambda_{p, \text{к}} = \lambda(1 - \psi) r \ln \frac{1 + (L/r)}{L}$ ; для воздуха  $\psi = 0,6 \exp\left(-\frac{\delta}{4L}\right) + 0,4 \exp\left(-\frac{\delta}{32L}\right)$ .

Если  $R_0 \gg r$ , что обычно имеет место, то в диапазоне давлений от единиц *мм рт. ст.* до атмосферного  $R_L$  изменяется с изменением давления, оставаясь меньше  $R_0$ . В этом случае  $R = R_L$  определяется из формулы Ленгмюра [1]

$$R_L \ln(R_L/r) = CL \sqrt{T_0/M}, \quad (4)$$

где  $M$  — молекулярный вес газа; коэффициент  $C$  вычисляется индивидуально для каждого образца микропровода при таких значениях параметров  $L = L_a$  и  $R_L = R_a$ , которые соответствуют атмосферному давлению. Для расчета  $R_a$  используется формула (2), в которой  $\alpha_t$  предварительно определяется из уравнения [2]

$$\text{Nu} = 0,76 (\text{Gr} \cdot \text{Pr})^{0,05}; \quad 10^{-4} < \text{GrPr} < 10^{-7},$$

где

$$\text{Nu} = \alpha_t l_0/\lambda; \quad l_0 = 2r; \quad \text{Gr} = g l_0^3 \vartheta / T_0 \nu^2; \quad \text{Pr} = \nu/a;$$

$g$  — ускорение силы тяжести;  $\nu$ ,  $a$  — коэффициенты кинематической вязкости и температуропроводности. При вычислении определяющей температуры  $T_0$ , входящей в выражение для критерия  $\text{Gr}$ , значение  $R$  определяется из формулы (2) с учетом [1]  $\text{Nu} = 0,5 = \text{const}$ .

Для подтверждения приведенных выше расчетных формул при  $\alpha = 1$  выполнен эксперимент, заключающийся в снятии вольт-амперных характеристик (рис. 1) двух образцов микропровода в вакуумной камере диаметром 0,45 м и длиной 0,7 м (в диапазоне давлений  $10^{-4}$  — 760 *мм рт. ст.* и комнатной температуре). Обработка экспериментальных данных (рис. 2)

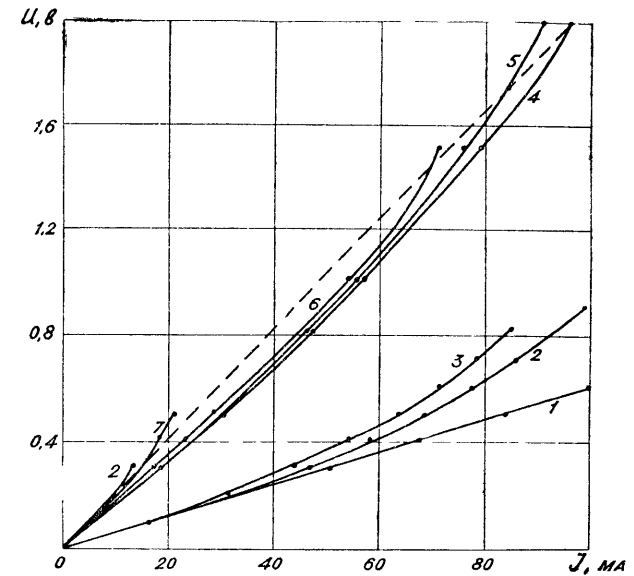


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики микропровода при различных давлениях  $p$  [*мм рт. ст.*] воздуха.

1, 2, 3 — кривые для образца № 1 при  $p = 6, 5 \cdot 10^{-2}$  и  $1 \cdot 10^{-4}$  соответственно (значения тока для этих кривых увеличены в 10 раз); 4, 5, 6, 7, 8 — то же для № 2 при  $p = 750, 50; 6, 5 \cdot 10^{-2}, 10^{-4}$ . — — —  $R = \text{const}$ .

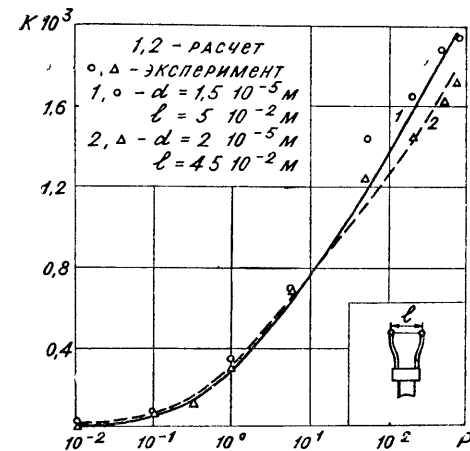


Рис. 2. Зависимость коэффициентов рассеяния  $K$  [*вт/град*] образцов микропровода от давления  $p$  [*мм рт. ст.*]:

1 — образец № 1, 2 — № 2.

по теплообмену образцов № 1 (длина  $l = 50$  мм, внешний диаметр  $2r = 15\mu$ ) и № 2 ( $l = 45$  мм,  $2r = 20\mu$ ) выполнена при постоянных их сопротивлениях  $R_1 = 86,5$  ом,  $R_2 = 20,20$  ом. Этим сопротивлениям соответствуют температуры  $T_1 = 445^\circ\text{K}$  и  $T_2 = 405^\circ\text{K}$ , вычисленные по предварительно снятым (табл. 1) градуировочным температурным характеристикам  $R = R(\theta)$ . Тепловой баланс датчиков составлен с учетом потерь тепла лучеиспусканием по формуле Стефана — Больцмана [1] при значении приведенного коэффициента черноты  $\varepsilon = 0,915$ .

Приведенная методика пригодна для расчета коэффициента рассеяния  $K$  датчиков, изготовленных из любого материала, при соответствующем выборе параметров  $\alpha$  и  $\varepsilon$ .

Таблица 1  
Градуировочные характеристики образцов № 1 и 2

$T [^\circ\text{K}]$		222,2	293,2	301,4	323,4	341,4
Сопротивление образцов, $R$ ом	№ 1	41,6	55,2	57,5	62,0	65,6
	№ 2	11,9	14,3	14,7	15,9	16,8

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Булыга А. В. Полупроводниковые термоэлектрические вакуумметры. М.—Л., 1966.
2. Геллер В. М. Автореферат диссертации. АН УССР, институт электродинамики. Киев, 1968.
3. Булыга А. В. ИФЖ, т. XV, № 3, 1968.
4. Булыга А. В. Элементы релаксационной теории переноса в разреженных газах. Настоящий сборник.
5. Булыга А. В., Харитонов В. В. ИФЖ, т. XV, № 1, 1968.

УДК 621.52:531.787

А. В. ЕРЮХИН, В. В. КУЗЬМИН

### ТОЧНОСТЬ ОБРАЗЦОВОЙ АППАРАТУРЫ ДЛЯ ГРАДУИРОВКИ МАНОМЕТРОВ АБСОЛЮТНЫМ МЕТОДОМ РЕДУКЦИИ ДАВЛЕНИЯ В ОБЛАСТИ $10^{-5} - 10^{-8}$ мм рт. ст.

Абсолютный динамический метод редукции давления получил широкое распространение в качестве исходного метода воспроизведения единицы давления, обеспечивающего гра-

дуировку рабочих вакуумметрических приборов в области высокого и сверхвысокого вакуума [1, 2].

Определению погрешностей описанных до настоящего времени динамических градуировочных установок, основанных на методе редукции давления, уделялось, как правило, мало внимания. Обычно точность воспроизведения единицы давления или градуировки указывалась весьма произвольно. Отсутствие достаточных оснований приводило к большому разбросу оценок погрешности. Целью данной статьи является обоснованный анализ погрешностей редукционной установки [3], аттестованной в качестве образцовой установки 2-го разряда для области давлений  $10^{-3} - 10^{-6}$  Н/м<sup>2</sup> ( $10^{-5} - 10^{-8}$  мм рт. ст.).

Принципиальная схема установки приведена на рис. 1. В камере 1 образцового манометра ОК поддерживают постоянное давление при помощи натекателя 2 и насоса 8, откачивающего камеру через отверстия 4 и 7 и камеру 5. К трубе 3 присоединен образцовый компрессионный манометр, измеряющий с требуемой точностью сравнительно высокое давление  $p_1$ , устанавливающееся в камере 1. В градуировочной камере 5 ГК, к которой присоединен градуируемый манометрический преобразователь 6, устанавливается давление  $p$ , а у входа в насос — давление  $p_e$ . При постоянной температуре условие непрерывности течения газа через камеру 5 приводит к соотношению:

$$p_1 U_1 + p_e U - p(U + U_1 + s) + q = U \frac{dp}{dt}, \quad (1)$$

где  $U_1$  и  $U$  — проводимости отверстий 4 и 7 (не зависящие от давления при молекулярном течении газа);  $q$  — суммарный поток в ГК, обусловленный сорбцией и десорбцией газа на стенках камеры и натеканием;  $s$  — быстрота действия, характеризующая откачивающее действие или газовыделение градуируемого манометрического преобразователя (со знаком + или — соответственно).

Из (1) следует:

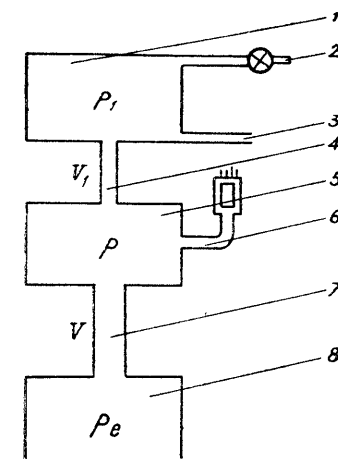


Рис. 1 Принципиальная схема образцовой установки

$$p = \frac{U_1 p_1 + U p_e + q - U \frac{dp}{dt}}{U_1 + U + s}. \quad (2)$$

Принимая во внимание откачивающее действие паров ртути в образцовом компрессионном манометре, выражающееся в том, что действительное давление в ОК выше указываемого  $p_1$  на величину  $\Delta p_1$ , уравнение (2) можно записать (при условии, что вводимые поправки достаточно малы):

$$p = \frac{U_1}{U} p_1 (1 + \delta_e + \delta_q - \delta_{v_1} - \delta_s + \delta_{p_1} - \delta_e), \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} \delta_e &= \frac{p_e}{p}; \quad \delta_q = \frac{q}{U p}; \quad \delta_{U_1} = \frac{U_1}{U}; \\ \delta_s &= \frac{s}{U}; \quad \delta_{p_1} = \frac{\Delta p_1}{p_1}; \quad \delta_e = \frac{U}{U_p} \cdot \frac{dp}{dt}. \end{aligned}$$

Большинство указанных поправочных членов не поддается точному расчету или экспериментальному определению. Поэтому наиболее целесообразно осуществление таких конструктивных или методических мер, посредством которых можно свести значения этих поправок к минимуму.

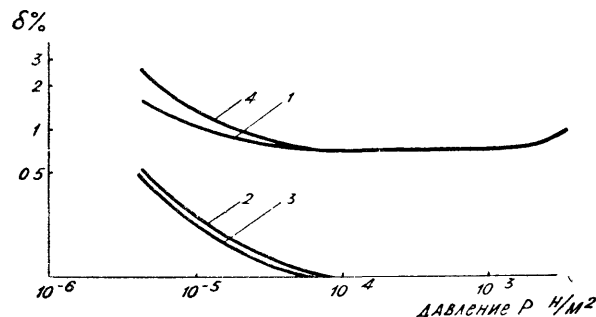


Рис. 2. Зависимость поправок  $\delta$  от давления  $P$  в градуировочной камере установки.

Поправка  $\delta_e$  отражает влияние обратного потока газа из насоса в ГК на значение давления  $p$ . Оценка значения этой поправки для рассматриваемой установки при  $U \cong 10$  л/с и  $s_e \cong 1000$  л/с дает зависимость ее от давления, показанную кривой 1 на рис. 2.

Второй поправочный член в уравнении (3)  $\delta_q$  связан с потоком десорбции и сорбции  $q$ , значение которого в общем случае не постоянно и зависит от предварительной технологической подготовки установки. Исследование потока  $q$  непосредственно на рассматриваемой установке показало, что поправка  $\delta_q$  в большей части рабочего диапазона установки

меньше 0,1%, а у нижнего предела возрастает, как показывает кривая 2 на рис. 2, до 0,5%.

Поправка  $\delta_{v_1}$  в уравнении (3) может быть рассчитана по известным значениям проводимостей  $U_1$  и  $U$ ; в данной установке она равна  $10^{-3} - 10^{-4}\%$ .

Экспериментально определив быстроту откачки манометрического преобразователя типа ЛМ-2, градуировка которого наиболее часто производится на установке,  $s = 2 \cdot 10^{-2}$  л/с, можно оценить поправку  $\delta_s = 0,2\%$ .

Расчет поправки  $\delta_{p_1}$  для образцового компрессионного манометра ВНИИМ дает заметное значение  $\delta_{p_1} = 0,5\%$  только у нижнего предела измерений (кривая 3 на рис. 2). При более высоких давлениях поправка  $\delta_{p_1} \leq 0,1\%$ .

Приближенная оценка поправки  $\delta_e$  на неустановившийся режим течения показывает, что на данной установке достаточно выдержки в течение  $\Delta t \cong 5$  мин, чтобы обеспечить соблюдение стационарного режима течения во всех камерах в пределах  $\sigma_e \leq 0,1\%$ .

На графике (рис. 2) кривая 4 представляет собой результат сложения указанных выше поправочных членов в уравнении (3). Почти во всей рабочей области установки суммарная поправка находится в пределах 1%. Лишь у нижнего предела измерений она возрастает до 2,5%.

Расчет относительной средней квадратичной погрешности воспроизведения единицы давления в диапазоне  $10^{-3} - 10^{-6}$  Н/м ( $10^{-5} - 10^{-8}$  мм рт. ст.) был проведен на основании уравнения (3) и следующих исходных данных.

Относительная средняя квадратичная погрешность вычисления большой проводимости  $U$  по результатам измерений размеров отверстия  $\sigma_0(U) = 0,5\%$ .

Относительная средняя квадратичная погрешность взвешенного значения малой проводимости  $U_1$ , полученного как результат трех независимых методов [4],  $\sigma_0(U_1) \cong 1,5 - 2\%$ .

Погрешность измерения давления  $p$  образцовым компрессионным манометром характеризовалась  $\sigma_0(p_1) \cong 0,6 - 0,7\%$ .

Погрешности введения поправок оценивались относительной средней квадратичной погрешностью  $\sigma_0(\Sigma \delta_i) \cong 0,2 - 0,5\%$ .

Таким образом, суммарная относительная средняя квадратичная погрешность воспроизведения единицы давления, согласно уравнению (3), составляет  $\sigma_0(p) \cong 2 - 2,5\%$ .

Применяя полученное значение  $\sigma_0(p)$  для установления доверительных интервалов, следует иметь в виду возможность отказа от введения поправок, входящих в уравнение (3). Тогда с 95%-ной доверительной вероятностью можно утверждать, что установка ОРУ-2 обеспечивает воспроизведение

единицы давления и градуировку с погрешностями, не выходящими за пределы  $-(3-4)\% + (5-6)\%$  измеряемого давления почти во всем рабочем диапазоне давлений, за исключением области у нижнего предела измерений, где верхняя часть указанного интервала расширяется до  $+(6,5-7,5)\%$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ерюхин А. В. Труды институтов Комитета стандартов, мер и измерительных приборов, вып. 85/145, 70—82, 1966.
2. Brombacher W. G. A survey of ionization gauges and their performance characteristics, NBS Technical Note 298, 1967.
3. Ерюхин А. В., Кузьмин В. В. „Измерительная техника“, № 4, 22—26, 1969.
4. Ерюхин А. В., Кузьмин В. В. „Измерительная техника“, № 6, 26—29, 1969.

УДК 621.384.8:66.047.2

**К. И. ЛОБАЧЕВ, Л. Н. ЛИННИК, Ю. В. СЫЧЕВСКИЙ,  
А. Г. МИЛЕШКИН**

### МАСС-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВАКУУМНОЙ СУШКИ РУЛОННЫХ МАТЕРИАЛОВ, ПРЕДНАЗНАЧЕННЫХ ДЛЯ ВАКУУМНОЙ МЕТАЛЛИЗАЦИИ

Вакуумная металлизация рулонных материалов привлекает все большее внимание специалистов, особенно когда необходимо придать этим материалам определенные физические свойства. Такие рулонные материалы, как ткань, бумага, органическая пленка, металлическая лента и др., в силу специфических особенностей их структуры содержат огромное количество сорбированных газов и влаги и оказывают явно выраженное влияние на адгезию металлического слоя, поскольку технологический процесс идет при сравнительно низком вакууме в объеме агрессивных газов.

Для обеспечения быстрого проведения исследований газового состава при повышенных давлениях различных технологических стадий процесса металлизации [2, 3] был разработан передвижной измерительный пост на базе масс-спектрометрического течеискателя ПТИ-6, панорамного измерителя парциальных давлений ИПДЧ-1 [4] и специально разработанной вакуумной приставки. Такая система позволила преодолеть упомянутые обстоятельства, затрудняющие газовый анализ при вакуумной металлизации рулонных материалов различной природы.

Ввиду отсутствия разработанных способов контроля малых значений влажности рулонных материалов в процессе их вакуумной сушки была изучена возможность осуществления подобного контроля масс-спектрометрическим способом. Метод контроля опирался на определение парциального давления паров воды и газов, выделяющихся из материала, подвергаемого тепловому воздействию в вакууме. Вакуумный объем, в котором осуществлялась сушка, сообщался с масс-спектрометрическим измерительным вакуумным постом. Этот пост обеспечивал дифференциальную откачку, создавая необходимые физические условия для работы масс-спектрометрического газоанализатора. Фиксировался состав газов и паров в камере. При нагреве в течение нескольких минут и непрерывной откачке наблюдалось уменьшение величины пиков воды, азота, кислорода и других компонентов, свидетельствующих о том, что идет процесс сушки (обезгаживания) материала. На рис. 1 представлена масс-спектрограмма газовой выделения ткани из вискозного волокна (арт. 22803) при нагреве в вакууме. На рис. 2 приведена масс-спектрограмма ПЭТФ-пленки при нагреве в вакууме. Непрерывный качественный и количественный контроль за содержанием влаги и газов в вакуумном объеме позволяет следить за протеканием технологического процесса подготовки рулонных материалов к металлизации, найти порог деструктурных изменений подложки и начать металлизацию.

Используя масс-спектрометрический газовый анализ, можно исследовать парциальный состав химически активных газов, оптимизировать технологический процесс вакуумной метал-

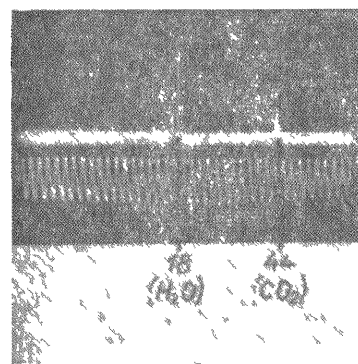


Рис. 1 Масс-спектрограмма газовой выделения ткани из вискозного волокна (арт. 22803) при вакуумной сушке. Температура ткани —  $60^{\circ}\text{C}$ , давление в системе —  $5 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст.

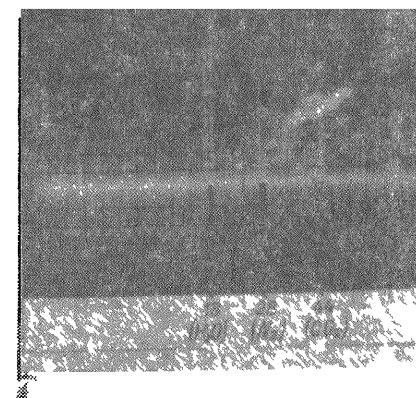


Рис. 2. Масс-спектрограмма гажения ПЭТФ-пленки при вакуумной сушке. Температура пленки —  $150^{\circ}\text{C}$ , давление в системе —  $4,5 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст.

лизации, а снижение парциальных давлений химически активных компонентов позволяет значительно улучшить качество выпускаемой продукции.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Холлэнд Л. Сб.: Пленочная микроэлектроника. М., „Мир“, 1968.
2. Уолдрон Д. Д. Успехи масс-спектрометрии. М., ИЛ, 1963.
3. Дэшман С. Научные основы вакуумной техники. М., „Мир“, 1964.
4. Caswell Hallis L. Effect of Residual gases on the Properties of Indium Film, J. of appl. Physics, 1961, v. 32, № 12.
5. Данилин Б. С. Вакуумное нанесение тонких пленок. М., „Энергия“, 1967.

В. М. ЩЕДРИН, А. А. ТЕЛЕГИН

### ОТКАЧКА КИСЛОРОДА ОМЕГАТРОННЫМ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕМ

Общим недостатком приборов для измерения давлений газа в области высокого вакуума является их собственное откачивающее действие, влияющее на измеряемую величину.

При наличии суммарного потока газа  $Q$  мм рт. ст. сек<sup>-1</sup> и эффективной быстроты действия  $S$  л. сек<sup>-1</sup> основного откачивающего фактора в системе устанавливается давление  $P$  мм рт. ст. В области разрежений, далекой от предельного вакуума насоса, оно определяется равенством

$$P_1 = \frac{Q}{S}.$$

Подключение преобразователя с эффективной быстротой действия  $s$  л. сек<sup>-1</sup> при постоянстве потока  $Q$  снижает измеряемую величину до значения

$$P_2 = \frac{Q}{S + s}.$$

Отношение  $P_2/P_1$ , характеризующее погрешность измерения  $P_1$ , обусловленную собственным откачивающим действием прибора, не зависит от потока  $Q$  и определяется соотношением быстрот действия дополнительного и основного откачивающих факторов:

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{1}{1 + \frac{s}{S}}.$$

Вносимая откачкой погрешность укладывается в обычные пределы ( $\pm 25\%$ ) точности измерений при соотношении  $s/S$ , меньшем 0,5 (рис. 1). Эта погрешность может существенно

возрасти при использовании преобразователей закрытого типа из-за ограниченной проводимости штенгеля.

Уменьшение и учет откачивающего действия преобразователей имеют существенное значение в ряде прикладных исследований. Откачивающее действие омегатронного преобразователя связано с химическими (взаимодействие с материалом катода) и электрическими (ионная откачка) процессами. Для ослабления этого действия ведутся поиски материалов с высокой эмиссионной способностью при пониженных температурах. Перспективным является примененный (I) воздухостойкий низкотемпературный (1200–1300°С) оксидно-иттриевый катод на иридиевом керне.

Нами измерена быстрота откачки кислорода металлокерамическим омегатронным преобразователем РМО-13 с платиновой арматурой (конструкции НИИЭТ), снабженным упомянутым катодом. Измерения проведены методом постоянного объема с использованием установки, описанной ранее (2).

Металлическая камера объемом 20 л после суточного прогрева и обезгаживания на насосы ЦВН-1-2 и затем НЭМ-300-1 характеризовалась натеканием (газоотделением) в  $1,67 \times 10^{-15}$  л мм рт. ст. сек<sup>-1</sup> см<sup>-2</sup>. Камера оборудована манометрическим преобразователем МИ-12-4 открытого типа с осевым коллектором и вольфрамовым катодом (при измерениях отключался) и упомянутым омегатронным преобразователем, соединенным с камерой коротким штенгелем производительностью в 5,3 л. сек<sup>-1</sup>. Преобразователь работал в комплекте с измерительной установкой ИПДО-1.

Источником чистого кислорода служила навеска  $\sim 0,3$  г порошкообразной  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  (чда), помещенная внутри камеры в платиновом нагревателе прямого нагрева. При обезгаживании камеры навеску прогревали при  $\sim 600^\circ$  для удаления летучих компонентов.

При нагреве окисла до температуры  $T^\circ\text{K}$  в зоне реакции развивается парциальное давление кислорода  $p_T$ ; в холодной ( $T_0$ ) зоне системы, с учетом тепловой транспирации, давление кислорода  $p_0$  меньше:

$$p_0 = p_T \sqrt{\frac{T_0}{T}}.$$

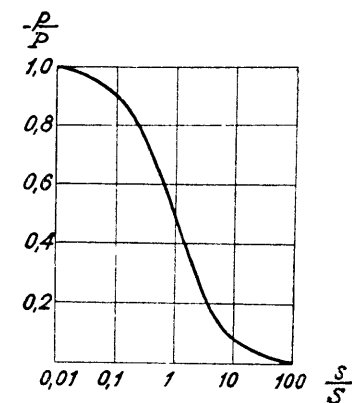


Рис. 1. Занижение измеряемого давления в зависимости от относительной быстроты дополнительной откачки.

Объемный, т. е. выраженный в литрах при давлении  $p_0$ , поток кислорода при диссоциации не зависит от  $T$  и  $p_0$ , а следовательно, и от природы окисла. Подобно объемному потоку газа вообще, он определяется эффективной площадью поверхности источника и молекулярным весом испускаемого газа. В нашем случае эта площадь составляла  $\sim 25 \text{ мм}^2$  и объемный поток кислорода находился в пределах  $2,4\text{--}2,6 \text{ л сек}^{-1}$  при фактическом парциальном его давлении в холодной зоне системы.

Пороговое значение  $p_0$  достигалось при температуре окиси железа  $\sim 680^\circ \text{С}$ . В замкнутом объеме обезгаженной камеры значение  $p_0$  при этой температуре постепенно возрастало и стабилизировалось по истечении суток на уровне  $3,6 \cdot 10^{-9} \text{ мм рт. ст.}$  Этот процесс сопровождался выделением  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{Ag}$  и  $\text{N}_2$ , по-видимому, вытесняемых с поверхности системы кислородом, обладающим более высокой энергией адсорбции. Состав и количество этих газов определяются предысторией системы и окисла; для их периодического (через 2—3 часа) удаления (с целью снижения фонового тока омегатрона) кратковременно приоткрывали вентиль Ду-100, сообщая камеру с работающим насосом НЭМ-300-1. Достигнутое перед такой откачкой давление кислорода восстанавливалось после каждого закрытия вентилей быстро (в течение 10—15 мин). Это свидетельствовало в пользу предположения, что в рассматриваемый начальный период происходила аккомодационная откачка кислорода поверхностью системы.

В дальнейшем, изменяя температуру окисла, устанавливали то или иное значение  $p_0$  в замкнутом объеме камеры, включали нагрев навески и наблюдали падение  $p$  во времени, обусловленное откачивающим действием омегатронного преобразователя. Участие поверхностей системы в этом процессе было несущественным ввиду предварительного их насыщения кислородом при данном парциальном его давлении, а также ввиду незначительного снижения этого давления в процессе замеров.

Высота пика кислорода измерялась над фоновым током, величина которого во времени также падала, что указывало на одновременную откачку других компонентов газа. Измерения вели при улавливающем напряжении 0,4 в, высокочастотном напряжении 1,5 в и токе луча 1  $\mu\text{а}$  (измерялся прибором Ф116/1).

Результаты измерения показаны на рис. 2. Эффективная быстрота откачки кислорода при начальном его давлении  $7,3 \cdot 10^{-9}$  и  $7,7 \cdot 10^{-8} \text{ мм рт. ст.}$  равна соответственно 0,027 и  $0,012 \text{ л сек}^{-1}$ . Если поглощение кислорода отнести полностью за счет реакций на катоде, то при площади его поверх-

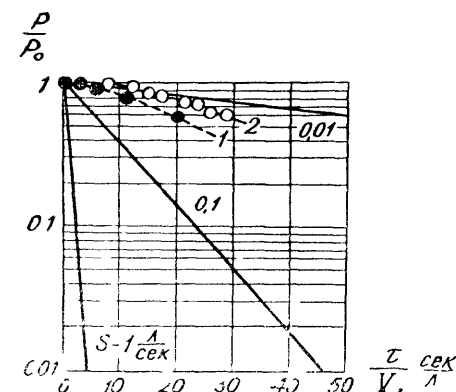


Рис. 2. Снижение давления в объеме  $V$  во времени при различной быстроте откачки:

1 — при начальном давлении  $p_0 = 7,3 \cdot 10^{-9} \text{ мм рт. ст.}$ , 2 — при начальном давлении  $p_0 = 7,7 \cdot 10^{-8} \text{ мм рт. ст.}$

ности  $0,17 \text{ см}^2$  найденным значением  $s$  отвечают значения 0,015 и 0,007 коэффициента  $\chi_0$ .

В частном случае применения омегатрона для измерения упругости диссоциации окислов прибор в наших условиях занижал измеряемую величину в отношении  $p/P = 0,99$ .

Авторы благодарны Н. В. Черепнину, А. Я. Астафьеву, А. П. Авериной и Т. С. Бородуллиной за содействие в изготовлении исследованного прибора.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Григорьев А. М., Гринченко В. Т., Донской И. А., Цыбина Н. В. Ионизационные манометрические преобразователи для измерения давления  $10^{-10} \text{--} 10^{-1} \text{ мм рт. ст.}$ . — «Приборы и техника эксперимента», № 3, 1969.
2. Гарин Р. И., Глушаченков Е. В., Куликов И. С., Мухачев Н. А., Шакиров М. Г., Щедрин В. М. Сверхвысоковакуумная установка для исследования диссоциации окислов. — «Приборы и техника эксперимента», № 1, 1969.

## ДИСКУССИЯ О ФОРМУЛИРОВКЕ ПОНЯТИЯ ВАКУУМ В ВАКУУМНОЙ ТЕХНИКЕ И ЕДИНИЦЫ ИЗМЕРЕНИЯ

Нельзя не согласиться с А. М. Григорьевым о необходимости введения новых более логичных и удобных единиц для измерения вакуума. Существующая единица измерения — *мм рт. ст.* не позволяет однозначно сформулировать понятие вакуума в вакуумной технике. Неоднозначное толкование этого понятия приводит к известным трудностям. По-видимому, этим и можно объяснить отсутствие четкой формулировки этого понятия в существующей литературе.

Действительно, характеристика вакуума с помощью давления вызывает затруднения при направленном потоке частиц, что всегда бывает в непрерывно откачиваемых вакуумных системах. Кроме того, очень сложно точно определить среднюю скорость частиц остаточного газа, когда поверхности внутри вакуумного объема имеют различную температуру. Существует также общепринятое деление вакуума на низкий и высокий в зависимости от соотношения длины свободного пробега частиц и размера вакуумной камеры. При одном и том же давлении остаточного газа в зависимости от его температуры это отношение может быть различным. Таким образом, характеристика вакуума по давлению является не полной. Было бы желательно ввести уточнение понятия вакуума в том смысле, в каком он сейчас используется в вакуумной технике, и выбрать единицу его измерения, которая отражала бы физическую сущность явления. Кроме того, нужно учесть в этой системе возможность отделения свойства вакуума, заключающегося в измерении длины свободного пробега частиц от физико-химических свойств остаточного газа.

Предлагаемая А. М. Григорьевым единица измерения вакуума  $\lg \frac{n}{n_0}$ , где  $n_0$  — плотность частиц при условном нуле вакуума, имеет то преимущество, что позволяет весь достижимый в настоящее время диапазон вакуума сосредоточить на одной шкале измерительного прибора. Однако применение прибора с такой шкалой для измерений, где требуется достаточно точное определение плотности частиц, затруднительно. Кроме того, такая единица измерения не удовлетворяет вышеприведенным требованиям к ней, поскольку определяет степень разрежения газа, а не вакуум.

В результате длительного обсуждения ряд харьковских физиков считает, что было бы целесообразнее использовать

для количественной характеристики вакуума величину, обратную плотности, т. е.  $\frac{1}{n} \text{ см}^3$ , которая удовлетворяет перечисленным требованиям. При этом вакуум количественно будет характеризоваться величиной объема, приходящегося на одну частицу остаточного газа. При отсутствии в объеме частиц с массой покоя, не равной нулю, вакуум становится абсолютным. То, что в вакуумной технике не рассматриваются частицы с массой покоя, равной нулю, не рассматриваются объемы, сравнимые с размером атома, а также магнитные, электрические и гравитационные поля, является отличием понятия вакуума в вакуумной технике от физического понятия вакуума. Количество частиц остаточного газа является мерой ухудшения вакуума. Условным нулем вакуума можно считать величину свободного объема, приходящегося на одну частицу остаточного газа при нормальных условиях.

Такое определение понятия метрологического вакуума не вызывает каких-либо дополнительных трудностей в производстве и использовании измерительной вакуумной аппаратуры.

# СОДЕРЖАНИЕ

## Глава I

### ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ И ПРОЦЕССЫ В ВАКУУМЕ

Р. Б. Тагиров, М. А. Валидов, Н. А. Зюзин, Э. Т. Тальдаев, Н. И. Куксинский, С. А. Паймеров.	
Фотодесорбция адсорбированных газов в вакуумных объемах	3
А. В. Булыга, В. И. Микитчук. Экспериментальное исследование теплообмена радиоэлектронной аппаратуры в потоке разреженного воздуха	11
А. В. Булыга. Элементы релаксационной теории переноса в разреженных газах	14
А. С. Скоркин, А. Б. Цейтлин. Некоторые результаты исследований термовакuumной обработки жидкой изоляции электротехнических изделий	19
А. С. Скоркин, А. Б. Цейтлин. К вопросу расчета процессов обезгаживания в вакууме жидких диэлектриков	24
А. С. Валеев, А. В. Хрусталева, Н. Г. Голубева-Новожилова, Н. И. Хрусталева. К вопросу производительности при нанесении тонких пленок методом катодного распыления	31
Ф. Х. Хуснуллин, Н. М. Гумеров, Ф. Д. Путиловский. К расчету расхода газа через щелевые каналы	38
Ф. Д. Путиловский, Ф. Х. Хуснуллин. Влияние формы колпачка маслостражателя на проводимость	42
Ф. Д. Путиловский, Ф. Х. Хуснуллин. Отработка методики и исследование влияния формы диафрагмы на проводимость	46
В. Г. Жаринов, Э. Д. Кожевникова, Г. А. Тергулова. Расчет недорасширенных сверхзвуковых двухфазных струй	51
В. В. Андреев, И. Ф. Михайлов, Л. В. Танатаров. О температурной релаксации разреженного газа и ограниченности применения термодинамических уравнений к описанию его состояния	54
Б. А. Терехов, Л. К. Мякушко. Динамика разряда в ячейке Пеннинга в условиях высокого и сверхвысокого вакуума	58
С. П. Жолобов, М. Д. Малев. Газоотделение металлов под действием медленных электронов и поглощение газа металлами	63
Л. М. Юрчик, М. Г. Каганер. Исследование новых типов цеолитов в условиях вакуума	68
В. Г. Жаринов, Б. К. Сарбаев. К вопросу об осреднении параметров сверхзвуковых потоков несовершенных газов	70
М. Г. Каганер, Ю. Н. Фетисов. Газовыделение материалов, применяемых в сосудах для криогенных жидкостей с вакуумно-многослойной теплоизоляцией	78
Л. Н. Болгаров. Пропускная способность шевронных экранов криогенных вакуумных камер	82
Е. Г. Сидоров, Ф. Д. Путиловский, И. Ф. Шмелев, И. М. Чистополов. Некоторые данные по сорбционной емкости сорбентов по влажному воздуху непосредственно в насосе ЦВН-1,5-3	86
В. Г. Жаринов, Ф. Г. Баширов. Расчет скачков уплотнения в сверхзвуковых потоках парогазовой смеси	89
В. Б. Юферов, П. М. Кобзев, Б. В. Гласов. Криосорбционная откачка в интервале $760-10^{-13}$ мм рт. ст.	96

В. С. Коган, К. Г. Бреславец, Р. Ф. Булатова. Применение низкотемпературной адсорбции для получения высокого вакуума	102
Б. Г. Жаринов, Р. А. Рахимзянов. Аппроксимации термодинамических функций несовершенных газов и приложения их к решению некоторых задач	106
Н. М. Гумеров, Ф. Д. Путиловский, Ф. Х. Хуснуллин. Экспериментальная установка для определения проводимости элементов вакуумных систем	117
В. В. Кошеров, Е. Н. Мартинсон, А. И. Шальников. Установка для исследования сорбционных свойств оксидных пленок на алюминии и других металлах при температурах до $1,6^\circ \text{K}$ и давлении до $10^{-13}$ мм рт. ст.	120
Ю. А. Посконин. Экспериментальная установка для определения изохронной теплоемкости	122
Ф. Д. Путиловский, И. Г. Шнейдер. Теоретическое рассмотрение распределения конденсата паров веществ по выпуклой сферической поверхности	125
Ф. Д. Путиловский, И. Г. Шнейдер. Получение равномерных пленочных покрытий на выпуклых сферических поверхностях	130
Ф. Д. Путиловский, И. Г. Шнейдер. К вопросу о законе распределения потока пара из источника	137
Ф. Д. Путиловский, И. Г. Шнейдер. Обобщенная формула определения толщины покрытия в произвольной точке выпуклой сферической поверхности	142
Ф. Д. Путиловский, И. Г. Шнейдер. Влияние положения испарителя на степень равномерности пленки и коэффициент использования материала при напылении наружных сферических поверхностей	145
Г. А. Мухачев, В. Г. Тонконог. Определение объемного пароудержания в высоковлажных двухфазных потоках методом радиографии	152
Р. Б. Тагиров, М. А. Валидов, Н. А. Зюзин, Э. Т. Тальдаев, Н. И. Куксинский, С. А. Паймеров. Десорбционная способность некоторых источников света, установленных в вакуумируемых объемах	155

## Глава II ВАКУУМНЫЕ НАСОСЫ

В. И. Васильев, В. А. Веденин, А. А. Волков, Ю. М. Сергеев, В. М. Шорников. Малорасходный безмасляный вакуум-насос ВМ-4	159
В. Л. Бибер, И. Л. Каганович. К разработке поршневого вакуум-насоса без смазки.	162
П. И. Пластинин, Т. С. Дегтярева, В. С. Едемский. Охлаждение цилиндров поршневых вакуум-компрессоров	166
В. И. Васильев, В. А. Веденин, Э. В. Иванов, И. Л. Каганович, О. Ю. Поляков, А. В. Воронин. Малорасходный агрегат безмасляной откачки	171
В. И. Кузнецов. Объемный КПД двухроторных вакуумных насосов	177
В. Д. Лубенец, В. Н. Хмара, Н. А. Смирнов, И. Я. Сухомлинов, Л. Н. Белотелова. Регулирование центробежной вакуумной ступени	186
В. Д. Лубенец, И. В. Автономова. Результаты испытаний жидкостнокольцевого вакуум-насоса с вращающейся втулкой	191



В. Д. Лубенец, Н. Т. Романенко, В. И. Васильев, В. Н. Хмара, И. Я. Сухомлинов, Н. А. Смирнов, В. А. Веденин, Б. И. Байков. Вакуумная установка ВУ-500/0,5 МВТУ . . . . .	194
И. Я. Сухомлинов, В. Д. Лубенец, В. Н. Хмара, Л. Н. Белотелова, Н. А. Смирнов. Характеристика плоских диффузорных решеток в вакуумных режимах . . . . .	198
Б. З. Кантер. Защита вакуумной системы от паров масла механического насоса газовым потоком . . . . .	203
Л. Б. Леонов. К вопросу теоретического определения оптимальных геометрических параметров первого роторного диска ТВН . . . . .	206
Ю. В. Прокофьев. О расчете внешней характеристики жидкостнокольцевого вакуумного насоса . . . . .	209
Э. Б. Мац, И. А. Райзман. Математическая модель для гидродинамического расчета движения жидкости в жидкостнокольцевой машине . . . . .	216
И. А. Райзман. Оптимальная окружная скорость ротора жидкостнокольцевых вакуум-насосов и компрессоров . . . . .	224
И. А. Райзман. Определение некоторых геометрических параметров жидкостнокольцевых машин . . . . .	230
И. А. Райзман, А. И. Рудаков. Графоаналитический метод оптимизации параметров воздушной эжекторной приставки жидкостнокольцевого вакуум-насоса . . . . .	236
Б. В. Шитиков, Б. В. Капотин, В. А. Макаров, Л. А. Беляев, Ю. М. Тузанкин. Определение допустимой неуравновешенности роторов турбомолекулярных вакуум-насосов с вертикальным расположением оси вращения . . . . .	242
Г. Г. Денисов, В. П. Иванов, Ю. И. Неймарк. Об одном способе улучшения вакуумных молекулярных насосов . . . . .	248
Ю. М. Тузанкин, Л. А. Беляев. Первый промышленный образец радиального турбонасоса . . . . .	251
Ю. М. Тузанкин, Л. В. Беляев. Результаты экспериментального исследования радиального турбомолекулярного насоса . . . . .	256
Б. В. Шитиков, Б. В. Капотин, В. А. Макаров, Л. А. Беляев. Влияние вибрации на величину допустимой неуравновешенности ротора вакуумного насоса ТВН-1000 . . . . .	261
<b>Е. В. Глушаченков</b> , Л. В. Комаров, Г. Г. Лебедев, С. Д. Островка. О совместной работе магниторазрядного и ионно-геттерного насосов . . . . .	265
А. Б. Цейтлин, Н. В. Сутугин. Малогабаритные вакуумные парозежекторные насосы со встроенным электродотом . . . . .	272
А. Б. Цейтлин, Н. В. Сутугин. О природе акустических шумов парозежекторных вакуумных насосов и возможности их уменьшения . . . . .	278
Л. В. Фалалеев, А. Б. Цейтлин. Опыт работы паромасляных бустер-насосов на жидких диэлектриках . . . . .	285
К. А. Савинский, М. М. Сорокин, Н. И. Пенкин, А. Э. Берлин, А. Н. Грошков, Д. И. Вылегжанин, Н. С. Яшкин, Д. Ф. Даниловский. Крупногабаритные паромасляные высоковакуумные насосы с быстротой откачки 100 и 200 тыс. л/сек в агрегатном исполнении . . . . .	289
И. И. Мосин, И. И. Калмыков. Определение оптимальной эжекторной системы для процессов вакуумирования . . . . .	293
В. П. Дубовенко, Г. П. Коломиец, Н. М. Щербань. Применение паромасляных насосов для откачки масс-спектрометров . . . . .	298
В. Г. Жаринов, Р. А. Рахимзянов. К теории сверхзвукового эжектора с цилиндрической камерой смещения . . . . .	302

Ф. Д. Путиловский, Н. М. Гумеров, И. Г. Хисамеев, Р. С. Гарифуллин, Е. Г. Сидоров. К расчету диффузионных насосов . . . . .	314
И. И. Мосин, И. И. Калмыков. К вопросу выбора оптимальной эжекторной системы для процесса вакуумирования . . . . .	319
В. В. Анашин, А. Т. Попов, В. С. Хрестолобов. Орбитрон с охлаждением жидким азотом . . . . .	324
А. И. Скаун, В. И. Маханов, С. И. Александрова. Внутриламповый диодный магниторазрядный насос для мощных ЛБВ . . . . .	326
Е. Д. Бендер, М. Д. Малев, Э. М. Трахтенберг. Элементы расчета магниторазрядного насоса . . . . .	329
Е. С. Боровик, И. Ф. Михайлов, Н. А. Косик. Форвакуумный конденсационный насос производительностью $3 \cdot 10^5$ л. м/сек . . . . .	335
С. Ф. Гришин, В. Я. Чернышенко, И. Р. Киричек, В. А. Коваленко. Агрегат с прогреваемыми конденсационными насосами ВАК-2 для получения вакуума выше $10^{-10}$ мм рт. ст. . . . .	340
Р. Б. Тагиров, М. А. Валидов, Н. А. Зюзин, <b>Э. Т. Тальдаев</b> , С. А. Паймеров. Комбинированная ловушка для устранения обратной миграции паров масла из диффузионного насоса . . . . .	343
Е. С. Боровик, И. Ф. Михайлов, Н. А. Косик. Автономный водородный конденсационный насос ВК-100 . . . . .	347
Е. С. Боровик, И. Ф. Михайлов, Н. А. Косик. Конденсационный метод форвакуумной откачки . . . . .	350
Д. Х. Зайденштейн, И. И. Калмыков, В. Г. Жаринов, А. Г. Стрижков. О влиянии числа Рейнольдса на характеристики эжектора . . . . .	355
Е. Г. Сидоров, Н. М. Гумеров, Ф. Д. Путиловский, И. Ф. Шмелев. Результаты исследования совместной работы диффузионного и адсорбционного насосов . . . . .	363

### Глава III

#### ВАКУУМНЫЕ УСТАНОВКИ

Г. А. Алексеев, Г. С. Трошина, С. Г. Аракелян, М. Л. Шелюбский. К вопросу о разработке вакуумных автоматов . . . . .	371
Г. А. Алексеев, Е. Т. Внуковский, Г. С. Трошина, В. Е. Стадник, В. В. Чечулин, М. Л. Шелюбский. Агрегатированный вакуумный автомат АВАН-63А-1 . . . . .	374
Е. Ф. Алексеев, Ф. М. Лапин, А. А. Ревин, П. И. Басманов, Э. В. Трайнис. Фильтры-осушители для установок вакуумного напыления . . . . .	376
И. Ф. Михайлов, П. В. Танатаров. Выбор оптимального соотношения откачивающих устройств вакуумных камер большого объема . . . . .	379
В. Н. Горбунов. Некоторые вопросы унификации изделий вакуумной техники . . . . .	382
А. А. Абуков, М. А. Валидов, <b>Э. Т. Тальдаев</b> . Способы аварийной защиты вакуумной системы при остановке механического вакуумного насоса . . . . .	386
В. А. Пупко, А. А. Трунин, В. Е. Минайчев, Л. М. Панкратов. Вопросы проектирования шлюзовых загрузочных устройств и создания вакуумных технологических установок непрерывного и квазинепрерывного действия . . . . .	390

А. С. Горлатов. Вакуум-сублимационные установки для сушки рыбы и морепродуктов . . . . .	396
В. Н. Горбунов, С. Ф. Гришин, И. Р. Киричек, В. Г. Мартыненко, А. С. Тугушев, В. Я. Чернышенко. Унификация сверхвысоковакуумных клапанов и электронагревателей к ним . . . . .	400
В. А. Дубинский, А. Б. Цейтлин. Универсальная лабораторная установка для сублимационной сушки пищевых продуктов УСС-1 . . . . .	403
Р. И. Ванькович, Р. И. Крипьякевич, И. И. Сидорак, Р. Г. Пархета, И. В. Семчишин. Об унификации, агрегатировании и автоматизации лабораторного вакуумного оборудования . . . . .	409
И. Р. Киричек, С. Ф. Гришин, В. Я. Чернышенко, А. С. Тугушев, В. Г. Мартыненко. Сверхвысоковакуумный клапан большого условного прохода . . . . .	414
В. Е. Устинов, И. Н. Шканов, Р. Р. Исмагилов. Влияние кривизны поверхности на напряженно-деформированное состояние при шарикоцентробежном упрочнении . . . . .	417
Е. В. Глушаченко, С. Д. Островка, Н. А. Мухачев. Сверхвысоковакуумный электроразрядный геттерно-ионный насос ЭГИН-800/100 . . . . .	423
Р. Б. Тагиров, Н. А. Зюзин, С. А. Паймеров, Г. Д. Балакина. Агрегат для питания импульсных ламп, применяемых для ускорения фотодесорбции газов в вакуумируемых объемах . . . . .	428
Е. А. Деулин, Ю. А. Хруничев. Унификация вводов вращения в вакуум . . . . .	432

#### Глава IV

### ВОПРОСЫ МЕТРИКИ И ТЕЧЕИСКАНИЯ

А. В. Булыга, В. И. Микитчук. Измерение давления разреженных газов с помощью термометра сопротивления из медного микропровода . . . . .	437
А. В. Ерюхин, В. В. Кузьмин. Точность образцовой аппаратуры для градуировки манометров абсолютным методом редукции давления в области $10^{-5}$ – $10^{-8}$ мм рт. ст. . . . .	440
К. И. Лобачев, Л. Н. Линник, Ю. В. Сычевский, А. Г. Милешкин. Масс-спектрометрическое исследование вакуумной сушки рулонных материалов, предназначенных для вакуумной металлизации . . . . .	444
В. М. Щедрин, А. А. Телегин. Откачка кислорода омега-тронным преобразователем . . . . .	446
И. Ф. Михайлов. Дискуссия о формулировке понятия вакуум в вакуумной технике и единицы измерения . . . . .	450

### ФИЗИКА И ТЕХНИКА ВАКУУМА

Редактор Ю. И. Соловьев

Техн. редактор Л. М. Каплина

Обложка художника Э. Я. Заринова

Корректоры В. А. Мулюкова, Е. П. Порфирьева

Сдано в набор 20/II-74 г. Подписано к печати 27/VII-74 г. Пф 10140. Формат бумаги 60×90<sup>1/16</sup>. Уч.-изд. л. 28,1. Печ. л. 28,5. Заказ П-133. Тираж 1500 экз. Цена без переплета 2 р. 00 коп. Переплет 10 коп.

Издательство Казанского университета, г. Казань, ул. Ленина, д. 4/5  
Полиграф. комбинат им. К. Якуба Управления по делам издательств, полиграфии и книжной торговли Совета Министров ТАССР г. Казань, ул. Миславского, д. 9.