

**Г. А. ВАСИЛЬЕВ**



**МАГНИТО-  
РАЗРЯДНЫЕ  
НАСОСЫ**



6П2.15  
В 19  
УДК 621.528.6

**Васильев Г. А.**

**В 19** Магниторазрядные насосы. М., изд-во «Энергия», 1970.

112 стр. с илл.

В книге рассмотрены ионные магниторазрядные насосы с холодными катодами, в которых используется так называемый разряд Пеннинга. Основное внимание уделено физическим принципам работы подобных насосов, вопросам их конструирования и эксплуатации. Книга предназначена для научных и инженерно-технических работников, связанных с разработкой или применением магниторазрядных насосов, а также для широкого круга специалистов, интересующихся проблемами современной вакуумной техники.

3-3-12

297-70

6П2.15

*Васильев Геннадий Александрович*

**Магниторазрядные насосы**

Редактор *В. А. Солдатенков*

Техн. редактор *Г. Е. Ларионов*

Корректор *В. С. Антипова*

---

Сдано в набор 10/ХІІ 1969 г. Подписано к печати 12/Х 1970 г. Т-15424  
Формат 84×108<sup>1/2</sup> Бумага типографская № 1  
Усл. печ. л. 5,88 Уч.-изд. л. 6,31  
Тираж 4 000 экз. Цена 34 коп. Зак. 2568  
Издательство «Энергия». Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10.

---

Московская типография № 10 Главполиграфпрома  
Комитета по печати при Совете Министров СССР.  
Шлюзовая наб., 10.

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Магнитоэлектрические насосы, вступившие уже во второе десятилетие своего существования, вызвали обильный поток статей и патентов, полный список которых составил бы теперь несколько сотен названий. Тем не менее литературы обзорного характера, посвященной этому вопросу, выпускается еще мало. Уже поэтому можно рассчитывать, что предлагаемая книга найдет своих читателей.

Автор пользуется возможностью поблагодарить М. И. Виноградова и Е. М. Рудницкого за ряд ценных критических замечаний, а также Ю. М. Бурмистрова за помощь при оформлении рукописи.

*Автор*

## ОГЛАВЛЕНИЕ

|  |           |
|--|-----------|
| Предисловие . . . . .  | 3         |
| Введение . . . . .   | 5         |
| <b>Глава I. Магнитно-изолированный газовый разряд . . . . .</b>                            | <b>11</b> |
| 1. Траектории электронов . . . . .   | 12        |
| 2. Ячейка Пеннинга . . . . .   | 15        |
| 3. Радиальное электрическое поле . . . . .   | 16        |
| 4. Типы разряда . . . . .  | 19        |
| 5. Теория спокойного разряда . . . . .   | 22        |
| 6. Движение ионов . . . . .  | 25        |
| 7. О механизме колебательного разряда . . . . .  | 32        |
| <b>Глава II. Диодный магниторазрядный насос . . . . .</b>                                  | <b>41</b> |
| 8. Устройство насоса . . . . .   | 41        |
| 9. Механизм откачки различных газов . . . . .  | 44        |
| 10. Измерение скорости откачки . . . . .   | 49        |
| 11. Оптимальные условия работы отдельной ячейки . . . . .                                  | 53        |
| 12. Скорость откачки и ток магниторазрядных насосов<br>в области низких давлений . . . . . | 58        |
| 13. Насосы с большим числом ячеек . . . . .  | 64        |
| 14. Магнитная система . . . . .  | 72        |
| 15. Некоторые замечания о конструировании магнито-<br>разрядных насосов . . . . .          | 80        |
| <b>Глава III. Эксплуатация магниторазрядных насосов . . . . .</b>                          | <b>82</b> |
| 16. Факторы, определяющие протекание старта . . . . .                                      | 82        |
| 17. Влияние характеристик блока питания на работу на-<br>соса . . . . .                    | 85        |
| 18. Срок службы . . . . .  | 88        |
| 19. Прогрев насоса . . . . .   | 90        |
| 20. Использование насоса в качестве течейскаателя . . . . .                                | 91        |
| 21. Автоматизация обслуживания насосов . . . . .   | 96        |
| <b>Глава IV. Методы улучшения характеристик магнитораз-<br/>рядных насосов . . . . .</b>   | <b>98</b> |
| 22. Увеличение скорости откачки инертных газов . . . . .                                   | 99        |
| 23. Увеличение производительности . . . . .  | 104       |
| 24. Улучшение использования магнитного поля . . . . .                                      | 107       |
| Литература . . . . .   | 109       |

## ВВЕДЕНИЕ

Хотя природа щедро наделила вселенную вакуумом, его получение на земле требует немалых усилий. Современная вакуумная техника представляет собой солидную отрасль промышленности, обслуживающую многочисленные научные исследования и технологические процессы. Естественно, что в большинстве случаев требования к величине разрежения и производительности откачных устройств будут совершенно различными. Однако можно указать некоторые направления, развитие которых за последние 10—15 лет определяло прогресс вакуумной техники и в значительной степени обновило ее арсенал. К таким направлениям относятся эксперименты по нагреву плазмы с целью осуществления управляемой термоядерной реакции, космические исследования, ускорительная техника, производство электровакуумных и полупроводниковых приборов.

Относительно спокойный период развития вакуумной техники был прерван в начале 50-х годов, когда физики занялись проблемой управляемого термоядерного синтеза. Обнаружилось, что присутствие ничтожных количеств примесей в плазме понижает ее кинетическую температуру. Это происходит за счет возбуждения атомов нейтрального остаточного газа быстрыми электронами плазмы, а также благодаря тормозному (рентгеновскому) излучению электронов при их столкновениях с атомами. Чтобы остаточный газ не мешал нагреву плазмы, потребовалось откачивать большие металлические камеры термоядерных установок до давлений  $10^{-9}$ — $10^{-11}$  мм рт. ст. Эта задача была успешно решена различными методами, в том числе «классическими», с применением диффузионных насосов (ртутных и паромасляных) и высокоэффективных охлаждаемых ловушек. Но именно в этот период появились и нашли применение

ние новые способы откачки. Прежде всего это были сорбционные насосы, действие которых основано на хорошо известном принципе поглощения (сорбции) газа внутри откачиваемого сосуда специальными газопоглотителями (геттерами). В качестве газопоглотителя был выбран титан, который образует твердые соединения со всеми компонентами остаточных газов, кроме инертных. Для непрерывного обновления поверхностного слоя геттера пришлось применить термическую возгонку (сублимацию) титана, а в более мощных насосах — испарение титана из жидкой фазы. Таким образом, вся внутренняя поверхность вакуумной камеры может быть превращена в насос с колоссальной быстротой откачки, превышающей  $10^5$  л/сек [Л. 1].

Для улучшения откачивающего действия сорбционного насоса желательно иметь в нем устройство для возбуждения и ионизации атомов остаточного газа, что достигается с помощью электрического разряда или потока электронов из накаливаемого катода. Насосы, в которых ионизация газа и распыление газопоглотителя осуществляются одновременно, получили название ионно-сорбционных [Л. 1, 2].

Дальнейшее усовершенствование титановых испарительных насосов было достигнуто методами криогенной техники. Выяснилось, что охлаждение пленки титана, например, до температуры жидкого азота увеличивает сорбционную емкость и удельную быстроту откачки, а также прекращает синтез метана и других легких углеводородов на поверхности пленки. В результате предельное разрежение было повышено на три порядка: от  $10^{-9}$  до  $10^{-12}$  мм рт. ст. [Л. 3].

Однако по мере того как осуществление управляемой термоядерной реакции отодвигалось в будущее, недостатки испарительных насосов становились все более заметными. Пожалуй, главным из этих недостатков является наличие в камере насоса высокотемпературных элементов — испаряемого титана, а также накаливаемых катодов для ионизации газа и нагрева титана электронной бомбардировкой. Эти элементы имеют ограниченный срок службы, обычно не более 500 ч, что сильно затрудняет эксплуатацию насосов. С другой стороны, рекордные значения быстроты откачки порядка  $10^5$  л/сек могут быть использованы практически лишь в исключительных случаях (например, в термоядерных устройствах).

Для новых задач науки и промышленности были необходимы насосы с умеренной быстротой откачки, способные создавать разрежение  $10^{-8}$ — $10^{-12}$  мм рт. ст., надежные и удобные в эксплуатации.

Так, например, техника освоения космоса потребовала проведения наземных испытаний материалов и конструкций в камерах, имитирующих космическую среду. Насосы, откачивающие такие камеры, должны создавать сверхвысокий вакуум, свободный от следов масла и других загрязнений. От них требуется длительная бесперебойная работа в условиях, когда обслуживание полностью доверено автоматике.

Проблемы обслуживания часто бывают серьезными в ускорителях, которые откачиваются диффузионными ларомасляными насосами. Ускоренный пучок разлагает молекулы масла из насосов, и свободный углерод отлагается на изоляторах и мишенях, вызывая искрение и потери энергии. Особенно высокие требования к качеству вакуума предъявляются в накопительных кольцах, где ускоренные заряженные частицы обращаются по замкнутым орбитам в течение длительного времени [Л. 4].

В электровакуумной промышленности интерес к новым способам откачки значительно возрос, когда была установлена прямая связь между величиной внутриламповых шумов и ионной компонентой тока. Электровакуумные приборы, откачанные до давления  $10^{-9}$  мм рт. ст., имеют уменьшенный коэффициент шумов и больший срок службы [Л. 5—7, 9, 10, 12].

Для перечисленных задач, так же как и для многих других, были с успехом применены сразу после их появления магниторазрядные<sup>1</sup> насосы с холодными катодами [Л. 6—14].

Две основные особенности отличают магниторазрядный насос от насоса с испарением титана:

в магниторазрядном насосе осуществляется катодное распыление титана (или другого подходящего материала катодов) путем бомбардировки холодных катодов ионами остаточного газа с энергией в несколько килоэлектрон-вольт;

---

<sup>1</sup> Также электроразрядные, а в зарубежной литературе ионные (ion), ионно-распылительные (sputter-ion) или геттерно-ионные (getter-ion). Иногда применяется название «насосы Пеннинга» (Penning pumps).

источником электронов, необходимых для ионизации газа, является магнитно-изолированный газовый разряд (разряд Пеннинга).

Таким образом, в магниторазрядном насосе полностью отсутствуют высокотемпературные элементы, что обеспечивает его долговечность. Поскольку ток разряда, а следовательно, и скорость распыления пропорциональны давлению, достигается экономное расходование материала катодов. Для работы насоса не требуется специального охлаждения, хотя оно и применяется в некоторых конструкциях. Обслуживание насосов легко может быть автоматизировано. Эти привлекательные свойства магниторазрядного насоса обеспечили ему широкое распространение, которому не помешали такие недостатки, как высокая стоимость и значительный вес, обусловленные наличием магнитной системы.

В 1958 г. Холл [Л. 32, 33] предложил конструкцию ячеистого анода, что позволило значительно увеличить быстроту откачки. Усовершенствование было настолько радикальным, что все более ранние конструкции насосов, основанные на использовании ионизационного манометра Пеннинга [Л. 11], сохранили за собой лишь историческую ценность.

Дальнейшее развитие происходило по нескольким направлениям. Во-первых, создавались мощные насосы с быстротой откачки до  $10^4$  л/сек путем увеличения числа анодных ячеек и числа секций насоса, объединенных общей магнитной цепью. Во-вторых, вносились различные изменения в первоначальную конструкцию электродной системы с целью сделать насос более эффективным при откачке инертных газов и расширить рабочий диапазон давлений.

До появления ионно-сорбционных и магниторазрядных насосов диффузионный насос был основным инструментом для получения высокого вакуума. Низкая стоимость и сейчас делает его наиболее выгодным для многих целей. При высоких давлениях ( $10^{-4}$ — $10^{-2}$  мм рт. ст.) диффузионный насос справляется с большими потоками газа длительное время. Это необходимо для вакуумной дистилляции, плавки металлов, нанесения некоторых покрытий. С добавлением охлаждаемых ловушек диффузионные насосы позволяют достичь сверхвысокого вакуума. При таком вакууме, однако, магниторазрядные насосы оказываются сравнимыми по стоимости, так как



они не требуют ловушек с жидким азотом, потребляют незначительную мощность и отличаются простотой обслуживания. Экономия только на жидком азоте за год работы приближается к полной стоимости магниторазрядного насоса [Л. 12].

При внезапном отключении питания магниторазрядного насоса аварии не происходит. Давление в системе медленно возрастает за счет натекания и обезгаживания конструкционных материалов. Если к моменту повторного включения питания давление не поднялось выше  $10^{-2}$  мм рт. ст. (для некоторых насосов  $10^{-1}$  мм рт. ст.), откачка будет продолжаться. Чистота вакуума, нечувствительность к прекращению питания, произвольная ориентация и простота выгодно отличают магниторазрядный насос от диффузионного.

Характерная для ионной откачки замкнутая вакуумная система часто оказывается весьма удобной. Встроенные магниторазрядные насосы используются для откачки электровакуумных приборов СВЧ во время их хранения и эксплуатации, что приводит к значительному увеличению срока службы этих весьма дорогих приборов.

Магниторазрядные насосы нашли интересное применение в качестве контейнеров для радиоактивных отходов. Поскольку откачиваемые газы остаются заключенными внутри камеры насоса, откачка «горячих» радиоактивных газов (например, трития) может производиться до тех пор, пока насос не будет достаточно загрязнен. После этого он подлежит захоронению в специальном могильнике.

Магниторазрядные насосы широко используются в лабораторной практике. В большинстве применений такого рода основным требованием является удобство получения чистого высокого вакуума. Магниторазрядные насосы не только обеспечивают ультравысокий вакуум (меньше  $10^{-9}$  мм рт. ст.), но и позволяют непрерывно поддерживать его в течение многих лет, если это необходимо. Их бесшумная, свободная от вибраций работа является особенно ценной при обращении с такими чувствительными приборами, как масс-спектрометры, электронные микроскопы, аппаратура для рентгеноструктурного анализа и т. п.

Непосредственное измерение вакуума по току насоса, а также отыскание течей без вскрытия вакуумной

системы являются дополнительными возможностями, специфичными для магниторазрядных насосов, и должны учитываться при оценках стоимости вакуумного оборудования.

В настоящее время магниторазрядные насосы по многим эксплуатационно-техническим показателям превосходят другие методы получения высокого вакуума. Не удивительно, что область их применения непрерывно расширяется, все более захватывая сферу научных исследований и электронной промышленности. Это оправдывает тот глубокий интерес, который сейчас проявляется к физическим процессам, происходящим в этих насосах, к вопросам их конструирования и эксплуатации. Отражением этого интереса и является настоящая книга.

---

**МАГНИТНО-ИЗОЛИРОВАННЫЙ ГАЗОВЫЙ  
РАЗРЯД**

Откачивающее действие магниторазрядных насосов основано на ионизации газа движущейся плазмой, состоящей главным образом из электронов. Удержание плазмы в замкнутом объеме обеспечивается наложением электрического и магнитного полей, причем в создании электрического поля участвует пространственный заряд самих электронов. Источником (генератором) плазмы является самостоятельный газовый разряд в магнитном поле. При низком давлении и достаточной величине магнитного поля электроны существуют в разряде значительно дольше, чем ионы, и время их жизни обратно пропорционально давлению газа. Этим объясняются отрицательный знак пространственного заряда и возможность существования плазмы при весьма низких давлениях (до  $10^{-12}$  мм рт. ст.), в то время как обычный тлеющий разряд (без магнитного поля) полностью прекращается при давлении ниже  $10^{-3}$  мм рт. ст.

В самостоятельном газовом разряде непрерывное рождение электронов и ионов путем ионизации и вторичной эмиссии компенсирует их утечку на электроды. Уход ионов на катод насоса и связанные с этим вторичные явления распыления катода и поглощения газа составляют полезный эффект, т. е. откачку. Параллельно идет и другой процесс — уход из плазмы электронов, время жизни которых «истекло», так как их траектории пересеклись с поверхностью анода. Таким образом, в цепи разряда течет непрерывный ток и расходуемая энергия пополняется из внешнего источника. Эффективность насоса тем выше, чем больше плотность электронной плазмы.

Указанный тип разряда (его называют магнитно-изолированным газовым разрядом или разрядом Пеннинга) может возникать и поддерживаться в различных системах электродов в широком диапазоне изменений величин электрического и магнитного полей. Рассмотрение физической картины разряда целесообразно начать с движения отдельных электронов, составляющих плазму.

## 1. ТРАЕКТОРИИ ЭЛЕКТРОНОВ

Предположим, что в некоторой системе создано аксиально-симметричное электрическое поле, зависящее только от радиуса. Такое поле можно, например, представить себе как поле пространственного заряда электронов, заполняющих металлическую трубку (рис. 1), достаточно длинную, чтобы пока пренебречь краевыми эффектами. Если  $n_e$  — плотность электронов, то в соответствии с уравнением Пуассона<sup>1</sup>

$$-\frac{en_e(r)}{\epsilon_0} = \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr}(rE_r), \quad (1)$$

радиальная (и единственная) составляющая электрического поля  $E_r$  может быть определена как

$$E_r = -\frac{e}{\epsilon_0 r} \int_0^r R n_e(R) dR, \quad (2)$$

где  $e$  — заряд электрона, равный  $1,6 \cdot 10^{-19}$  к, и  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  ф/м. Конкретный вид распределения  $n_e$  и  $E_r$  заранее неизвестен и мо-

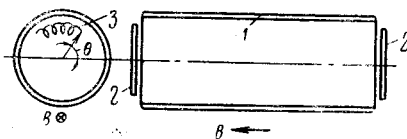


Рис. 1. Цилиндр, заполненный электронной плазмой в магнитном поле.

1 — анод; 2 — катоды; 3 — траектория электрона.

жет быть найден только опытным путем. Результаты соответствующих измерений будут приведены в § 3, сейчас же достаточно сказать, что в некоторых случаях плотность электронов можно считать не зависящей от радиуса [Л. 15, 16]. Тогда  $n_e = \text{const}$  и выражения для поля  $E_r$  и потенциала

$$U = U_0 + \int_0^r E_r dR$$

<sup>1</sup> Здесь и в дальнейшем все формулы теории электромагнетизма записаны в системе СИ. Однако при описании экспериментов и конструкций, там, где это удобно и не может вызвать недоразумений, употребляются также и другие единицы.

будут иметь вид:

$$E_r = \frac{en_e}{2\epsilon_0} r; \quad U = U_0 + \frac{en_e}{4\epsilon_0} r^2. \quad (3)$$

Это распределение изображено на рис. 2.

Примем, что металлическая труба (анод) имеет потенциал  $U_a$ , а на удаленных концах системы находятся катоды (см. рис. 1), потенциал которых принят за нулевой. Система находится в однородном магнитном поле  $B$ , направленном вдоль оси цилиндра.

Пусть в момент времени  $t=0$  на расстоянии  $r_0$  от оси образовался (например, в результате ионизации остаточного газа) электрон, начальную скорость которого, идеализируя реальную картину, будем считать равной нулю. Возможные движения электрона в плоскости  $(r, \theta)$  ограничены условием сохранения углового момента, что дает известное выражение для угловой скорости:

$$\dot{\theta} = \frac{\omega_{\text{ц}}}{2} \left( 1 - \frac{r_0^2}{r^2} \right), \quad (4)$$

где  $\omega_{\text{ц}} = eB/m$  — циклотронная частота; отношение заряда электрона к его массе  $e/m = 1,76 \cdot 10^{11}$  к/кг.

Уравнение движения электрона в плоскости  $(r, \theta)$  имеет вид:

$$\ddot{r} - r\dot{\theta}^2 = \frac{e}{m} E_r - \omega_{\text{ц}} r \dot{\theta}. \quad (5)$$

Обозначим  $r - r_0 = y$ , причем будем предполагать, что  $|y| \ll r_0$ . Как будет ясно из дальнейшего, это неравенство накладывает некоторые ограничения на величины электрического и магнитного полей и определяет условия, при которых возможно удержание электронной плазмы.

Подставляя в (4) и (5)  $r = r_0 + y$  и сохраняя лишь члены, содержащие отношение  $y/r_0$  в степени не выше первой, найдем:

$$\left. \begin{aligned} \ddot{y} - \omega_{\text{ц}}^2 y &= \frac{e}{m} E_r; \\ \dot{\theta} &= \frac{\omega_{\text{ц}} y}{r_0}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

В рамках указанного приближения можно считать, что в пределах траектории электрона электрическое поле постоянно и равно своему значению в точке рождения электрона, т. е.  $E_r = E_r(r_0)$ . Тогда решение системы (6) при условиях  $\dot{y} = \dot{\theta} = 0$  в момент  $t=0$  запишется в виде:

$$r = r_0 + \frac{e}{m} \frac{E_r(r_0)}{\omega_{\text{ц}}^2} (1 - \cos \omega_{\text{ц}} t); \quad (7)$$

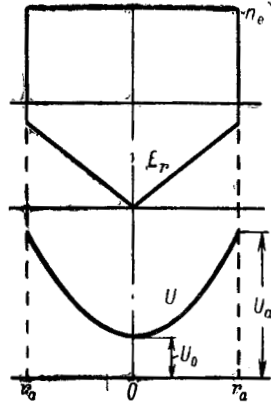


Рис. 2. Потенциал  $U$  и напряженность поля  $E_r$  в плазменном цилиндре при равномерном распределении плотности электронов  $n_e$ .

$$\dot{\theta} = -\frac{e}{m} \cdot \frac{E_r(r_0)}{\omega_{ц} r_0} (1 - \cos \omega_{ц} t). \quad (8)$$

Таким образом, движение отдельного электрона в плоскости  $(r, \theta)$  складывается из двух составляющих. Во-первых, он колеблется около среднего радиуса  $r_0 + \frac{e}{m} \cdot \frac{E_r(r_0)}{\omega_{ц}^2}$  с амплитудой  $\frac{e}{m} \cdot \frac{E_r(r_0)}{\omega_{ц}^2}$  и циклотронной частотой  $\omega_{ц}$ . Во-вторых, он движется по азимуту с переменной угловой скоростью  $\dot{\theta}$ . Типичный вид траектории электрона показан на рис. 1. Это циклоида, свернутая в кольцо. Траектория является обязательно периодической, т. е. электрон, как правило, не возвращается в точку своего рождения. Существенно, что при своем движении в плоскости  $(r, \theta)$  электрон не удаляется от радиуса  $r_0$  на расстояние, большее, чем  $2r_{ц}$ . Величина

$$r_{ц} = \frac{e}{m} \cdot \frac{E_r(r_0)}{\omega_{ц}^2} \quad (9)$$

называется, как известно, циклотронным радиусом. Абсолютная величина угловой скорости  $\dot{\theta}$  изменяется, как это видно из выражения (8), от нуля до максимального значения, равного

$$\frac{e}{m} \cdot \frac{2E_r(r_0)}{\omega_{ц} r_0}.$$

Среднее по времени значение

$$\dot{\theta}_{ср} = -\frac{e}{m} \cdot \frac{E_r(r_0)}{\omega_{ц} r_0} \quad (10)$$

соответствует дрейфу электрона по азимуту в направлении, перпендикулярном  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$ , с линейной скоростью дрейфа

$$v_{др} = \frac{E_r(r_0)}{B}. \quad (11)$$

Для постоянной плотности электронов поле  $E_r(r_0)$  пропорционально радиусу  $r_0$  [см. формулу (3)]. В этом случае согласно выражению (10) угловая скорость дрейфа не зависит от радиуса, т. е. электронное облако в среднем вращается как единое целое, хотя, разумеется, мгновенные относительные скорости электронов не равны нулю. В общем случае, когда плотность  $n_e$  зависит от  $r$ , будет наблюдаться относительный сдвиг слоев плазмы, находящихся на разных радиусах.

Итак, при достаточно сильном магнитном поле, когда циклотронный радиус становится много меньше характерных размеров системы (например, радиуса анода), электроны, образующие плазму, оказываются магнитно-изолированными. Каждый электрон обращается по циклоидальной траектории (см. рис. 1) до тех пор, пока не испытает соударения с молекулой газа. Если это соударение приводит к ионизации молекулы, образовавшийся ион будет дви-

гаться к катоду, а электрон компенсирует затраченную энергию тем, что переходит на новую орбиту, расположенную в области более сильного электрического поля. В конечном итоге электрон приблизится к аноду на расстояние циклотронного диаметра  $2r_{ц}$  и попадет на анод, образуя анодный ток. Среднее время между двумя соударениями равно  $\tau = \bar{v}_c^{-1}$ , где  $\bar{v}_c$  — полная частота соударений, пропорциональная давлению газа. Так, для азота ( $N_2$ ) при  $p = 10^{-4}$  мм рт. ст.  $\bar{v}_c = 2 \cdot 10^6$  1/сек и время  $\tau$  исчисляется долями микросекунды (период циклотронного движения  $T_{ц} = 2\pi/\omega_{ц}$ , не зависящий от давления, гораздо меньше; например, при  $B = 0,1$  тл  $T_{ц} = 3,5 \cdot 10^{-10}$  сек). В условиях сверхвысокого вакуума время между двумя соударениями значительно возрастает. При давлении  $p = 10^{-10} \div 10^{-11}$  мм рт. ст.  $\tau$  может достигать нескольких секунд.

Электроны, находящиеся вблизи анода на расстояниях, не превышающих циклотронный диаметр, будут быстро перехвачены анодом и не смогут участвовать в поддержании разряда. Благодаря этому между плазмой и анодом образуется слой, плотность электронов в котором значительно меньше, чем в разряде, и соответствует плотности анодного тока. Так обеспечивается изоляция электронной плазмы.

Характер движения электронов в общем сохраняется, если анодный цилиндр не является круглым, а имеет в сечении, например, эллипс, прямоугольник или более сложную фигуру [Л. 16]. Дрейф электронов и в этих случаях будет происходить перпендикулярно магнитному полю вдоль эквипотенциальных линий электрического поля, которые, однако, уже не будут окружностями, как на рис. 1. Величину и направление скорости дрейфа можно определить из векторного соотношения

$$v_{др} = \frac{[E\mathbf{B}]}{B^2}, \quad (12)$$

частным случаем которого является формула (11).

## 2. ЯЧЕЙКА ПЕННИНГА

При практическом осуществлении магнитно-изолированного разряда электрическое поле является, как правило, функцией двух переменных:  $r$  и  $z$ . Поэтому приближение «длинной трубки», которым мы пользовались, не всегда оказывается достаточным. На циклоидальное движение электронов в плоскости  $(r, \theta)$  накладывается движение по оси  $z$ , которое может влиять на общую картину разряда<sup>1</sup>.

Система электродов, наиболее часто применяемая в ионных магниторазрядных насосах, изображена на рис. 3. Это так называемая ячейка Пеннинга, используемая также в магнитных ионизационных манометрах и источниках ионов. Напряжение  $U_a$  между катодными пластинами и цилиндрическим анодом создает внутри анода электрическое поле, имеющее радиальную и аксиальную компоненты. Пока не загорится самостоятельный разряд, плотность электронов

<sup>1</sup> Следует заметить, что даже при отсутствии поля  $E_z$  электроны хаотически движутся (мигрируют) вдоль силовых линий магнитного поля с тепловыми скоростями. Однако энергия теплового движения электрона недостаточна для ионизации молекул газа.

ничтожна. Распределение поля в этом случае называют вакуумным, хотя оно, конечно, может существовать при любом давлении газа, если разряд по каким-либо причинам не горит (например, малое магнитное поле).

Вакуумное распределение потенциала может быть рассчитано путем решения уравнения Лапласа для разрядной ячейки [Л. 17] или измерено в электролитической ванне на моделях электродов. Приближенно потенциал  $U(r, z)$  может быть выражен следующей формулой [Л. 18]:

$$U(r, z) = U_0 + (U_a - U_0) \frac{r^2}{r_a^2} - U_0 \frac{z^2}{z_k^2}, \quad (13)$$

где  $U_0$  — потенциал центра анода ( $r=0; z=0$ );  
 $z_k$  — расстояние от центра анода до катода (потенциал катода, как всегда, принят за нулевой).

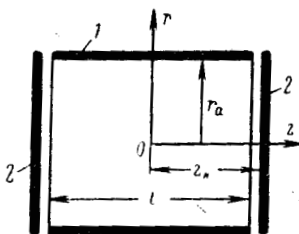


Рис. 3. Электроды ячейки Пеннинга.

1 — анод; 2 — катоды.

Если длина анода, как это часто бывает, больше его диаметра, то потенциал  $U_0$  близок к потенциалу анода. Однако это справедливо лишь для вакуумного распределения. При зажигании разряда плотность электронной плазмы внутри анода лавинообразно нарастает от нуля до значений порядка  $10^{10}$  электрон/см<sup>3</sup>, что ведет к изменению характера электрического поля. Если вакуумное распределение было задано формой электродов и приложенным напряжением, то роль электродов в разряде сводится к установлению границ плазмы и, разумеется, потенциалов на этих границах. Во внутренней области плазмы электрическое поле сильно искажается пространственным зарядом. Тем не менее при разряде в достаточно слабом магнитном поле распределение, определяемое выражением (13) сохраняется.

Аксиальная составляющая электрического поля  $E_z = \frac{2U_0}{z_k^2} z$  дей-

ствует на электроны, как упругая сила, заставляя их совершать колебания около положения равновесия  $z=0$ . Частота этих колебаний  $f_z$  определяется по формуле [Л. 18]

$$f_z = \frac{\sqrt{2eU_0/m}}{2\pi z_k}, \quad (14)$$

а амплитуда (при нулевой начальной скорости электрона) равна координате точки образования электрона  $z_0$ . Обычно частота  $f_z$  лежит в диапазоне 100—200 Мгц.

### 3. РАДИАЛЬНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ

Поскольку не существует единой теории разряда Пеннинга, основным источником наших сведений о его природе был и остается эксперимент. Ключевым вопросом здесь является распределение ра-



диального электрического поля  $E_r$  в плазме. После того как были сделаны надежные количественные измерения  $E_r$ , смогли получить правильное объяснение и другие стороны физической картины разряда.

Измерение  $E_r$  в горящем разряде можно осуществить с большей или меньшей степенью точности, пользуясь различными средствами плазменной диагностики [Л. 16, 19—21]. Применяемые здесь методы следует оценивать с точки зрения двух требований. Во-первых, измерительные приспособления не должны искажать распределения поля. Во-вторых, сам принцип измерений по возможности не должен содержать каких-либо предположений о характере полей в горящем разряде.

Весьма совершенным, практически не вносящим искажений зондом является электронный пучок. Схема на рис. 4 наглядно иллюстрирует метод зондирования разряда Пеннинга электронами [Л. 19]. При этом непосредственно измеряется величина  $E_r$ , а распределение потенциала находится интегрированием. Электроны эмитируются накаленной вольфрамовой нитью 1 и ускоряются сетчатым экраном 2, который одновременно служит катодом ячейки Пеннинга. Затем они проходят через область разряда, ограниченную анодом 3, пересекают второй сетчатый катод 4 и дополнительную сетку 5, служащую для уменьшения фона, и, наконец, ускоряются электродом 6, создавая изображение пучка на флуоресцирующем экране 7. Если не подано

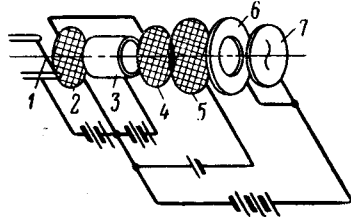


Рис. 4. Схема зондирования разряда электронным пучком [Л. 19].

катода одновременно служит катодом ячейки Пеннинга. Затем они проходят через область разряда, ограниченную анодом 3, пересекают второй сетчатый катод 4 и дополнительную сетку 5, служащую для уменьшения фона, и, наконец, ускоряются электродом 6, создавая изображение пучка на флуоресцирующем экране 7. Если не подано

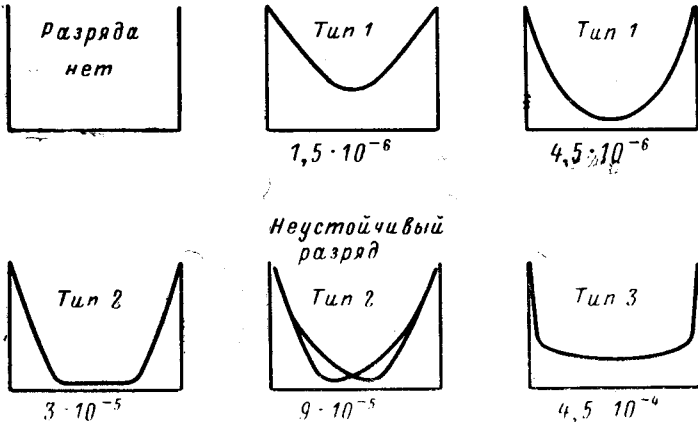


Рис. 5. Распределения потенциала в разряде, полученные с помощью электронного зонда.

$U_a = 3000$  в;  $B = 0,08$  тл;  $r_a = 1,14$  см;  $l = 2,54$  см. Под кривыми указано давление в миллиметрах ртутного столба [Л. 19].

напряжение на анод 3, электронный пучок дает на экране изображение в виде прямой линии. Если же анодное напряжение включено, то благодаря действию радиального электрического поля и аксиального однородного магнитного поля, в котором находится прибор, электронный пучок будет дрейфовать поперек магнитного

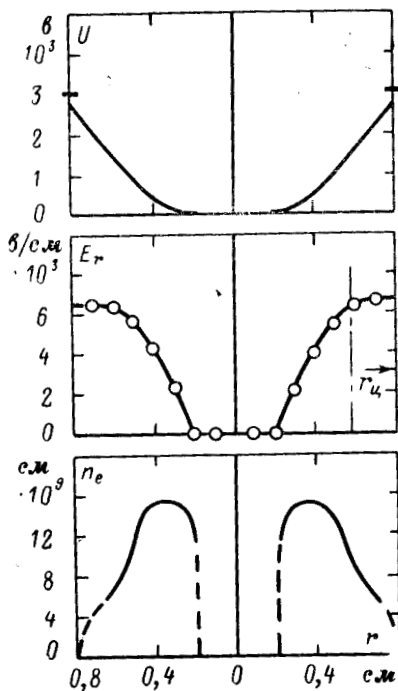


Рис. 6. Распределение  $E_r$ , измеренное с помощью Штарк-эффекта.

$U_a = 3000$  в;  $B = 0,15$  тл;  $r_a = 0,8$  см;  $l = 1,9$  см;  $p = 2 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст. (водород). Приведены также вычисленные распределения для  $U$  и  $n_e$  [Л. 20].

поля. Так как скорость дрейфа прямо пропорциональна электрическому полю (известному) и обратно пропорциональна магнитному полю (известному), можно измерить радиальное электрическое поле в разряде.

На рис. 5 приведено несколько типичных распределений потенциала по радиусу, полученных этим методом. Эти кривые имеют качественный характер, так как величину потенциала в центре достоверно измерить не удалось. С определенностью можно лишь утверждать, что глубина потенциальной ямы того же порядка, что и приложенное анодное напряжение.

Распределение типа 1, наблюдаемое в области высокого вакуума, напоминает по форме параболу. По мере увеличения давления на кривой распределения развивается небольшая плоская часть и тип 1 плавно переходит в тип 2, у которого ширина плоской части возрастает с увеличением давления, а также с увеличением магнитного поля. Наоборот, распределение типа 3 возникает скачком и характеризуется очень слабым электрическим полем во всей области разряда, перекрыва-

емой электронным пучком (крутое падение потенциала вблизи анода указано предположительно).

Другой метод, также безупречный с точки зрения техники диагностики, основан на измерении напряженности электрического поля в разряде с помощью Штарк-эффекта [Л. 20]. Если направить оптическое излучение некоторого участка разряда на входную щель спектрографа параллельным пучком, то каждая спектральная линия будет изображением этого участка и штарковское расщепление в любой точке каждой линии будет функцией напряженности электрического поля в соответствующей точке разряда.

В экспериментальной установке один из катодов разрядной ячейки имел щель по диаметру, а вакуумная камера была снабжена оптическим окном. Магнитное поле создавалось соленоидом. Это позволило направить свет из разряда через щель в катод непосредственно на входную щель спектрографа. Использовался разряд в атмосфере водорода, поскольку Штарк-эффект на водороде является линейным и довольно значительным по величине. Фотографировались линии  $H_{\beta}$  и  $H_{\gamma}$ , длины волн которых равны соответственно 4861

и 4310 Å. При давлениях около  $10^{-4}$  мм рт. ст. и ширине щели 20 мкм время экспозиции составляло около 30 мин. Для количественной обработки фотопластинок применялся денситометр.

На рис. 6 приведены полученные распределения потенциала  $U$ , напряженности электрического поля  $E_r$  и плотности электронов  $n_e$ . Распределения для  $n_e$  и  $U$  находились путем графического дифференцирования и интегрирования.

В частности, интегрирование  $E_r$  при  $U_0=0$  дает потенциал анода, совпадающий с приложенным напряжением (3000 в) в пределах ошибки опыта ( $\pm 12\%$ ). Полученное распределение для  $U$  (рис. 6) не противоречит качественным кривым на рис. 5 и должно быть, очевидно, отнесено к типу 2.

Таким образом, измерения указывают на существование различных распределений радиального поля, а следовательно, и различных типов разряда Пеннинга. Какой тип разряда установится, зависит от большого числа факторов, определяемых условиями опыта.

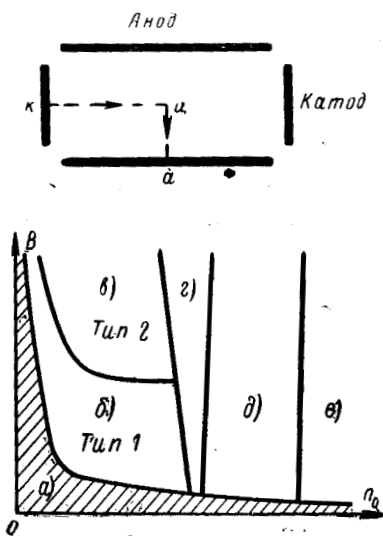
#### 4. ТИПЫ РАЗРЯДА

На основании результатов экспериментальных исследований была предложена классификация типов разряда [Л. 22], которая и приводится здесь с некоторыми уточнениями. Удобно изобразить области существования различных типов разряда на рис. 7, где по осям координат отложены величина магнитного поля  $B$  и плотность газа  $n_0$  (или давление  $p$ ). Анодное напряжение  $U_a$  предполагается постоянным.

Будем, например, увеличивать  $n_0$  при  $B=\text{const}$ . При очень низкой плотности газа (или произвольном  $n_0$ , но слабом магнитном поле) самостоятельного разряда не возникает. Область, в которой невозможно инициировать разряд, ограничена осями координат и характеристикой зажигания (заштрихована на рис. 7). Вакуумное распределение потенциала вдоль линии катод—центр—анод ( $k-c-a$ ) изображено на рис. 7,а. Участок  $k-c$  характеризует аксиальное распределение потенциала, а участок  $c-a$ —радиальное. Полная разность потенциалов равна, разумеется, приложенному напряжению  $U_a$ .

Горящий разряд ведет себя по-разному при слабом и сильном магнитном поле. Когда  $B$  мало, действие пространственного заряда еще не проявляется в достаточной степени и потенциал центра близок к величине  $U_a$ . При увеличении  $B$  наблюдается постепенный переход к

другому типу, который отличается сильным пространственным зарядом электронов, равномерно заполняющих объем ячейки. Распределение потенциала заметно деформируется, потенциал центра снижается (рис. 7,б, см. также рис. 2). Это уже известный нам тип 1. При дальнейшем увеличении  $B$  зажигание разряда вызывает еще большее падение потенциала на оси, до тех пор пока он не сравняется с потенциалом катодов. Анодное паде-



$$U_a = \text{const}$$

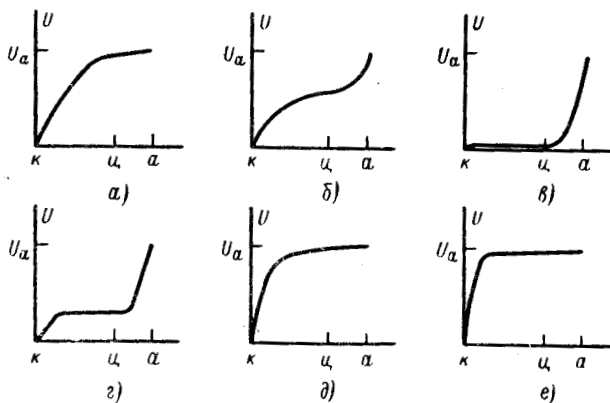


Рис. 7. Типы разряда и соответствующие распределения потенциала [Л. 22].

ние сужается, разряд переходит в тип 2. Вблизи оси появляется область очень слабого поля, заполненная разреженной нейтральной плазмой (рис. 7,в); электронная плазма приобретает форму цилиндрического слоя. Опыт показывает, что разряд типа 2 легко возникает лишь при достаточно высоких давлениях порядка  $10^{-4}$ — $10^{-6}$  мм рт. ст.; при более низких давлениях, по-видимому, преобладает разряд типа 1.

Результаты, полученные с помощью зондирования разряда электронами [Л. 19], позволяют предположить существование переходного типа разряда, который характеризуется наличием катодного падения потенциала и нейтральной плазмы в центре (рис. 7,г, на рис. 5 обозначен как тип 3).

В области еще более высоких давлений падение анодного напряжения скачкообразно исчезает. Распределение потенциала (рис. 7,д) напоминает тлеющий разряд, отличаясь, однако, значительным катодным падением в приосевой плазме.

Наконец, когда длина свободного пробега электронов становится меньше размеров ячейки, магнитное поле перестает влиять на свойства разряда (рис. 7,е). Фактически мы имеем здесь дело с обычным тлеющим разрядом, который при больших токах может перейти в дуговой.

Зависимость анодного тока  $I$  от магнитного поля  $B$  (рис. 8) ясно показывает различное поведение разряда при больших и малых значениях  $B$ . Сначала анодный ток быстро растет с увеличением  $B$  (тип 1), а затем медленно спадает (тип 2).

Для разряда типа 1 анодный ток почти не зависит от анодного напряжения (восходящие части кривых на рис. 8 совпадают).

Объяснение этого факта можно видеть в том, что каждому значению  $B$  соответствует определенная радиальная разность потенциалов  $U_a - U_0$  [см. ниже формулу (21)]. Поэтому возрастание  $U_a$  сверх этой величины (при  $B = \text{const}$ ) приводит к увеличению лишь аксиальной разности потенциалов  $U_0$ , которая слабо влияет на разряд в длинном аноде.

Наоборот, ток разряда типа 2 весьма чувствителен к изменению анодного напряжения (рис. 8). В случае очень низкого анодного напряжения (около 200 в) разряд можно погасить увеличением величины  $B$ .

Анодный ток приблизительно пропорционален давлению при любой индукции магнитного поля. На этом основано применение ячейки Пеннинга в качестве вакуумметра. Поскольку величина индукции, при которой разряд исчезает, практически не зависит от давления, восходящая часть кривой

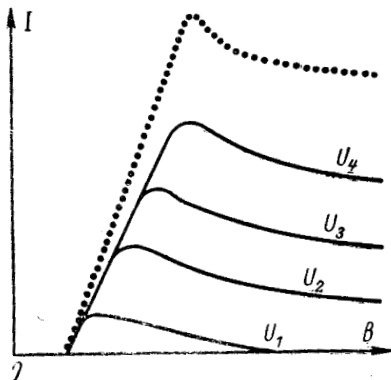


Рис. 8. Зависимость разрядного тока от магнитного поля при различных анодных напряжениях ( $U_1 < U_2 < U_3 < U_4$ ). Пунктирная кривая относится к более высокому давлению [Л. 22].

$I(B)$  идет круче при более высоком давлении (пунктирная кривая). Соответственно сдвигается вверх и падающая часть характеристики (рис. 8).

Приведенная классификация типов разряда предполагает достаточную длину анода ( $l > 2r_a$ ). При коротком аноде ( $l < 2r_a$ ) картина может измениться. В частности, наблюдается разряд, промежуточный между типом 1 и 2, когда потенциал на оси близок к вакуумному ( $U_0 \approx 0,5 U_a$ ), а минимум потенциала, обусловленный пространственным зарядом,

расположен на некотором среднем радиусе между осью ячейки и анодом [Л. 23]. Этот случай здесь рассматриваться не будет, поскольку короткий анод вообще нетипичен для магниторазрядных насосов.

## 5. ТЕОРИЯ СПОКОЙНОГО РАЗРЯДА

Плазма разряда Пеннинга характеризуется ярко выраженными неустойчивостями. Внешне это проявляется в том, что при определенных условиях разряд становится источником интенсивных высокочастотных колебаний (см. § 7). Поэтому теория разряда, претендующая на количественное описание явлений с единой точки зрения, должна быть основана на анализе механизма этих неустойчивостей. Тем не менее при слабом магнитном поле имеются довольно широкие области устойчивого (спокойного) разряда. Такая же картина наблюдается и в сильных магнитных полях при низких давлениях, что вызвано общим уменьшением пространственного заряда (см. § 12). Для этих областей можно развить приближенную магнитогидродинамическую теорию [Л. 22], основанную на совместном решении уравнения Пуассона (1) и уравнения непрерывности, кото-

ное выражает условие сохранения электронного заряда:

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} (rn_e v_r) = \nu_i n_e. \quad (15)$$

Здесь:  $v_r$  — скорость радиального дрейфа электронов, переносящих анодный ток;  $\nu_i$  — частота ионизации. Величина  $\nu_i$ , как и полная частота соударений  $\nu_c$ , пропорциональна давлению. Отношение  $\nu_i/\nu_c$  является, вообще говоря, функцией полной скорости электрона  $v_e$ , которая складывается из радиальной и аксиальной скорости. Вблизи оси радиальная скорость равна нулю, однако ионизация может здесь происходить за счет аксиальной скорости. В рамках излагаемой упрощенной теории мы будем пренебрегать зависимостью  $\nu_i$  от радиуса и считать, что  $\nu_i/\nu_c = \text{const}$ . Заметим также, что система уравнений (1) и (15) предполагает пространственный заряд единственным источником электрического поля, т. е.  $E_r \rightarrow 0$ , если  $n_e \rightarrow 0$  (длинный анод). Чем короче анод, тем больше будет сказываться вакуумное распределение потенциала, особенно при малых значениях  $n_e$ .

Для скорости  $v_r$  классическая теория подвижности электронов поперек магнитного поля дает следующее выражение [Л. 22]:

$$v_r = \frac{4m\nu_c}{3eB^2} E_r, \quad (16)$$

где  $\nu_c$  — полная частота соударений и  $E_r$  — радиальная компонента электрического поля (мы всюду пренебрегаем краевыми эффектами, которые могут привести к зависимости от  $z$ ).

Полагая также  $n_e = \text{const}$ , имеем из (15) и (16):

$$E_r = \frac{3}{8} \cdot \frac{eB^2}{m} \cdot \frac{\nu_i}{\nu_c} \cdot r. \quad (17)$$

Плотность электронов  $n_e$  находим, подставляя выражение (17) для  $E_r$  в уравнение Пуассона (1):

$$n_e = \frac{3}{4} \cdot \frac{\epsilon_0 B^2}{m} \cdot \frac{\nu_i}{\nu_c}. \quad (18)$$

Радиальная разность потенциалов  $U_a - U_0$  и анодный ток  $I$ , очевидно, равны:

$$U_a - U_0 = \int_0^{r_a} E_r(R) dR; \quad (19)$$

$$I = 2\pi r_a l e n_{ea} v_{ra}, \quad (20)$$

где  $U_0$  — потенциал на оси ячейки;  $n_{ea}$  и  $v_{ra}$  — плотность электронов и скорость их радиального дрейфа вблизи поверхности анода.

Подставив выражения (17) и (18) в (19) и (20), получим:

$$U_a - U_0 = \frac{3e}{16m} \cdot \frac{v_i}{v_c} \cdot r_a^2 B^2; \quad (21)$$

$$I = \frac{3e}{4m} \pi l \epsilon_0 \left( \frac{v_i}{v_c} \right)^2 v_c r_a^2 B^2. \quad (22)$$

Анодный ток пропорционален давлению (т. е.  $v_c$ ) и квадрату магнитного поля, в то время как  $U_a - U_0$  и плотность электронов  $n_e$  не зависят от давления, и также пропорциональны квадрату магнитного поля.

Как известно, разряд прекращается при некотором минимальном значении магнитного поля  $B_{\text{мин}}$  (рис. 8). Однако из полученных формул следует, что  $I=0$  лишь при  $B=0$ . Это противоречие является следствием приближенного характера теории. Величину  $B_{\text{мин}}$  можно определить на основании следующих соображений. Разряд наверняка погаснет, если средняя энергия орбитального движения электрона вблизи анода (где эта энергия максимальна) будет равна энергии ионизации, т. е.  $mv_i^2/2 = eU_i$ . Поскольку  $v_i = E_{\text{га}}/B_{\text{мин}}$ , находим из выражения (17):

$$B_{\text{мин}} = \frac{8m}{3e} \cdot \frac{v_c}{v_i} \cdot \frac{v_i}{r_a}. \quad (23)$$

Предсказываемая таким образом величина  $B_{\text{мин}}$  не зависит от давления и анодного напряжения, что находится в хорошем согласии с экспериментальными данными [Л. 22].

Когда радиальная разность потенциалов  $U_a - U_0$  становится равной анодному напряжению, разряд типа I переходит в разряд типа 2. Формула (21) при  $U_0=0$  дает значение магнитного поля  $B_{1-2}$  для этого случая

$$B_{1-2}^2 = \frac{16m}{3e} \cdot \frac{v_c}{v_i} \cdot \frac{U_a}{r_a^2}. \quad (24)$$

Величина  $B_{1-2}$  пропорциональна  $U_a^{1/2}$  и не зависит от давления.

Опытным путем можно установить, что анодный ток достигает максимума (рис. 8) при  $B = B_{1-2}$ . Из (22) и (24) следует, что

$$I_{\text{макс}} = 4\pi\epsilon_0 l v_i U_a. \quad (25)$$

При экспериментальной проверке полученных формул соотношения (24) между  $B_{1-2}$  и  $U_a$  использовалось для определения  $v_i/v_c$  (полная частота соударений  $v_c$  почти не зависит от скорости электрона и может быть определена из табличных данных). Оказалось, что определяемое таким способом отношение  $v_i/v_c$  слабо зависит от давления. При изменении давления от  $3 \cdot 10^{-8}$  до  $3 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст. усредненное по различным анодным напряжениям значение  $v_i/v_c$  изменялось от 0,10 до 0,16 (среднее значение 0,13).

На рис. 9 показаны зависимости  $I(B)$  при двух значениях  $p$  [Л. 22]. Прямые линии изображают экспериментальные графики, параболы — результат применения теоретической формулы (22). Гори-



зонтальными штрихами указаны уровни максимумов тока (см. рис. 8) в зависимости от анодного напряжения (цифры над штрихами указывают соответствующее значение  $U_a$  в вольтах). Видно, что теория дает значения анодного тока, довольно близкие к действительным, за исключением области  $B \leq B_{\text{мин}}$ . Этот и другие способы сравнения теории с экспериментом [Л. 22] говорят о том, что если  $v_i/v_c$  определено, можно уверенно предсказывать, кроме зависимости  $I(B)$ , также значения  $U_a - U_0$ ,  $I_{\text{макс}}$  и  $B_{\text{мин}}$ .

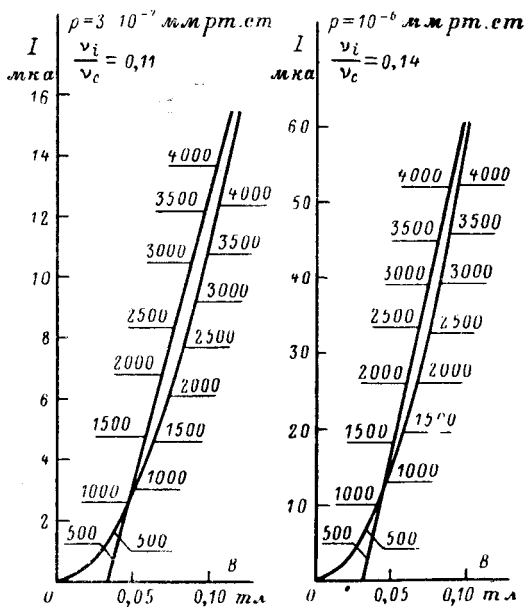


Рис. 9. Сравнение теоретических (параболы) и экспериментальных (прямые линии) характеристик  $I(B)$  при двух различных давлениях.

Разряд в аргоне;  $r_a = 1$  см;  $l = 4$  см [Л. 22].

Попытка обобщить теорию спокойного разряда, распространив ее на разряд типа 2, не привела к заметным успехам [Л. 22]. По-видимому, колебательный характер разряда типа 2 не допускает описания анодного тока в терминах классической диффузии электронов поперек магнитного поля. Перенос электронов к аноду связан в этом случае с аномальной диффузией, возникающей вследствие неустойчивости цилиндрического слоя плазмы (см. § 7).

## 6. ДВИЖЕНИЕ ИОНОВ

В большинстве случаев практического применения разряда Пеннинга (насосы, ионные источники, вакуумметры) основной целью являются получение ионов и их

использование. В частности, эффективность магниторазрядного насоса при данном давлении пропорциональна количеству ионов и их энергии. Среднее число ионов, приходящееся на молекулу нейтрального газа, характеризуется отношением  $I/p$ , т. е. плотностью электронов. Энергия иона, бомбардирующего катод, соответствует потенциалу точки его образования и, очевидно, не может превышать  $eU_a$ .

В отличие от траекторий электронов ионные траектории слабо искривлены магнитным полем. Этим до некоторой степени оправдано то обстоятельство, что теория спокойного разряда вообще не учитывает пространственного заряда ионов, хотя частоты появления электронов и ионов в процессе ионизации примерно равны. Предполагается, что ионы достаточно быстро отсасываются из разряда на катоды и не участвуют в формировании электрического поля. Такая идеализация вполне допустима для высоковакуумного разряда. Однако при повышении давления рост ионного заряда приводит, как уже указывалось, к образованию плотной нейтральной плазмы, заполняющей всю ячейку.

Рассмотрим кинетику положительных ионов в разряде типа I [Л. 25]. Если считать, что распределение потенциала по оси и радиусу заданы формулой (13), и пренебречь влиянием магнитного поля, можно получить следующее выражение для траектории иона в плоскости:

$$r = r_i \cos \left[ N_0 \ln \left( \frac{z}{z_i} + \sqrt{\frac{z^2}{z_i^2} - 1} \right) \right], \quad (26)$$

где  $r_i$  и  $z_i$  — координаты точки образования иона;

$$N_0 = \frac{z_k}{r_a} \sqrt{\frac{U_a}{U_0} - 1}.$$

На рис. 10 показаны примеры траекторий ионов, вычисленных по формуле (26). Видно, что ион на пути к катоду совершает радиальные колебания около оси ячейки. Число колебаний тем больше, чем ближе координата  $z_i$  к плоскости  $z=0$ .

Для  $z_i=0$  выражение (26) неприменимо. Ионы, образовавшиеся в плоскости  $z=0$ , будут совершать колебания в этой плоскости и двигаться вдоль оси  $z$  с тепловыми скоростями. После того как они приобретут в элек-

трическом поле  $E_z$  скорость, значительно превышающую тепловую, дальнейшее их движение к катоду будет определяться электрическим полем.

Из уравнения (26) следует, что при данных значениях  $U_a$  и  $U_0$  в центр катода попадают ионы, образовавшиеся только при определенных значениях  $z_i$ . Координаты  $z_i$ ,

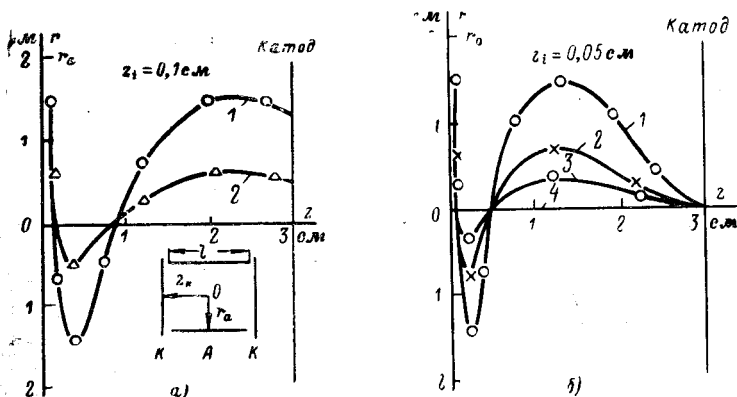


Рис. 10. Траектории ионов, вычисленные по формуле (26) для  $r_a = 2$  см,  $z_k = 3$  см,  $U_a = 2000$  в,  $U_0 = 900$  в.  
 а —  $z_i = 0,1$  см: 1 —  $r_i = 1,5$  см; 2 —  $r_i = 0,75$  см; б —  $z_i = 0,05$  см: 1 —  $r_i = 1,5$  см; 2 —  $r_i = 0,75$  см; 3 —  $r_i = 0,4$  см; 4 —  $r_i = 0$  [Л. 25].

из которых ионы попадают в центр катода ( $r_k = 0$ ), находятся из условия

$$\cos \left[ N_0 \ln \left( \frac{z_k}{z_i} + \sqrt{\frac{z_k^2}{z_i^2} - 1} \right) \right] = 0$$

или

$$z_i = \frac{z_k}{\operatorname{ch} \left[ (2k + 1) \frac{\pi}{2N_0} \right]}, \quad (27)$$

где  $k = 0, 1, 2 \dots$

По мере приближения к плоскости  $z = 0$  плоскости  $z_i$ , из которых ионы идут в центр катода, сближаются.

Таким образом, в центр катода могут попасть ионы, возникшие на любом расстоянии от оси, но только с определенных значений  $z_i$ , удовлетворяющих условию (27). На другую координату катода  $r_k$  попадают ионы, образовавшиеся при других значениях  $z_i$  из промежутка

$r^*_a - r_k$ , где  $r^*_a$  — радиус активной зоны разряда. Эта зона меньше радиуса анода на величину порядка циклотронного диаметра (см. § 1). По мере роста  $r_k$  размеры области по радиусу ( $r^*_a - r_k$ ), из которой ионы попадают на данный радиус катода, уменьшаются. Отсюда следует, что плотность ионов в центре катода наибольшая и спадает к краям катода.

Когда разряд типа 1 переходит в тип 2, характер движения ионов меняется. Уменьшение величины  $U_0$  приводит к тому, что область нулевого аксиального поля

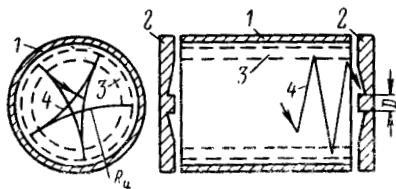


Рис. 11. Движение ионов в разряде типа 2 в случае сильного магнитного поля. 1 — анод; 2 — катоды; 3 — электронный слой; 4 — траектория иона. На катодах остается нераспыленным круглое плато диаметром  $D$ .

$E_z = 0$ , существовавшая вблизи  $z = 0$ , расширяется и при  $U_0 = 0$  охватывает практически всю ячейку. Совершая радиальные колебания, ионы дрейфуют вдоль оси  $z$  с тепловыми скоростями и, прежде чем попасть на катод, многократно пересекают приосевую область. Поскольку для разряда типа 2 характерно более сильное магнитное поле, следует иметь в виду, что траектория иона в плоскости  $(r, \theta)$  является дугой окружности с радиусом  $R_{ц}$  (ионный циклотронный радиус). Поэтому ионы, образовавшиеся на любом радиусе, никогда не пересекают ось, а проходят на некотором расстоянии от нее (рис. 11). Бомбардируя катоды под скользящим углом, они также минуют центр. В специально поставленных опытах можно было наблюдать нераспыленный участок (плато) в центре катода [Л. 21]. Диаметр плато  $D$  определяют самые быстрые ионы, испытавшие наименьшее отклонение в магнитном поле. Более медленные ионы отклоняются сильнее и соответственно попадают на катод дальше от центра.

Если принять, что ионизация происходит в тонком слое вблизи анода (рис. 11), то для диаметра плато легко получить выражение

$$D = 2\sqrt{r_a^2 + R_{ц}^2} - 2R_{ц}, \quad (28)$$

где  $R_{ц} = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2MU}{e}}$  — циклотронный радиус иона с массой  $M$ , имеющего энергию  $eU$ .

При  $R_{ц} \gg r_a$  получаем из (28):

$$D \approx \frac{r_a^2}{R_{ц}} = Br_a^2 \sqrt{\frac{e}{2MU}}. \quad (29)$$

Полученная экспериментальная зависимость  $D(B)$  приведена на рис. 12. Проверка по формуле (29) показывает, что максимальная энергия ионов действительно близка к  $eU_a$ .

Обычно применяемые магнитные поля имеют величину около 0,1 тл. В этом случае  $D \approx 0,1$  мм и плато может остаться незамеченным.

В разряде типа 2 свободная от электрического поля приосевая область заполнена разреженной нейтральной плазмой ( $n_e \approx n_i$ )\*. Присутствие этой плазмы обнаруживается по слабому свечению, заметному при давлениях выше  $10^{-7}$  мм рт. ст.

[Л. 33]. Вторичные электроны, выбиваемые из катодов при ионной бомбардировке, не могут производить ионизацию в этой области ввиду недостаточной их энергии. Единственно возможный ионизирующий агент — быстрые ионы, образовавшиеся в основной области разряда вблизи анода. Вследствие радиального движения ионов их плотность возрастает с уменьшением радиуса (во всяком случае при  $r > D$ ). Поэтому вторичная ионизация быстрыми ионами сосредоточена в узкой приосевой области с радиальными размерами, близкими к величине  $D$  (см. также фотографии разряда на рис. 20).

\* По всей вероятности, нейтральность, т. е. равенство  $n_e \approx n_i$ , поддерживается лишь в среднем за время, значительно более длительное, чем цикл развития неустойчивости электронного слоя (см. § 7).

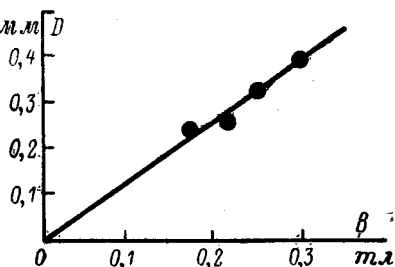


Рис. 12. Диаметр нераспыленного плато в центре катода как функция магнитного поля.

Анодное напряжение  $U_a = 3000$  в; радиус анода  $r_a = 0,8$  см; газ — молекулярный азот  $N_2$  [Л. 21].

Электроны и ионы, возникшие в результате вторичной ионизации, пополняют нейтральную плазму приосевой области в количестве, пропорциональном давлению газа. Этим можно объяснить, обнаруженное в работе [Л. 19] некоторое расширение области нулевого поля ( $E_r=0$ ) при увеличении давления.

Вторичные ионы образуются и в разряде типа 1, главным образом в центре ячейки, где движение первичных ионов также по преимуществу радиальное (см. рис. 10). Ускоряемые аксиальным электрическим полем вторичные ионы двигаются по оси и попадают в центр катода, имея энергию  $eU_0$ . Если в центре катода сделано небольшое отверстие, эти ионы выходят из ячейки, образуя слабо расходящийся пучок, довольно однородный по энергии. Так, например, при  $U_a=3000$  в,  $B=0,12$  тл,  $r_a=6,35$  мм,  $l=23$  мм и  $z_k=14,5$  мм был получен ионный пучок с энергией  $1000 \pm 100$  эв, который обладал естественной коллимацией в пределах угла  $5-10^\circ$ . Ток пучка составлял около 1 мка при давлении  $10^{-6}$  мм рт. ст. [Л. 16]. Аналогичные результаты получены в работе [Л. 24].

В заключение этого параграфа следует остановиться на одной любопытной особенности движения ионов. Если анод круглый, то в результате ионного распыления на катодах образуются конические углубления (предполагается, что магнитное поле не столь велико, чтобы можно было заметить плато в центре). Если же сплюснуть анод, придав ему слегка эллиптическую форму, то углубление будет иметь вид крестика, лучи которого направлены по большой и малой осям эллипса. В случае квадратного анода на катодах образуются восьмиконечные звездочки (рис. 13). Лучи их имеют явную склонность располагаться по осям симметрии квадрата.

Механизм образования звездочек непосредственно связан с радиальными колебаниями ионов в азимутально неоднородном электрическом поле. Для определенности будем говорить о квадратной ячейке. Характер азимутальной неоднородности поля в квадратном аноде можно установить, изучая следы ионной бомбардировки на поверхности катода. Здесь необходимо пояснить, что видимый на рис. 13 замкнутый восьмиугольный контур вокруг каждой звездочки ограничивает на поверхности катода область, подвергавшуюся ионной бомбардировке (см. также рис. 25). Внутри контура поверхность катода

чистая, с металлическим блеском (ионное травление!), за его пределами — темная, покрытая окислами металла и продуктами разложения газов в разряде. При обсуждении формулы (26) уже говорилось, что поверхность, бомбардируемая ионами, является проекцией на катод активной зоны разряда и при круглом аноде также представляет собой круг радиусом  $r^*_a$ . Отличие квадратного анода в том, что зазор между активной зоной разряда и поверхностью анода (циклотронный диаметр) зависит здесь от азимута. В углах, например, электрическое поле слабее и разряд дальше отстоит от поверхности анода, чем в середине стороны квадрата. Это подтверждается также визуальным наблюдением разряда в анодах сложной формы [Л. 26].

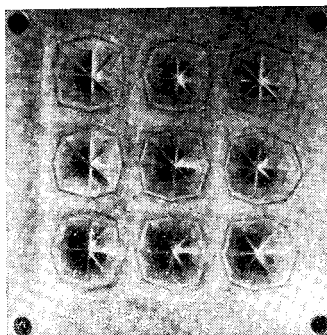


Рис. 13. Следы ионного распыления поверхности катода (9 квадратных ячеек) [Л. 16].

Поскольку азимутальный дрейф электронов происходит вдоль эквипотенциальных линий электрического поля, граница зоны разряда, отпечаток которой виден на рис. 13, также является эквипотенциалью. Можно, кроме того, предположить, что в центральной части анода поле сохраняет тот же вид, что и для круглого анода (разряд типа 1). Основываясь на этих данных, нетрудно представить себе топографию радиального электрического поля в квадратном аноде, что и сделано (разумеется, качественно) на рис. 14, где показаны три характерные эквипотенциали: квадрат (сечение поверхности анода), восьмиугольник (согласно фотографии на рис. 13) и для центральной части — окружность. Поле в центральной части азимутально однородно, и линии поля здесь изображаются радиусами, делящими окружность на равные части. При удалении от центра линии поля искривляются и только те из них, которые совпадают с осями симметрии квадрата, остаются прямыми. Видно, что четыре оси симметрии квадрата лежат в местах наибольшего разрежения линий поля (долины потенциального рельефа). Между ними в каждом из восьми секторов рас-

положены сгущения линий поля (холмы). Азимутальная составляющая поля  $E_{\theta}$ , как легко установить из того же рис. 14, всюду направлена в сторону ближайшей долины. Это означает, что траектория иона будет отклоняться, приближаясь к одной из плоскостей симметрии. Этим и объясняется преимущественное распыление материала катода по лучам

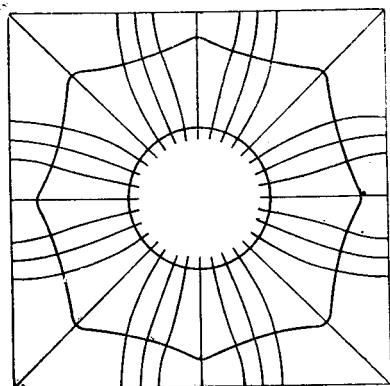


Рис. 14. Схематизированная картина электрического поля в поперечном сечении квадратного анода.

восьмиконечной звездочки.

Наблюдаемые на рис. 13 в некоторых ячейках отклонения от правильной формы звездочек скорее всего вызваны неоднородностями магнитного поля, которые изменяют направление дрейфа электронов и, следовательно, искажают электрическое поле в ячейке.

## 7. О МЕХАНИЗМЕ КОЛЕБАТЕЛЬНОГО РАЗРЯДА

Выше уже указывалось, что высокочастотные колебания плазмы в разряде типа 2 являются скорее правилом, нежели исключением. По современным представлениям возбуждение колебаний связано с развитием особого вида плазменной неустойчивости. Применительно к цилиндрической геометрии ячейки Пеннинга это явление детально изучено в работах [Л. 27—29]. Радиочастотное излучение разряда наблюдалось также другими авторами [Л. 16, 21, 30].

**Излучение разряда (эксперимент).** Простейшим индикатором радиочастотных колебаний плазмы является факельный разряд в воздухе, который часто возникает при разрыве цепи анодного тока ячейки Пеннинга (или многих ячеек, соединенных параллельно). Появление «факела» свидетельствует о том, что анодный ток не является постоянным, а содержит составляющие высокой частоты.

Для того чтобы извлечь из разряда достаточную мощность излучения и исследовать его частотный спектр,



цилиндрический анод ячейки можно разрезать по диаметру на две равные части, соединив их омическим сопротивлением [Л. 27]. Спектр высокочастотного напряжения, возникающего на этом сопротивлении, состоит из нескольких широких полос. На рис. 15 показан типичный спектр при сравнительно высоком давлении и большом сопротивлении нагрузки. Если уменьшать давление или нагрузку, спектр распадается на отдельные линии. Средние частоты полос излучения совпадают с основной ча-

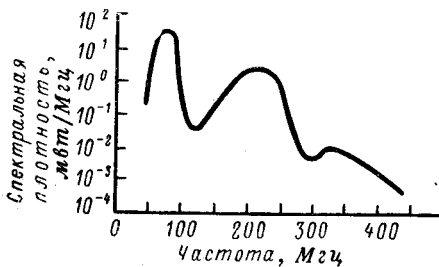


Рис. 15. Радиочастотный спектр излучения ячейки с разрезным анодом  
 $r_a = 0,8$  см;  $l = 1,9$  см;  $U_a = 5000$  в;  $B = 0,2$  тл;  $p = 2 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст. (водород  $H_2$ ); нагрузка  $R = 50$  ом [Л. 27].

стотой и нечетными гармониками средней частоты азимутального дрейфа электронов  $\omega_{др} = E_r / Br$ , где поле  $E_r$  определено с помощью Штарк-эффекта [Л. 20]. Можно заключить, что вращающийся слой электронов каким-то образом группируется в сгусток (или сгустки), что и приводит к появлению наведенного тока между двумя половинами разрезного анода.

Провалы в спектре на четных гармониках следует отнести за счет способа наблюдения. В самом деле, четные гармоники азимутального распределения плотности электронов наводят в разрезанном на две половины аноде токи, противоположные по фазе.

Необходимо было дать ответ на вопрос, являются ли возникающие колебания следствием неустойчивости электронного слоя либо же они вызваны взаимодействием электронного пучка с системой разрезного анода. Оказалось, что при малых сопротивлениях нагрузки  $R$  полная радиочастотная мощность  $P_R$  возрастает линейно с увеличением  $R$ . Следовательно, ток не зависит от нагрузки (поскольку  $P_R = I^2 R$ ). Отсюда можно было сделать вывод, что группирование является внутренним свойством самого электронного слоя. Это подтверждается наблюдением аналогичных спектров в ячейке со

сплошным анодом при помощи штыревой антенны и узкополосного приемника [Л. 30].

Форма колебаний, возбуждаемых в ячейке с разрезным анодом, показана на рис. 16. Основная частота была близка к частоте азимутального дрейфа электронов и изменялась, как  $E_r/V$ . Интересной особенностью

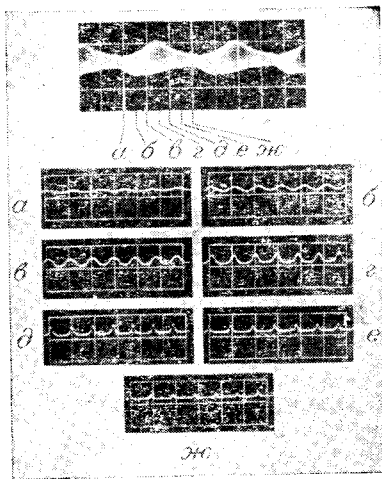


Рис. 16. Осциллограммы тока между половинами разрезного анода ячейки Пеннинга, показывающие периодические нарастания и спады возмущений электронного слоя.

Скорость развертки для верхнего снимка 0,5 мсек/деление, для остальных — 100 мсек/деление.  $r_a = 1,25$  см;  $U_a = 2000$  в;  $V = 0,3$  тл,  $p = 10^{-5}$  мм рт. ст. [Л. 28].

этих колебаний являются периодические циклы нарастания амплитуды. Из осциллограмм видно, что каждый такой цикл начинается с малого синусоидального возмущения (рис. 16,а), переходящего затем в узкие выбросы большой амплитуды (рис. 16,д). Частота повторения циклов зависит от давления, анодного напряжения и магнитного поля и в общем меняется примерно пропорционально току разряда. Периодичность циклов позволяет предположить, что электронный слой каждый раз достигает некоторой равновесной толщины, соответствующей пределу устойчивости. Затем, чтобы освободиться от избытка заряда, непрерывно накапливаемого путем ионизации, слой временно становится неустойчивым (распадается).

Какова же природа этой неустойчивости? В магнитно-изолированном разряде низкого давления при плотности электронов  $10^{10}$  частиц/см<sup>3</sup> соударения происходят очень редко и группирование в сгустки может происходить только путем электростатического взаимодействия. Так как движение электронов по оси  $z$  (вдоль магнитного поля) не связано с их азимутальным дрейфом, следует исключить все осевые электростатические взаимодейст-

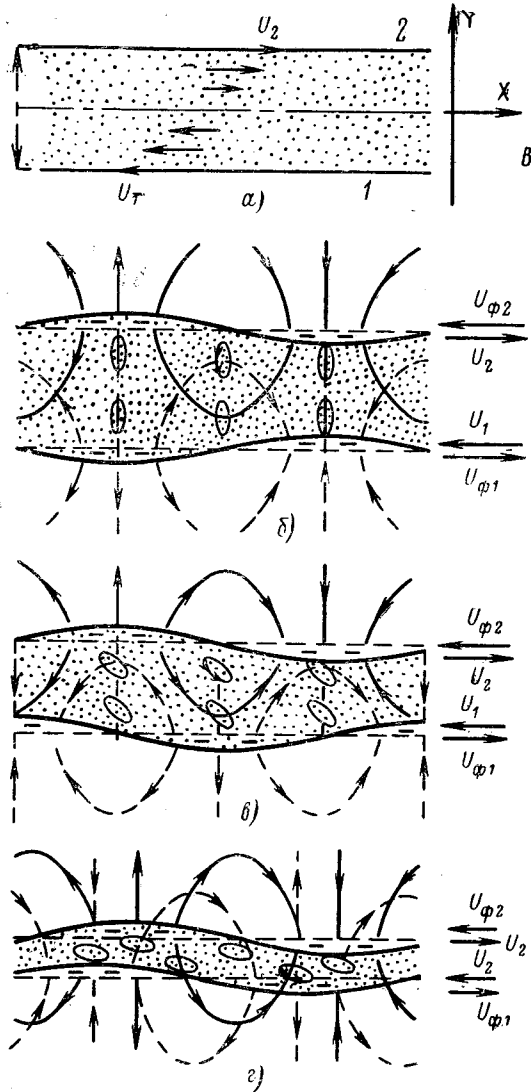


Рис. 17. Днокотронный эффект в плоском слое зарядов.

*a* — невозмущенное состояние; *б* — возмущение типа «шейки» в толстом слое; *в* — комбинация возмущений типов «шейки» и «змейки»; *г* — возмущение типа «змейки» в тонком слое;  $u_1$  и  $u_2$  — скорости дрейфа зарядов на двух поверхностях слоя;  $u_{\phi 1}$  и  $u_{\phi 2}$  — фазовые скорости поверхностных волн [Л. 29].

вия, включая двухпучковый и винтовой виды неустойчивости. Единственный вид неустойчивости, удовлетворительно объясняющий группирование электронов, — «диокотронный эффект»<sup>1</sup>, наблюдаемый в электронных приборах со скрещенными полями [Л. 27—29]. Скорость развития этого явления, предсказываемая теорией, вполне достаточна для того, чтобы компенсировать потери энергии за счет соударений и излучения.

*Диокотронный эффект (теория).* Диокотронная неустойчивость возникает в плазменном слое в присутствии магнитного поля при условии, что плотности зарядов разных знаков не равны. Поскольку знак результирующего заряда несуществен для дальнейшего, будем считать его положительным.

Неустойчивость является результатом взаимодействия двух поверхностных волн, которые распространяются в противоположных направлениях вдоль двух поверхностей слоя. Заряды, создающие возмущающее поле  $E$ , сосредоточены в изгибах поверхности. Это поле вызывает дрейф зарядов перпендикулярно  $E$  и  $B$ . Заряды описывают эллиптические орбиты, создавая волновое движение, аналогичное поверхностным волнам на воде (рис. 17). Скорость дрейфа меняется по толщине слоя, и как следствие этого происходит сдвиг зарядов, который стремится замедлить скорость волны относительно слоя. При подходящих условиях обе волны могут быть полностью остановлены. Если слой достаточно тонкий, такие волны синхронизируют друг друга, порождая новый тип волн с экспоненциально нарастающей амплитудой.

При анализе диокотронного эффекта исходят из уравнений Пуассона:

$$\nabla E = \frac{\rho}{\epsilon_0}; \quad (30)$$

непрерывности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla (\rho_0 v + \rho u) = 0; \quad (31)$$

движения заряда в скрещенных полях:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{e}{m} \{E + [vB]\}, \quad (32)$$

где  $\rho_0$  и  $u$  — плотность зарядов и их скорость для невозмущенного слоя;

$\rho$  и  $v$  — то же для возмущенного слоя;

$E$  — возмущающее поле.

Пренебрегая магнитным полем движущихся зарядов, можно положить

$$\text{rot } E = 0, \quad (33)$$

т. е. решать задачу в квазистатическом приближении.

<sup>1</sup> От греческого διώκειν — погоня, преследование.

В магнитно-изолированном газовом разряде слой зарядов (электроны) обычно имеет цилиндрическую форму и окружен близко расположенными металлическими стенками, влиянием которых нельзя пренебрегать. Конфигурация такого типа изображена на рис. 18. Центральный стержень относится к случаю магнетронной ячейки; в ячейке Пеннинга он отсутствует.

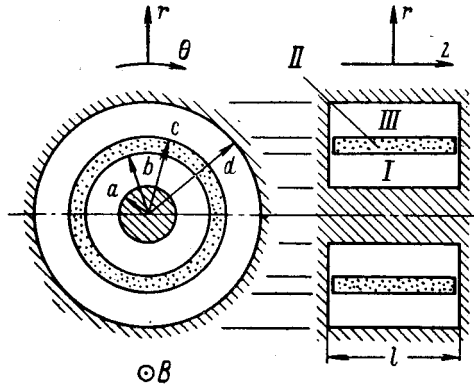


Рис. 18. Цилиндрический слой зарядов конечной длины, окруженный металлическими стенками [Л. 29].

Уравнения (30)—(33) удобно решать, вводя потенциал переменного возмущающего поля  $\Phi$ . Учитывая, что зависимость  $\Phi$  от  $t$ ,  $\theta$  и  $z$  характеризуется волновым множителем  $\exp[i(\omega t - n\theta - kz)]$ , можно получить следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) - \frac{n^2}{r^2} \Phi - T^2 \Phi = 0, \quad (34)$$

где

$$T^2 = -k^2 \frac{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}{1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2 - \omega^2}};$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{\rho e}{\epsilon_0 m}} \text{ — плазменная частота;}$$

$$\omega_c = \frac{eB}{m} \text{ — циклотронная частота.}$$

Волновые числа  $n$  и  $k$  определяются граничными условиями. Периодичность возмущающего поля по азимуту требует, чтобы число  $n$  было целым ( $n=1, 2, 3, \dots$ ). Вдоль оси  $z$  образуется стоячая волна. Предполагая, что имеет место простейший случай, т. е. на длине  $l$  укладывается половина длины волны, получаем  $k=\pi/l$ .

Решение уравнения (34) имеет вид:

$$\Phi = A_1 I_n(Tr) + A_2 K_n(Tr), \quad (35)$$

где  $I_n$  и  $K_n$  — модифицированные функции Бесселя первого и второго родов порядка  $n$ .

Амплитуды  $A_1$  и  $A_2$  содержат не зависящий от  $r$  экспоненциальный множитель, о котором говорилось выше.

Чтобы получить дисперсионное уравнение для системы, изображенной на рис. 18, следует продифференцировать уравнение (35) по  $r$  и  $\theta$ . Это дает компоненты поля  $E_r$  и  $E_\theta$  внутри слоя зарядов (область II на рис. 18). Положив  $\omega_n = 0$ , т. е.  $T = ik$ , получим  $E_r$  и  $E_\theta$  для областей I и III, свободных от зарядов.

Пользуясь условиями непрерывности  $E_r$  и  $E_\theta$  на границах областей, можно найти связь между  $\omega$ ,  $n$  и  $k$ , т. е. дисперсионное уравнение. Неустойчивым типам волн соответствует, очевидно, комплексная величина  $\omega$ , лежащая в левой полуплоскости. Частота  $\omega$  может быть выражена как

$$\omega = \frac{\omega_n^2}{\omega_n} (\omega_r - i\alpha), \quad (36)$$

где  $\omega_r$  имеет действительное значение, близкое к единице. Неустойчивое решение соответствует значениям  $\alpha > 0$ .

Полученное в [Л. 29] дисперсионное уравнение может быть решено относительно  $\alpha$  при следующих ограничениях: отношение циклотронной частоты к плазменной должно удовлетворять неравенству  $\omega_n/\omega_n \gg 1$ , а возмущающие движения зарядов по оси  $z$  должны быть пренебрежимо малыми. Если далее принять, что в схеме на рис. 18  $a = 0$  (центральный стержень отсутствует), то выражение для  $\alpha$  примет окончательный вид:

$$\alpha = n \left\{ -\frac{1}{4} \left[ \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{b^2}{c^2} \right) - A - B \right]^2 - \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{b^2}{c^2} \right) A + AC \right\}^{1/2}, \quad (37)$$

где

$$A = \frac{I_n(kc)}{I_n(kd)} [K_n(kd) I_n(kc) - K_n(kc) I_n(kd)];$$

$$B = \frac{I_n(kb)}{I_n(kd)} [K_n(kb) I_n(kd) - K_n(kd) I_n(kb)];$$

$$C = \frac{I_n(kb)}{I_n(kc)} [K_n(kb) I_n(kc) - K_n(kc) I_n(kb)].$$

С помощью электронной вычислительной машины значения  $\alpha$  были определены для широкого диапазона параметров. На рис. 19 показана, например, зависимость  $\alpha$  от толщины слоя при различных

расстояниях до внешнего цилиндра. Как видно из этих кривых, цилиндрический слой теряет устойчивость, если он становится достаточно тонким.

**Экспериментальное подтверждение теории.** Если явления, предсказываемые теорией диокотронного эффекта, имеют место в действительности, толщина плазменного слоя в разряде типа 2 должна быть близка к некоторому критическому значению, при котором начинается экспоненциальный рост амплитуды возмущений. Это значение может быть найдено из уравнения (37), если положить в нем  $\alpha = 0$ .

Для экспериментальной проверки выводов теории была сделана серия фотографий разряда при различных значениях магнитного поля [Л. 28]. Некоторые из этих фотографий представлены на рис. 20. Электронный слой (большое кольцо) четко заметен благодаря высвечиванию возбужденных атомов газа. При увеличении магнитного поля слой приближается к поверхности анода (уменьшается циклотронный диаметр). Теория предсказывает (см. рис. 19), что в этом случае критическая толщина слоя должна уменьшаться. Зная внешний диаметр слоя и диаметр анода (на фотографиях на рис. 20 анод не виден), можно определить из формулы (37) при  $\alpha = 0$  критическую толщину слоя и сравнить ее с реально наблюдаемой толщиной. На рис. 21 видно, что результаты расчета (сплошные кривые) и экспериментальные точки (для анодов диаметром 6,25 и 2,5 см) хорошо согласуются.

На фотографиях на рис. 20 можно различить также светящееся кольцо меньшего размера, расположенное

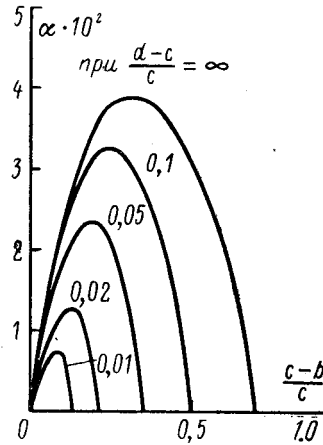


Рис. 19. Показатель нарастания  $\alpha$  в цилиндрическом слое как функция толщины слоя. Параметром семейства кривых является величина  $\frac{d-c}{c}$  (рас-

стояние до внешнего цилиндра в относительных единицах). Радиус внутреннего цилиндра  $a=0$ ; длина цилиндра  $l=c$ , тип колебаний  $n=1$  [Л. 29].

вблизи оси. Это кольцо образуется благодаря вторичной ионизации, производимой быстрыми ионами, траектории которых искривлены магнитным полем (см. § 6).

На основании полученных результатов можно дать следующее объяснение механизма разряда типа 2. При возникновении разряда электронный пространственный заряд понижает потенциал в центре ячейки, пока он не станет меньше потенциала катодов. Тогда электроны

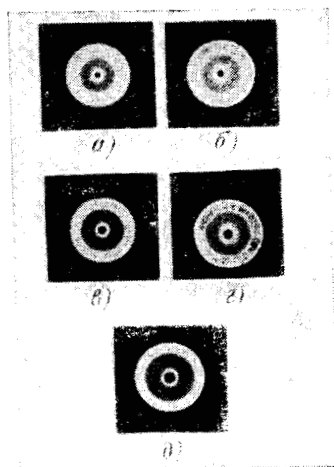


Рис. 20. Фотографии электронного слоя в разряде Пеннинга при различных значениях магнитного поля.

*a* —  $B=0,3$  тл; *б* —  $B=0,4$  тл; *в* —  $B=0,5$  тл; *г* —  $B=0,6$  тл; *д* —  $B=0,7$  тл. Диаметр анода 2,5 см; длина его 2,5 см;  $U_a=2000$  в;  $p=10^{-5}$  мм рт. ст. [Л. 28].

поля, поэтому толщина слоя уменьшается. Когда достигается критическая толщина, начинает нарастать амплитуда возмущений и форма слоя искажается. Часть электронов приближается к аноду на расстояние, меньшее, чем циклотронный диаметр, и перехватывается анодом. Утечка заряда приводит к расширению слоя, и он опять

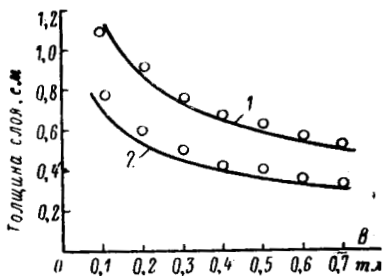


Рис. 21. Зависимость толщины электронного слоя в разряде типа 2 от величины магнитного поля. 1 — диаметр анода 6,25 см; 2 — то же 2,5 см. Сплошные кривые — результат расчета, точки — эксперимент.  $U_a=2000$  в;  $p=10^{-5}$  мм рт. ст. [Л. 28].

уходят из центральной области на катоды<sup>1</sup>. Образуется полый цилиндрический слой электронов, плотность которого продолжает расти благодаря ионизации газа. Возрастание заряда требует более сильного электрического

<sup>1</sup> Как показывают эксперименты, уходящие на катод электроны могут иметь энергию до нескольких десятков электрон-вольт [Л. 31].



на какое-то время становится устойчивым. Однако непрерывная ионизация вскоре восполняет потери и цикл повторяется.

---

## ГЛАВА II

### ДИОДНЫЙ МАГНИТОРАЗРЯДНЫЙ НАСОС

#### 8. УСТРОЙСТВО НАСОСА

Хорошо известно, что во время эксплуатации газоразрядных приборов (тиратронов, люминесцентных ламп и т. п.) давление в них постепенно уменьшается. Если не производить регенерацию газа, давление может снизиться настолько, что разряд погаснет. Это так называемое «жестчение» приборов происходит в результате совместного действия различных физико-химических процессов. Среди них наиболее существенны ионизация газа, распыление металла электродов быстрыми ионами, внедрение ионов и диффузия газа в кристаллическую решетку металла.

Чем большую энергию приобретают ионы в разряде, чем выше химическая активность распыляемого металла, тем заметнее откачивающее действие разряда. Однако для того чтобы ионная откачка могла быть практически использована в вакуумной технике, газовый разряд не должен исчезать при низких давлениях. В этом отношении магнитно-изолированный разряд является совершенно уникальным явлением. Как уже указывалось в гл. I, он может поддерживаться до давления  $10^{-12}$  мм рт. ст., а возможно и ниже.

Уже давно делались успешные попытки использовать ячейку Пеннинга в качестве небольшого насоса [Л. 11]. Первая конструкция насоса, обладающего значительной быстротой откачки и пригодная для массового изготовления, была описана Холлом в 1958 г. [Л. 32, 33] и послужила прообразом более мощных насосов. Насосы такого типа получили название диодных в отличие от разработанных впоследствии триодных насосов, описанных ниже в § 22.

Насос Холла изображен на рис. 22. Его наиболее характерной деталью является анод 1, состоящий из 36 квадратных ячеек. Металлокерамический ввод 2 служит для подачи анодного напряжения и механического

крепления анода. Анод 1 и камера 3 насоса изготовлены из немагнитной нержавеющей стали, катоды 4 — из листового титана<sup>1</sup> толщиной 3 мм. Один из катодов приваривается точечной сваркой ко дну камеры, другой, показанный на рис. 22, крепится таким же образом к крышке камеры. Последняя соединяется с камерой при

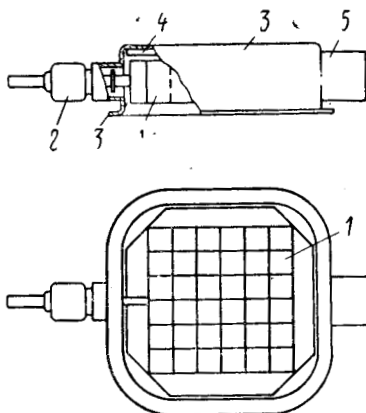


Рис. 22. Устройство насоса Холла. Крышка камеры и один из катодов удалены.

1 — анод; 2 — высоковольтный ввод; 3 — камера; 4 — катод; 5 — трубопровод [Л. 32, 33].

помощи аргоно-дуговой сварки (в процессе эксплуатации насоса камера не вскрывается). Для присоединения к вакуумной системе служит трубопровод 5. Аксонометрическое изображение насоса показано на рис. 23, схема включения электродов — на рис. 24.

Быстрота откачки насоса слабо зависела от давления и составляла для воздуха 8 л/сек при давлении  $10^{-6}$  мм рт. ст. Наименьшее достигнутое давление было равно  $10^{-10}$  мм рт. ст. (если судить по величине разрядного тока). Для получения такого давления насос

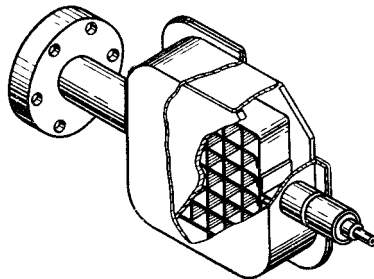
подвергался прогреву в течение 6 ч при температуре  $500^{\circ}\text{C}$ . На время прогрева магнит был снят, и система откачивалась другим таким же насосом.

Для запуска насоса необходимо предварительное разрежение, которое обычно создается механическим или адсорбционным насосом. Когда в системе будет достигнуто давление  $(1 \div 2) \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст., включается анодное напряжение и возникает тлеющий разряд между анодом и катодами. Падение напряжения при таком давлении составляет около 400 в и слабо зависит от величины тока. Насос ведет себя подобно газоразрядному стабилизатору напряжения, в котором ток определяется параметрами источника питания. Для ограничения величины тока в небольших насосах используется дополни-

<sup>1</sup> Кроме титана, в качестве материала катодов могут применяться цирконий, молибден и некоторые другие металлы.

тельное сопротивление, включаемое в цепь последовательно (рис. 24). В мощных насосах применяют более сложные схемы, рассмотренные ниже в § 17.

Рис. 23. Аксонометрическое изображение насоса Холла [Л. 13].



При давлениях около  $10^{-2}$  мм рт. ст. магнитное поле почти не влияет на разряд; быстрота откачки невелика и, как правило, нестабильна. Разряд может вызвать сильное выделение газа с поверхностей насоса, и давление в системе вначале будет повышаться (см. § 16). В этих условиях целесообразно некоторое время продолжать откачку насосом предварительного разрежения. Когда эффект ионной откачки станет очевидным, система изолируется от форвакуума с помощью клапана или путем отпайки. С этого момента начинается характерный для магниторазрядного насоса процесс, называемый периодом старта. При понижении давления от  $10^{-2}$  до  $10^{-4}$  мм рт. ст. происходит смена типов разряда, результатом которой является установление одной из форм разряда, характерных для высокого вакуума (тип 1 или 2). Сопротивление разрядного промежутка повышается, ток падает. Из-за наличия балластного сопротивления падение тока автоматически вызывает рост анодного напряжения, что в свою очередь увеличивает быстроту

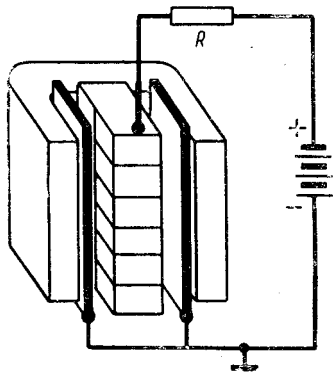


Рис. 24. Схема соединения электродов насоса с источником питания.

$R$  — балластное сопротивление для ограничения величины тока в период старта.

откачки. Период старта, длительность которого может варьироваться от нескольких минут до нескольких часов, заканчивается относительно быстрым переходом в область высокого вакуума. В этот момент ток резко падает и продолжает далее уменьшаться пропорционально давлению. Анодное напряжение и быстрота откачки повышаются и достигают своих номинальных значений.

Быстрота откачки магниторазрядного насоса может быть значительно увеличена, если применять соответственно большее число ячеек. Конструкции таких мощных насосов и характер возникающих при этом ограничений будут рассмотрены в § 13. Предварительно необходимо познакомиться с теми свойствами магниторазрядного насоса, которые не зависят от числа ячеек, в первую очередь — с механизмом откачки.

### 9. МЕХАНИЗМ ОТКАЧКИ РАЗЛИЧНЫХ ГАЗОВ

Если принять быстроту откачки воздуха за 100%, то относительные значения быстроты откачки наиболее часто встречающихся газов располагаются в порядке уменьшения следующим образом [Л. 34]:

|                                  |        |
|----------------------------------|--------|
| Водород . . . . .                | 270    |
| Дейтерий . . . . .               | 190    |
| Легкие углеводороды . . . . .    | 90—160 |
| Азот . . . . .                   | 100    |
| Пары воды . . . . .              | 100    |
| Углекислый газ . . . . .         | 100    |
| Кислород . . . . .               | 57     |
| Гелий . . . . .                  | 10     |
| Неон . . . . .                   | 4      |
| Аргон, криптон, ксенон . . . . . | 1      |

Процессы откачки в магниторазрядном насосе довольно сложны и мало доступны для экспериментального изучения. В настоящее время установлено наличие двух основных механизмов откачки:

химическое связывание газов распыленным титаном; абсорбция газов в результате прямого молекулярного контакта с поверхностью электродов.

В зависимости от природы газа преобладает тот или другой механизм. Химическим способом откачиваются активные газы (азот, кислород и т. п.). Положительные ионы этих газов, бомбардируя катоды, вырывают атомы титана. Эти атомы не заряжены и потому нечувствительны к электрическому и магнитному полям. В основном

они осаждаются на поверхности анода, так как именно анод составляет большую часть поверхности, видимой с катода. Кроме ионов, в разряде присутствуют активные нейтральные частицы газа — диссоциировавшие молекулы (атомы) и метастабильные атомы и молекулы. Ионы и активные частицы гораздо легче вступают в химические реакции, чем стабильные молекулы, из которых состоит газ в отсутствие разряда. В результате образуются твердые устойчивые соединения с низкой упругостью паров (температура разложения нитрида титана  $3\,000^{\circ}\text{C}$ ; окислы титана также устойчивы до  $1\,500^{\circ}\text{C}$ ). Молекулы этих соединений могут возникать и на катодах, например в момент попадания туда иона. Однако поверхность катодов непрерывно распыляется, поэтому химически связанный газ в конце концов оседает на аноде, оставаясь лишь на тех участках катода, которые не подвергаются ионной бомбардировке (см. также рис. 13).

Сложные газы, пары воды, углекислый газ, аммиак и углеводороды, по-видимому, диссоциируют в разряде. Например, при соударении с электроном сложная углеводородная молекула распадается на несколько более простых молекул (атомов), которые в свою очередь ионизируются и откачиваются. Другие процессы, которые здесь происходят, включают диссоциацию на положительные и отрицательные ионы (последние идут прямо на анод), разрушение сложных ионов при ударе о поверхность катода и распыление титана и его соединений. Наблюдается также отложение свободного углерода из сложных молекул на внутренних поверхностях насоса.

Легкие газы (водород, дейтерий, гелий) не дают заметного распыления титана. Для них более существенным является второй механизм откачки — благодаря малым молекулярным размерам ионы легких газов могут внедряться в тело катода и диффундировать в глубь него. Заметная откачка водорода продолжается в течение некоторого времени после выключения разряда, т. е. нейтральные атомы водорода адсорбируются чистой поверхностью катода.

Титан и водород хорошо реагируют друг с другом, образуя гидрид титана. Его теоретическая формула  $\text{TiH}_2$ , но наибольшая измеренная концентрация водорода в титане соответствует составу  $\text{TiH}_{1,76}$ . По этой причине гид-

рид титана рассматривается не как химическое соединение, а как твердый раствор водорода в титане. Раствор Ti—H имеет больший объем, чем сам титан, что приводит к образованию внутренних напряжений и трещин в местах максимальной концентрации водорода.

В обычных условиях быстрота откачки для водорода в 2,5—3 раза больше, чем для воздуха. Однако при поглощении значительных количеств водорода поверхность катода увеличивается благодаря растрескиванию и быстрота откачки водорода возрастает примерно вдвое. Если же эту развитую поверхность очистить путем бомбардировки ионами аргона, можно получить стабильную быстроту откачки водорода, которая превышает нормальную более чем в 5 раз [Л. 35].

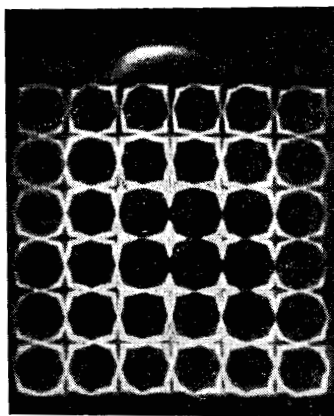


Рис. 25. Радиография катода магниторазрядного насоса после откачки радиоактивного криптона [Л. 36].

Диффузия гелия затруднена его большими атомными размерами. Первоначально быстрота откачки гелия высока, однако пропорционально уменьшению давления она снижается до величины составляющей около

10% быстроты откачки воздуха. Обратное выделение водорода или гелия наблюдается при бомбардировке ионами более тяжелых газов или нагреве до температуры свыше 200° С. При комнатной температуре обратное выделение легких газов несущественно даже при давлениях порядка  $10^{-10}$  мм рт. ст.

Быстрота откачки аргона, криптона и ксенона также первоначально высока. Подобно гелию эти газы откачиваются благодаря абсорбции ионов катодом. Когда катод насыщается, быстрота откачки падает до малой величины, составляющей примерно 1% быстроты откачки воздуха. При этом могут происходить периодические глубокие изменения давления (см. ниже). Длительная, стабильная откачка тяжелых инертных газов происходит в основном на катодах. На рис. 25 показан радиогра-

фический отпечаток катода магниторазрядного насоса, который откачивал радиоактивный криптон  $Kr^{85}$ . Затем насос был разобран и катод оставлен на некоторое время в контакте с фотопленкой [Л. 36]. На отпечатке хорошо видно, что криптон сосредоточен в тех местах, где происходит стабильное напыление титана. В центральных областях ячеек из-за интенсивного распыления поверхности катода происходит обратное выделение ранее откачанного газа, и результирующая быстрота откачки для этих участков катода равна нулю.

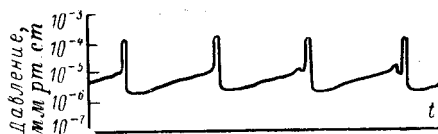


Рис. 26. Типичная зависимость давления от времени при аргонной нестабильности [Л. 84].

Было произведено также количественное определение содержания откачанного инертного газа в электродах насоса [Л. 37]. Для этой цели использовался радиоактивный изотоп ксенона  $Xe^{131m}$ . Как и предполагалось, основное количество газа было заключено в катодах, однако примерно 20% ксенона откачивалось анодом. Каким образом инертный газ попадает на анод, не вполне ясно. При комнатной температуре время адсорбции невозбужденных атомов инертного газа на поверхностях анода слишком мало, чтобы эффект их «захоронения» слоями распыляемого титана мог быть заметным. С другой стороны, положительные ионы, казалось бы, энергетически не способны достичь анода. Для объяснения этого явления предлагались различные гипотезы [Л. 36], в частности:

- 1) возбужденные нейтральные атомы адсорбируются на поверхности анода и запыляются титаном; 2) быстрые нейтральные частицы, образовавшиеся из ионов путем перезарядки, внедряются в анод и запыляются титаном; 3) поток атомов распыляемого титана действует подобно рабочему веществу диффузионного насоса и выталкивает газ из межэлектродного пространства с последующим погребением его на аноде; 4) ионы газа приобретают кинетическую энергию, достаточную для

попадания на анод, за счет колебаний пространственного заряда.

Последняя из перечисленных возможностей находит некоторое подтверждение при исследовании эффекта «аргонной нестабильности» [Л. 84]. Этот эффект легче всего наблюдать, если в работающий насос непрерывно вводится небольшое количество аргона через натекатель. Как только давление аргона в системе увеличится примерно до  $10^{-5}$  мм рт. ст., появляются характерные «всплески» давления (рис. 26). Во время каждого всплеска давление возрастает до максимальной величины  $2 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст., после чего начинается довольно резкий спад. Это показывает, что при увеличении давления примерно до  $2 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст. вступает в игру новый механизм откачки, который не проявлялся при более низких давлениях. Можно предполагать, что таким механизмом являются возмущения пространственного заряда, о которых шла речь в § 7. Как мы видели, переменное возмущающее поле образует стоячую волну вдоль окружности анода. Например, когда на одну половину анода идут электроны, другая половина имеет поле возмущения обратной полярности, т. е. может перехватывать ионы. Частота повторения этих возмущений, как указывалось в § 7, пропорциональна току разряда, т. е. давлению. Не исключена возможность, что подобный механизм объясняет существование верхнего предела давления при аргонной нестабильности.

Кроме случая откачки чистого аргона, нестабильность может также наблюдаться при длительной откачке воздуха, содержащего, как известно, 1% аргона. Для этого насос должен проработать несколько сотен часов при давлении воздуха  $10^{-5}$  мм рт. ст. [Л. 84].

Ионы аргона вызывают более интенсивное распыление титана, чем ионы более легких газов. Например, при откачке воздуха азот и кислород откачиваются лучше благодаря наличию аргона. Поэтому быстрота откачки воздуха больше, чем любой из его составляющих.

Таким образом, мы видим, что диодный магниторазрядный насос обычного типа может применяться для откачки любого газа. Однако для него характерна малая быстрота откачки аргона, криптона и ксенона. Этот недостаток не является серьезной помехой в практической работе. Почти все виды вакуумной откачки попадают в одну из двух категорий, ни одна из которых не



предполагает постоянного натекания аргона в систему: предварительная откачка атмосферного воздуха, содержащегося в системе, до рабочего давления;

откачка газов, выделяющихся при работе системы.

В первом случае парциальное давление аргона будет падать согласно уравнению  $p = p_0 \exp(-S_{\text{Ar}}t/V)$ , где  $S_{\text{Ar}}$  — быстрота откачки аргона;  $V$  — объем системы. Например в типичной системе с вакуумным колпаком  $V = 150$  л и  $S_{\text{Ar}} = 4$  л/сек для насоса, имеющего скорость откачки воздуха 400 л/сек.

Полагая  $p = 0,001p_0$ , находим  $t = 260$  сек. Если насос начинает работу при  $5 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст., что соответствует парциальному давлению аргона  $p_0 = 5 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст., то примерно через 4 мин это давление упадет до  $5 \cdot 10^{-8}$  мм рт. ст. Действительно, измерения с помощью газоанализатора показывают, что через 10—12 мин аргонный пик совершенно исчезает [Л. 7].

Разумеется, могут встретиться случаи, когда малая быстрота откачки аргона и связанная с этим нестабильная работа насоса становятся недопустимыми. Тогда следует отдать предпочтение специальным насосам, которые обеспечивают стабильную откачку инертных газов (см. § 22).

## 10. ИЗМЕРЕНИЕ БЫСТРОТЫ ОТКАЧКИ

Понятие быстроты откачки магниторазрядного насоса совпадает с общепринятым в вакуумной технике. Но сама процедура ее измерения в условиях сверхвысокого вакуума и при наличии ярко выраженных поверхностных процессов отличается некоторым своеобразием [Л. 8, 38, 39].

В настоящее время для измерения быстроты откачки в высоковакуумных системах применяется так называемый «метод двух манометров» [Л. 38] или более совершенный «метод трех манометров» [Л. 39]. Схема измерений по методу трех манометров изображена на рис. 27. Калиброванная проводимость  $C_{12}$  между ионизационными манометрами  $M_1$  и  $M_2$  рассчитывается по известной формуле для длинной трубы. Для воздуха при комнатной температуре  $C_{12} = 12,1D^3/L$ , где  $D$  и  $L$  — диаметр трубы и ее длина в сантиметрах [л/сек]. Если в систему впускается газ через натекатель  $H$ , поток газа, откачи-

ваемого насосом, может быть измерен по разности показаний манометров  $M_1$  и  $M_2$  как  $Q = C_{12}(p_1 - p_2)$ . Быстрота откачки насоса  $S$  определяется из соотношения  $Q = Sp$ . Таким образом, находим, что в месте расположения манометра  $M_3$  быстрота откачки  $S_3$  будет

$$S_3 = C_{12} \frac{p_1 - p_2}{p_3}. \quad (38)$$

Расположение насоса и манометров, показанное на рис. 27, устраняет возможность прямого пролета молекулы газа из патекателя в насос, из манометра в насос,

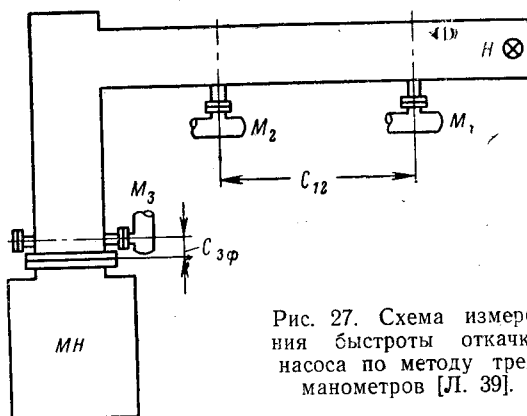


Рис. 27. Схема измерения быстроты откачки насоса по методу трех манометров [Л. 39].

а также из одного манометра в другой. Тем самым формируется ненаправленный молекулярный поток газа, для которого применима формула (38). Существенно также и то, что вероятность захвата молекулы газа, попадающей во входное отверстие магниторазрядного насоса, обычно не превышает 0,2 [Л. 38]. Когда вероятность захвата приближается к единице (например, в криогенных и некоторых других насосах), поток газа становится направленным, а показания ионизационного манометра — неоднозначными [Л. 41].

Если желательно знать быстроту откачки  $S_{\Phi}$  непосредственно на входном фланце насоса, можно воспользоваться формулой

$$\frac{1}{S_{\Phi}} = \frac{1}{S_3} - \frac{1}{C_{3\Phi}}, \quad (39)$$

где  $\hat{C}_{3ф}$  — проводимость участка от манометра  $M_3$  до фланца насоса (рис. 27).

Проводимость  $C_{12}$  обычно выбирается с таким расчетом, чтобы отношение давлений  $p_1/p_2$  оказывалось в пределах  $2 < p_1/p_2 < 10$ .

Все устройство, изображенное на рис. 27, должно быть выполнено таким образом, чтобы при закрытом напекателе давление в системе было по крайней мере на порядок меньше того, при котором будет измеряться быстрота откачки. Необходимо применять трубопроводы из нержавеющей стали, металлокерамические или металлостеклянные переходы для ионизационных манометров, металлические уплотнения и т. п.

После основательного обезгаживания прогревом и достижения предельно низкого давления насос на некоторое время выключается. В систему напускается рабочий газ, и устанавливается равновесное постоянное давление, что позволяет взаимно прокалибровать манометры. Затем работа насоса возобновляется. Когда получено нужное давление, дается постоянное натекание газа и производится измерение быстроты откачки. Записываются (лучше всего автоматически) значения  $p_1$ ,  $p_2$  и  $p_3$ . Рабочие параметры системы, например ток эмиссии и положение нуля ионизационных манометров, разрядный ток и анодное напряжение насоса, тщательно контролируются. Вычисление быстроты откачки по формуле (38) производится в процессе измерений многократно до тех пор, пока не будет достигнуто равновесное значение  $S$ .

Помимо обычных процессов установления термодинамического равновесия, которые протекают в высоком вакууме замедленно, для магниторазрядного насоса характерны специфические переходные явления. В частности, быстрота откачки, измеренная после возрастания давления в системе, будет больше установившегося значения, так как свежераспыленные поверхности приходят к равновесию с новой, более высокой плотностью газа и скоростью распыления путем усиленной сорбции. Наоборот, измерение быстроты откачки после уменьшения давления дает величину меньше равновесной. В этом случае обратный процесс — десорбция — переводит насос и систему в новое состояние равновесия.

Типичная зависимость  $S(p)$  для насоса, имеющего номинальную скорость откачки 500 л/сек, приведена на

рис. 28. Таблица 1 дает представление о трудностях измерений, связанных с большими временами установления.

Для небольших насосов время установления меньше. При сравнительно высоком давлении  $10^{-5}$  мм рт. ст. приходится ждать всего несколько минут, при  $10^{-8}$  мм рт. ст. — несколько часов [Л. 38]. Впрочем, ино-

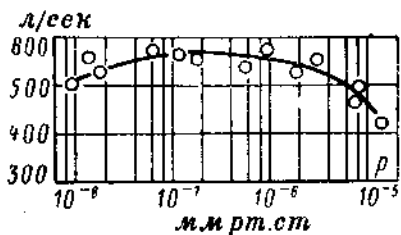


Рис. 28. Быстрота откачки в зависимости от давления для магниторазрядного насоса с номинальной величиной  $S=500$  л/сек [Л. 39].

гда равновесие достигается почти мгновенно [Л. 39].

Из изложенного следует, что измерение быстроты откачки магниторазрядного насоса является далеко не простой задачей. Фактически при  $p < 10^{-8}$  мм рт. ст. такие измерения не проводились, хотя откачивающее дей-

Таблица 1

| Диапазон давлений, мм рт. ст. | Время установления, ч | Интервал между отсчетами, мин |
|-------------------------------|-----------------------|-------------------------------|
| $10^{-6}$                     | 4                     | 15                            |
| $10^{-7}$                     | 8                     | 30                            |
| $10^{-8}$                     | 24                    | 60                            |

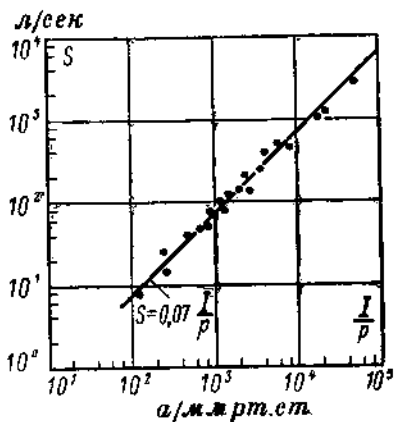
ствие насоса наблюдается и при давлениях ниже  $10^{-12}$  мм рт. ст. [Л. 42]. Для оценки эффективности насоса в условиях сверхвысокого вакуума, а также для быстрого сравнения различных конструкций с целью оптимизации используется другой параметр — интенсивность разряда  $I/p$ , т. е. отношение разрядного (анодного) тока насоса к давлению. Наблюдения показывают, что величина  $I/p$ , как правило, пропорциональна  $S$  в широком диапазоне давлений, т. е.

$$S = K \frac{I}{p} \quad (\text{в равновесии}), \quad (40)$$

где константа  $K$  зависит от рода газа и напряжения на электродах.

Соотношение (40) предполагает, что механизм откачки целиком определяется ионным током. В действительности же откачка является разностным эффектом между конкурирующими процессами сорбции и десорбции газа. Это особенно заметно при работе с инертными газами [Л. 43]. Во всех остальных случаях интенсивность

Рис. 29. Зависимость  $S(I/p)$  для азота. Точками отмечены значения  $I/p$  и номинальной скорости откачки  $S$  различных промышленных образцов магниторазрядных насосов при типовых условиях эксплуатации [Л. 44].



разряда  $I/p$  вполне может характеризовать быстроту откачки незагрязненного насоса. Установление равновесия при измерении  $I/p$  происходит гораздо быстрее, так как эта величина отражает скорее давление в системе, чем переходные процессы на поверхностях насоса.

На рис. 29 показана зависимость скорости откачки азота от интенсивности разряда для различных насосов, выпускаемых промышленностью [Л. 44]. Прямая линия проведена по уравнению  $S = 0,07 I/p$  л/сек.

## 11. ОПТИМАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ РАБОТЫ ОТДЕЛЬНОЙ ЯЧЕЙКИ

Быстрота откачки ячейки насоса зависит от большого числа различных факторов [Л. 45]. Кроме материала катода и рода газа, наиболее существенное значение имеют такие величины, как давление  $p$ , анодное напряжение  $U_a$ , магнитное поле  $B$ , длина ячейки  $l$  и ее диаметр или сторона квадрата  $d$ . Все эти параметры (за исключением  $p$ ) могут быть выбраны по нашему усмотрению, во всяком случае при конструировании. Желательно, чтобы быстрота откачки сохранялась по-

стойной в рабочем диапазоне давлений. В какой мере это можно осуществить, видно из рис. 28. Более подробно этот вопрос обсуждается в § 12.

Для получения некоторых аналитических соотношений, полезных при расчете насоса, мы воспользуемся результатами теории спокойного разряда, изложенной в § 5. Несмотря на приближенный характер этой теории, она дает удовлетворительную точность и помогает правильно ориентироваться в большом числе переменных, от которых зависит быстрота откачки. Это избавляет нас от длительных, часто бесплодных поисков оптимальных размеров ячейки экспериментальным путем.

Как было установлено, быстрота откачки пропорциональна интенсивности разряда  $I/p$ . Вместо давления  $p$  можно пользоваться частотой столкновений  $\nu_c$ . Например, для азота  $\nu_c = 2 \cdot 10^{10} p$ , где  $p$  выражено в *мм рт. ст.* [Л. 21]. Максимальное значение разрядного тока ячейки  $I_{\text{макс}}$  достигается согласно рис. 8 и выводам § 5, когда разряд типа 1 переходит в тип 2. При этом глубина потенциальной ямы равна приложенному напряжению. Из формулы (25) имеем:

$$\frac{I_{\text{макс}}}{\nu_c} = 4\pi\epsilon_0 l \frac{\nu_i}{\nu_c} U_a N \quad (41)$$

(для общности в правой части введен множитель  $N$ , обозначающий число одинаковых ячеек).

Максимальному току соответствует вполне определенная величина магнитного поля, точнее произведения  $Bd$ , где  $d = 2r_a$  — диаметр ячейки (или длина стороны квадрата). Оптимальное значение  $(Bd)_{\text{опт}}$  может быть найдено с помощью формулы (24):

$$(Bd)_{\text{опт}} = \frac{8}{\sqrt{3}} \sqrt{\frac{m}{e} \cdot \frac{U_a}{\frac{\nu_i}{\nu_c}}} \quad (42)$$

Минимальное значение  $(Bd)_{\text{мин}}$  определяется условием потухания разряда (23):

$$(Bd)_{\text{мин}} = \frac{16}{3} \frac{\nu_i}{\nu_c} \sqrt{\frac{2mU_i}{e}} \quad (43)$$

Принимая  $\nu_i/\nu_c = 0,13$  и  $U_i \approx 16$  в (азот), находим, что  $(Bd)_{\text{мин}} = 0,55$  тл·мм. Это соотношение изображено

в координатах  $(B, d)$  на рис. 30 (пунктирная линия). Сплошные линии на том же рисунке проведены для  $(Bd)_{\text{опт}}$  по уравнению (42) при двух анодных напряжениях: 3 и 6 кв.

Таким образом, выбор анодного напряжения  $U_a$  определяет согласно формуле (42) значение  $(Bd)_{\text{опт}}$ . Комбинируя (41) и (42), находим, что при  $Bd = (Bd)_{\text{опт}}$

$$\frac{I_{\text{макс}}}{v_e} = \frac{3\pi e v_e}{16m} \left(\frac{v_i}{v_e}\right)^2 B^2 d^2 l N. \quad (44)$$

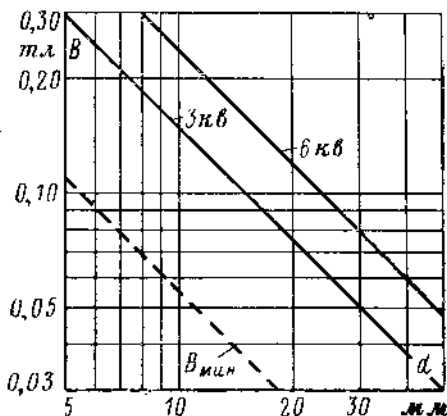


Рис. 30. График для определения минимального и оптимального магнитного поля в ячейке.

Произведение  $\frac{\pi}{4} d^2 l N$  — полный объем всех ячеек, который составляет часть объема магнитного зазора  $V_{\text{зая}}$ . Можно записать:

$$\frac{\pi}{4} d^2 l N = \alpha V_{\text{зая}}, \quad (45)$$

где  $\alpha < 1$ ; обычно  $\alpha = 0,2 \div 0,5$ .

Для оптимально спроектированного магнита имеет место соотношение [Л. 56]

$$B^2 V_{\text{зая}} = 2 \frac{w_{\text{макс}} V_M}{\sigma}, \quad (46)$$

где  $V_M$  — объем магнита;

$\sigma$  — коэффициент рассеяния магнитной системы;

$\omega_{\text{макс}}$  — удельная внешняя магнитная энергия, которая является характеристикой применяемого магнитного материала:

$$\omega_{\text{макс}} = \frac{(BH)_{\text{макс}}}{2}. \quad (47)$$

В этом выражении  $\omega_{\text{макс}}$  выражается в  $\text{дж/м}^3$ , если индукция  $B$  в зазоре выражается в тесла, а напряженность магнитного поля  $H$  — в  $\text{а/м}$ .

С помощью формул (45) и (46) выражение (44) может быть записано как

$$\frac{I_{\text{макс}}}{v_0} = \frac{3\pi_0 e}{2m} \left( \frac{v_l}{v_0} \right)^2 \frac{\alpha \omega_{\text{макс}}}{\sigma} V_M. \quad (48)$$

Следовательно, максимальная быстрота откачки, приходящаяся на единицу объема магнитного материала, определяется величиной  $\alpha \omega_{\text{макс}}/\sigma$ , т. е.

$$\frac{S}{V_M} \sim \frac{\alpha \omega_{\text{макс}}}{\sigma}. \quad (49)$$

Теперь мы можем уточнить, что же следует понимать под оптимальной конструкцией насоса. Прежде всего это оптимально выполненная магнитная система с ма-

лым рассеянием, в которой желательно использовать магнитный материал с высоким значением  $\omega_{\text{макс}}$ . Объем ячеек должен составлять по возможности большую часть объема магнитного зазора, т. е.  $\alpha$  должно приближаться к единице. Свойства магнитного материала должны определить и наиболее выгодную величину поля в зазоре  $B$  (см. ниже § 14). Затем, выбрав анодное напряжение  $U_a$ , можем определить с помощью (42) поперечный размер ячеек  $d$ , а также их длину  $l$  и количество  $N$ . При

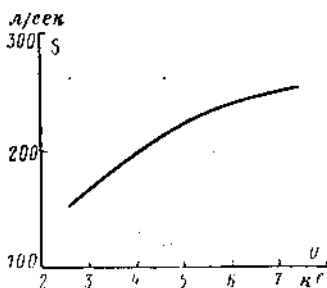


Рис. 31. Зависимость скорости откачки магниторазрядного насоса от анодного напряжения [Л. 44].

этом следует учитывать, что быстрота откачки может ограничиваться вакуумной проводимостью зазоров между анодом и катодами (см. § 13). Длина ячейки  $l$



обычно выбирается в пределах  $l=(1 \div 2)d$ . Некоторые основания для этого, связанные с влиянием неоднородностей магнитного поля, излагаются ниже в § 14.

Если увеличивать анодное напряжение насоса, оставляя все прочие параметры неизменными, то соотношение (42) будет нарушено. Магнитное поле окажется меньше оптимального значения, и

анодный ток, как это видно из рис. 8, практически не будет возрастать. Тем не менее быстрота откачки будет расти благодаря увеличению средней энергии ионов (рис. 31). Из соображений практического удобства величина  $U_a$  обычно выбирается в пределах от 3 до 7 кв. При более высоких напряжениях быстрота откачки возрастает незначительно, а опасность пробоев увеличивается.

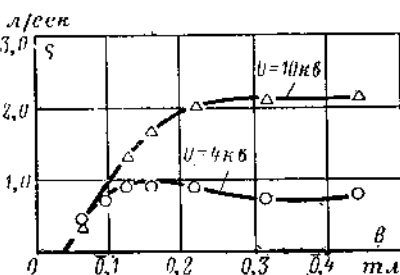


Рис. 32. Быстрота откачки одной ячейки как функция магнитного поля при двух значениях анодного напряжения. Катоды из титана.

$d=12,5$  мм;  $l=23$  мм; расстояние между катодами 35 мм; давление  $(1 \div 5) \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст. [Л. 8].

Полученное нами соотношение (44) позволяет также оценить быстроту откачки количественно. Приняв  $S=0,07I/p$ ,  $v_c=2 \cdot 10^{10}$  р (азот),  $v_i/v_c=0,13$  и подставив числовые значения  $e_0$  и  $e/m$ , получим:

$$S \cong 2,2 \cdot 10^7 B^2 d^2 I N, \text{ л/сек.} \quad (50)$$

Для ячейки диаметром  $d=12,5$  мм ( $1,25 \cdot 10^{-2}$  м) и  $U_a=4$  кв формула (42) дает оптимальное значение магнитного поля  $B=0,14$  тл. Одна ячейка длиной  $l=23$  мм ( $2,3 \cdot 10^{-2}$  м), помещенная в такое поле, должна согласно выражению (50) обеспечить быстроту откачки азота  $S \approx 1,5$  л/сек. Результаты соответствующих измерений [Л. 8], представленные на рис. 32, показывают, что поле  $B=0,14$  тл действительно соответствует максимальной скорости откачки, равной 1,0 л/сек.

Оптимальная форма ячейки — круглый цилиндр. Другие формы поперечного сечения, например квадрат или шестигульльник, для которых круглая ячейка является вписанной, не обеспечивают столь высокой скорости откачки, хотя они дают больший ионный ток при любом

давлении [Л. 7]. По-видимому, круглая ячейка дает ионы с большей средней энергией, чем ячейки другой формы. Однако удобство массового изготовления квадратных ячеек из листового металла привело к тому, что они применяются в большинстве конструкций магниторазрядных насосов.

## 12. БЫСТРОТА ОТКАЧКИ И ТОК МАГНИТОРАЗРЯДНЫХ НАСОСОВ В ОБЛАСТИ НИЗКИХ ДАВЛЕНИЙ

При низких давлениях быстрота откачки магнито-разрядных насосов снижается [Л. 46, 47]. Это становится заметным уже при  $p \approx 10^{-7}$  мм рт. ст. (см. рис. 28). При давлениях ниже  $10^{-8}$  мм рт. ст. о быстроте откачки удобнее судить по интенсивности разряда  $I/p$ . Зависимость  $I/p$  от давления при  $p < 10^{-6}$  мм рт. ст. имеет три характерные области:

область сравнительно высоких давлений ( $10^{-7}$ — $10^{-6}$  мм рт. ст.), в которой  $I/p$  и  $S$  близки к своим максимальным значениям;

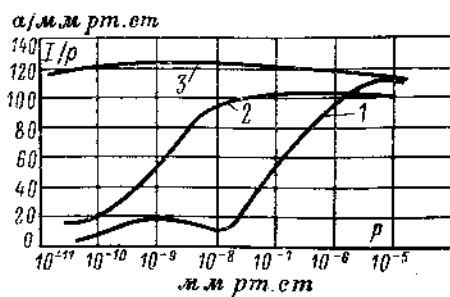


Рис. 33. Интенсивность разряда  $I/p = f(p)$  для различных ячеек (см. табл. 2) [Л. 46].

переходную область, где  $I/p$  и  $S$  убывают с давлением, другими словами анодный ток падает быстрее, чем давление; положение этой области на шкале давлений зависит от величины  $Vd$  [Л. 46], а также характера обработки внутренних поверхностей насоса (см. ниже);

область низких давлений, характеризуемую значениями  $I/p$  и  $S$  в 5—10 раз меньше максимальных; стоит

заметить, что интенсивность разряда не падает до нуля при уменьшении давления [Л. 46].

Зависимость  $I/p = f(p)$  для ячеек с различными диаметрами приведена на рис. 33 (размеры ячеек, их число и условия опыта указаны в табл. 2).

Таблица 2

| Номер кривой на рис. 33 | Диаметр ячейки, мм | Число ячеек | Объем ячеек в относительных единицах | Отношение длины ячейки к ее диаметру | Магнитное поле, тл | Анодное напряжение, в |
|-------------------------|--------------------|-------------|--------------------------------------|--------------------------------------|--------------------|-----------------------|
| 1                       | 12,5               | 36          | 1,0                                  |                                      |                    |                       |
| 2                       | 25                 | 6           | 1,3                                  | 1,5                                  | 0,1                | 3 000                 |
| 3                       | 50                 | 3           | 5,3                                  |                                      |                    |                       |

Как видно из этих кривых, увеличение диаметра ячейки (при одновременном увеличении ее длины) дает существенное улучшение характеристик откачки в диапазоне низких давлений. К таким же результатам приводит и рост магнитного поля. Насосы с увеличенным значением  $Vd$ , у которых  $I/p$  поддерживается постоянным до давлений порядка  $10^{-11}$  мм рт. ст., обеспечивают более быструю откачку и дают соответственно более низкое предельное давление. Однако объем ячеек, а следовательно, и вес магнитной системы в этом случае возрастают.

Причины, вызывающие спад  $I/p$  и  $S$  при низких давлениях, точно не установлены. Есть основания предполагать, что уменьшение величины  $I/p$  связано с сокращением времени жизни электронов в разряде. Имеет смысл подробнее остановиться на этом вопросе, поскольку одним из основных преимуществ магниторазрядного насоса является возможность достижения давлений значительно ниже  $10^{-7}$  мм рт. ст.

Время жизни электрона  $t_a$ , т. е. время, прошедшее от момента его возникновения до попадания на анод, можно оценить на основании результатов, полученных в § 5. Из формул (16) и (17) следует, что радиальный дрейф электронов к аноду (разряд типа 1) происходит со скоростью

$$v_r = \frac{dr}{dt} = \frac{v_{tr}}{2}. \quad (51)$$

Отсюда находим:

$$t_a = \frac{2}{v_i} \ln \frac{r_a}{r_0}, \quad (52)$$

где  $v_i$  — частота ионизации;  
 $r_a$  и  $r_0$  — радиусы анода и точки возникновения электрона.

Если пренебречь электронами, приходящими с малых радиусов, можно считать, что  $\ln(r_a/r_0) \ll 1$ . Тогда максимальное время жизни электрона будет

$$t_{a \text{ макс}} \approx \frac{2}{v_i}. \quad (53)$$

Принимая  $v_i = 0,1 v_c$  [Л. 22] и  $v_c = 2 \cdot 10^{10} p$  мм рт. ст., имеем:

при  $p = 10^{-6}$  мм рт. ст.  $t_{a \text{ макс}} = 10^{-3}$  сек;

при  $p = 10^{-12}$  мм рт. ст.  $t_{a \text{ макс}} = 10^3$  сек  $\approx 17$  мин.

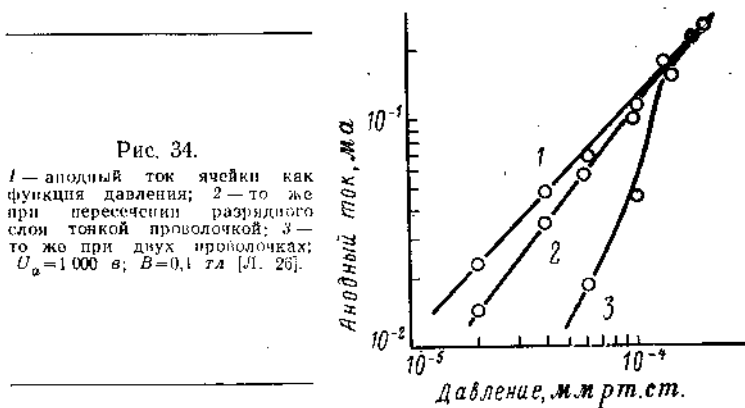
К таким же оценкам приводит сравнение величин анодного тока и тока вращения электронов [Л. 26].

Таким образом, время жизни электрона в изолированном состоянии возрастает обратно пропорционально давлению и в условиях сверхвысокого вакуума достигает десятков минут. Если по каким-либо причинам столь длительная изоляция электрона не реализуется, ток разряда должен уменьшаться быстрее, чем давление.

Для проверки этого предположения был осуществлен интересный эксперимент [Л. 26]. Внутри ячейки перпендикулярно поверхности анода помещались тонкие проволочки, пересекавшие плазменный слой (использовался разряд типа 2). На рис. 34 приведены характеристики анодный ток — давление, снятые для этой ячейки. При отсутствии проволочек характеристика представляет собой прямую линию (кривая 1). Введение одной проволочки (кривая 2) вызывает, начиная с некоторого давления, более быстрый спад тока, чем в невозмущенном разряде. При двух проволочках (кривая 3) спад становится еще заметнее. Наблюдаемый эффект легко объяснить, если учесть, что вероятность перехвата электронов проволочками увеличивается при понижении давления, так как время жизни электронов соответственно растет. При  $10^{-4}$  мм рт. ст. «средний» электрон успевает сделать примерно  $10^3$  оборотов вокруг анода, совершая одновременно колебания вдоль магнитного поля, т. е. по длине анода. Проволочка диаметром 0,025 мм составляет при-

мерно  $10^{-3}$  длины анода; следовательно, она станет эффективной преградой, когда давление снизится до  $10^{-4}$  мм рт. ст. Именно так и обстояло дело в действительности (рис. 34).

Какие же преграды для электронов могут возникнуть в ячейках реального насоса? Наблюдения показывают, что в процессе работы насоса на его поверхностях появляются тонкие игольчатые кристаллы (так называемые



«усы» или «хлопья»). Некоторые из них достигают в длину 1,5—2 мм и могут стать причиной короткого замыкания между анодом и катодом. Похоже, что сильные электрические поля способствуют росту кристаллов; последние обычно ориентированы перпендикулярно поверхности электродов подобно стальным опилкам на полюсах магнита.

Рост кристаллов ускоряется при откачке аргона и замедляется при откачке воздуха; откачка кислорода и прогрев насоса значительно уменьшают их количество [Л. 48].

Кристаллическая структура является для твердого тела состоянием с наименьшей энергией. Следовательно, рост кристаллов должен происходить во всех случаях, когда существует механизм, способствующий передислокации атомов. Процесс ионного распыления как раз и обеспечивает массовую передислокацию. Поэтому рост кристаллов следует считать внутренним свойством, присущим любому магниторазрядному насосу.

Кристаллы достаточно малых размеров уменьшают время жизни электронов в основном не путем прямого

перехвата, как это было в случае проволочек, а в результате искривления электронных траекторий. Игольчатый кристалл, находящийся на внутренней поверхности анода, вызывает местное повышение напряженности электрического поля, и пролетающий вблизи него электрон отклоняется к аноду. Чем выше скорость азимутального дрейфа  $v_{др} = E_H/B$  (невозмущенная), тем меньше искривление траекторий, тем слабее влияние кристаллов на укорочение времени жизни электронов. Из формулы (17) следует, что  $E_H/B \sim Bd$ . Следовательно,

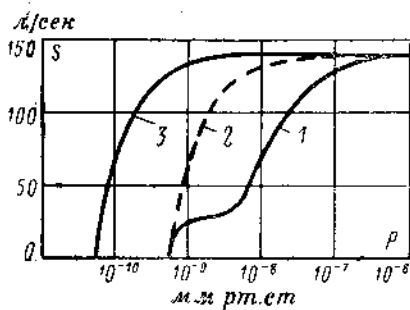


Рис. 35. Зависимость скорости откачки от давления.

1 — без аргонной обработки; 2 — «идеальный» насос [см. формулу (54)]; 3 — после аргонной обработки [Л. 4].

увеличение  $Bd$  должно сдвигать область спада  $S/p$  в сторону более низких давлений, что и наблюдается на опыте (см. рис. 33).

Быстрота откачки в области низких давлений может быть повышена без изменения  $Bd$  с помощью так называемой «аргонной обработки» [Л. 4]. Измерения скорости откачки магниторазрядного насоса показали, что характер кривой  $S(p)$  зависит от процедуры обработки. Кривая 1 на рис. 35 относится к насосу с номинальным значением  $S = 140$  л/сек, который прогревался вместе с небольшой вакуумной камерой при  $300^\circ\text{C}$  в течение 48 ч. В этом случае было достигнуто предельное давление  $p_0 = 4,2 \cdot 10^{-10}$  мм рт. ст. Кривая 2 показывает для сравнения идеализованную характеристику  $S(p)$  для диффузионного насоса, определяемую известным уравнением (см. [Л. 40]):

$$S = S_{\text{макс}} \left( 1 - \frac{p_0}{p} \right), \quad (54)$$

где  $S_{\text{макс}}$  и  $p_0$  — те же, что и для магниторазрядного насоса<sup>1</sup>.

Как видно из рис. 35, в диапазоне давлений  $10^{-7}$ — $10^{-9}$  мм рт. ст. скорость откачки значительно ниже, чем для «идеального» насоса.

Для проведения аргонной обработки работающий насос нагревается до  $200^\circ\text{C}$  и в него напускается аргон при давлении около  $10^{-4}$  мм рт. ст. При этом обычно появляется «аргонная нестабильность» (см. § 9), которая не мешает процессу обработки. Через 5—10 мин напуск аргона прекращается, нагревательные элементы выключаются и оставшийся аргон откачивается дополнительным насосом (можно использовать и обрабатываемый насос). Через 24 ч предельное давление в системе снижалось до  $(3 \div 7) \cdot 10^{-11}$  мм рт. ст. Кривая 3 на рис. 35 показывает быстроту откачки насоса после аргонной обработки. Предельное давление снизилось на порядок, а зависимость  $S(p)$  приобрела тот же характер, что и для идеального насоса.

Интересно, что в области более высоких давлений аргонная обработка вызывает лишь кратковременное повышение скорости откачки<sup>2</sup> [Л. 49]; установившееся значение  $S$ , как видно из рис. 35, остается прежним. Это наводит на мысль, что эффект заключается не столько в улучшении сорбции, сколько в создании условий для поддержания высоковакуумного разряда. Хотя откачка аргона в небольших количествах, как указывалось, способствует росту кристаллов, интенсивное ионное распыление, происходящее при аргонной обработке, создаст на электродах рыхлый губчатый слой с большим количеством глубоких полостей, который сильно затрудняет рост кристаллов [Л. 92]. По-видимому, при этом одновременно происходит распыление ранее образовавшихся кристаллов (или испарение их электронной бомбардировкой). Опыт говорит о том, что эффект обработки аргоном сохра-

<sup>1</sup> Из формулы (54) и кривой 2 на рис. 35 следует, что  $S=0$  при  $p=p_0$ . Это не означает прекращения разряда, а указывает лишь на то, что поток газа из системы в насос сравнивается при  $p=p_0$  с потоком газа, идущего (вследствие десорбции) из насоса в систему. Для диффузионного насоса  $p_0$  равно (при отсутствии десорбции) упругости паров рабочей жидкости.

<sup>2</sup> Исключением являются легкие газы, откачка которых происходит на катоде и не сопровождается заметным распылением. В частности, аргонная обработка повышает стабильную быстроту откачки водорода [Л. 35].

няется даже в том случае, если система подвергалась воздействию атмосферного давления, но только при условии предварительной откачки другим насосом до давления  $10^{-7}$  мм рт. ст. Если же насос будет стартовать, как обычно, с давления  $10^{-2}$  мм рт. ст., эффект аргонной обработки пропадает и процедура должна быть повторена [Л. 4]. Эти явления легко понять, если предположить, что внутренние полости губчатой поверхности запыляются и разрушенные кристаллы образуются вновь уже во время обычного старта насоса.

### 13. НАСОСЫ С БОЛЬШИМ ЧИСЛОМ ЯЧЕЕК

**Способы выполнения.** Увеличивая число ячеек, можно в принципе построить насос со сколь угодно большой быстротой откачки. Однако возникают две основные проблемы, решение которых будет определять как стоимость насоса, так и целесообразность его сооружения:

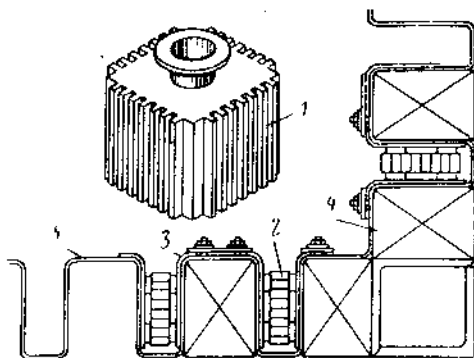


Рис. 36. Схематическое изображение насоса с большим числом ячеек.

1 — общий вид; 2 — аноды; 3 — катоды; 4 — магнитные элементы; 5 — камера [Л. 50].

необходимо обеспечить свободный доступ откачиваемого газа ко всем ячейкам;

во всех ячейках должно быть создано однородное магнитное поле требуемой величины при минимальном весе магнита.

Эти требования, как легко видеть, противоречат друг другу. Доступ газа к ячейкам можно облегчить увеличением зазоров между анодом и катодами, но тогда воз-



растает вес магнитной системы. Разумный компромисс может быть достигнут, если применить большое количество отдельных секций насоса, объединенных общей вакуумной камерой и общей магнитной цепью. Типичная конструкция такого рода, применяемая для насосов

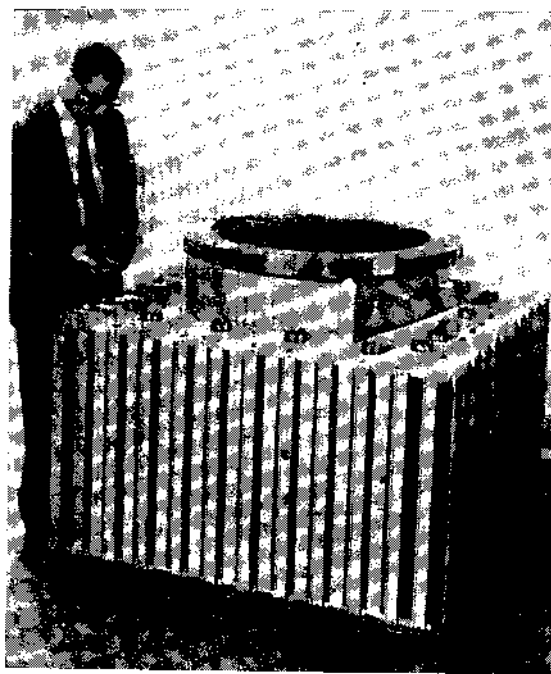


Рис. 37. Внешний вид насоса с быстрой откачки 5 000 л/сек, изготовленного фирмой Varian (США) [Л. 60].

с быстрой откачки 1 000 л/сек и выше, изображена на рис. 36. Фотография внешнего вида насоса с быстрой откачки 5 000 л/сек приведена на рис. 37.

Аналогичным образом выполнен выпускаемый отечественной промышленностью насос НЭМ-300-1 (рис. 38). Параметры магнитоэлектрических насосов, изготавливаемых в СССР, а также некоторые из этих насосов описаны в [Л. 11, 67].

Для небольших насосов применяются конструкции с одним анодом (без разделения на секции). Помимо описанного насоса Холла, здесь следует отметить насос с двусторонней откачкой, внешний вид которого изображен на рис. 39, а также насос с осевой симметрией (рис. 40), в котором катоды и решетчатый анод образуют систему коаксиальных цилиндров [Л. 51, 52].

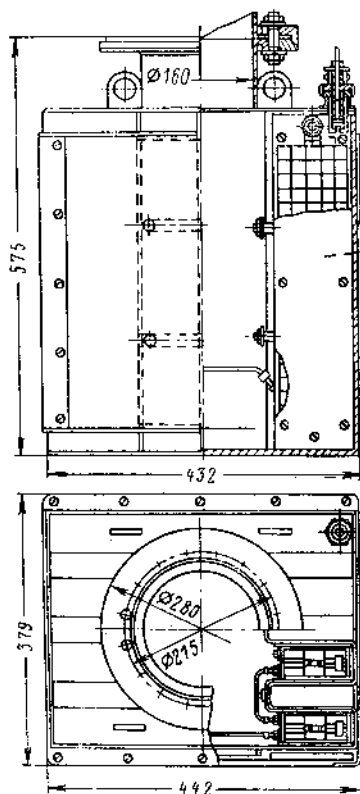


Рис. 38. Чертеж общего вида насоса НЭМ-300-1 (размеры в миллиметрах) [Л. 11].

Из-за вакуумного сопротивления зазоров между анодом и катодами давления в разных ячейках оказываются неодинаковыми. Минимальное давление установится в ячейках, наиболее удаленных от объема, из которого откачивается газ. Соответственно и быстрота откачки газа на входе в насос (эффективная быстрота откачки) окажется меньше, чем сумма по всем ячейкам, взятым в отдельности. Это явление специфично для всех магниторазрядных насосов, состоящих из многих ячеек, и, как будет показано, может привести к неполному использованию возможностей насоса.

Расчет эффективной быстроты откачки [Л. 53].

Определим величину эффективной быстроты откачки  $S$  при следующих упрощающих предположениях: быстрота откачки не зависит от давления; газоотделение внутренних поверхностей насоса мало по сравнению с потоком газа, поступающим в насос; градиент давления имеет место только в одном направлении. Последнее предположение выполняется точно лишь для насоса с осевой симметрией.

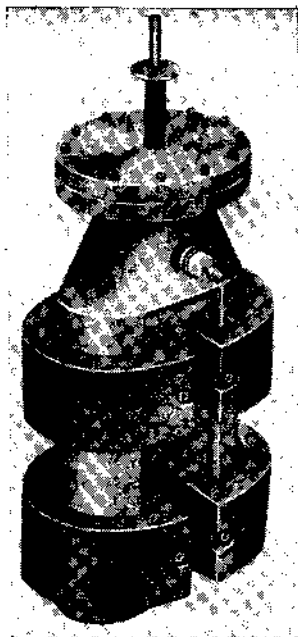


Рис. 39. Насос с двусторонней откачкой ( $S=40$  л/сек), выпускаемый фирмой Gerganti (Англия).

ей (рис. 40). Для конструкций, изображенных на рис. 37—39, оно выполняется тем точнее, чем больше длина секции насоса по сравнению с ее шириной.

Для секции, схема которой изображена на рис. 41, количество газа, откачиваемого в I сек, равно:

$$Q = Sp_0 = ks \sum_{v=1}^n p_v, \quad (55)$$

где  $Q$  — поток газа на входе в насос;

$S$  — эффективная быстрота откачки насоса;

$p_0$  — давление в откачиваемом объеме;

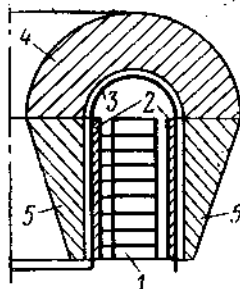


Рис. 40. Осесимметричная конструкция насоса с радиальным магнитным полем.

1 — анод; 2 — катоды; 3 — камера; 4 — магнит; 5 — полюсные наконечники [Л. 52].

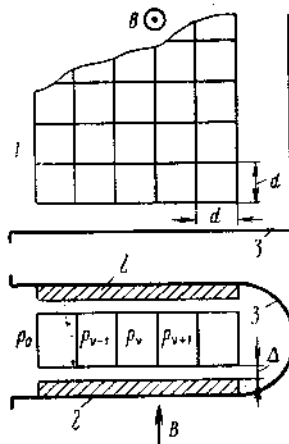


Рис. 41. Схема насоса с одним открытым концом. 1 — анод; 2 — катоды; 3 — камера.

- $k$  — число ячеек по длине секции (на рис. 41 — по вертикали);  
 $s$  — быстрота откачки отдельной ячейки;  
 $p_v$  — давление в  $v$ -й ячейке ( $v=1 \div n$ ), где  $n$  — число ячеек по ширине секции (в направлении движения газа).

Выражение для эффективной быстроты откачки насоса  $S$  можно написать и в таком виде:

$$S = knsF, \quad (56)$$

где коэффициент  $F < 1$ , характеризующий эффективность конструкции насоса, согласно (55) равен:

$$F = \frac{1}{np_0} \sum_{v=1}^n p_v \quad (57)$$

Определим теперь величину  $F$ . С этой целью установим закон изменения давления в направлении движения газа.

Для трех ячеек с номерами  $v-1$ ,  $v$  и  $v+1$  (рис. 41) можно составить разностное уравнение, выражающее непрерывность потока газа:

$$C(p_{v-1} - p_v) = sp_v + C(p_v - p_{v+1}), \quad (58)$$

где  $C$  — проводимость зазора между анодом и катодами для двух соседних ячеек (о вычислении величины  $C$  будет сказано ниже).

Преобразуя (58) имеем:

$$\frac{p_{v+1} + p_{v-1}}{2p_v} = 1 + \frac{s}{2C}. \quad (59)$$

Одно из решений уравнения (59), справедливое для бесконечного ряда ячеек, будет иметь вид:

$$p_v = p_0 \exp(-\alpha v), \quad (60)$$

где

$$\operatorname{ch} \alpha = 1 + \frac{s}{2C}, \quad (61)$$

или приближенно при  $C \gg s$

$$\alpha \cong \sqrt{\frac{s}{C}}. \quad (62)$$

Для конечного числа ячеек решение уравнения (58) следует искать в более общем виде, например:

$$p_v = A \operatorname{ch} \alpha v + B \operatorname{sh} \alpha v. \quad (63)$$

Постоянные  $A$  и  $B$  определяются из граничных условий. Найдем их для случая системы с одним открытым концом (рис. 41).

Будем рассматривать откачиваемый объем как ячейку с нулевым номером ( $v=0$ ), а пространство между анодом и задней стенкой камеры — как ячейку с номером  $v=n+1$ . Тогда, полагая  $v=0$ , имеем:  $A=p_0$ . Постоянную  $B$  определим из условия  $p_n=p_{n+1}$ , которое устанавливает отсутствие потока газа в  $(n+1)$ -ю ячейку. Подставив это условие в (63), найдем:

$$p_0 \operatorname{ch} \alpha n + B \operatorname{sh} \alpha n = p_0 \operatorname{ch} \alpha (n+1) + B \operatorname{sh} \alpha (n+1). \quad (64)$$

Произведя элементарные упрощения, получим:

$$B = -p_0 \operatorname{th} \alpha \left( n + \frac{1}{2} \right)$$

и, следовательно,

$$p_v = p_0 \left[ \operatorname{ch} \alpha v - \operatorname{th} \alpha \left( n + \frac{1}{2} \right) \operatorname{sh} \alpha v \right]. \quad (65)$$

Подставим теперь найденный закон убывания давления (65) в выражение (57), определяющее  $F$ . Выполняя суммирование по формуле геометрической прогрессии и считая, что  $\alpha \ll 1$  и  $\operatorname{th} \alpha \left( n + \frac{1}{2} \right) \approx \operatorname{th} \alpha n$ , придем к простой формуле:

$$F = \frac{\operatorname{th} \alpha n}{\alpha n}. \quad (66)$$

На рис. 42 показана зависимость  $F$  от величины  $\alpha n$ .

Для случая двух открытых концов (насос с двусторонней откачкой) граничные условия будут несколько иными, а именно:

при  $v=0$   $p=p_0$ ;

при  $\nu = n + 1$   $p = p_0$ ,  
т. е.  $A \operatorname{ch} \alpha(n + 1) + B \operatorname{sh} \alpha(n + 1) = p_0$ .

Отсюда находим:  $A = p_0$  и  $B = -p_0 \operatorname{th}[\alpha(n + 1)/2]$ . Закон распределения давления по ячейкам (63) в этом случае примет вид:

$$p_n = p_0 [\operatorname{ch} \alpha \nu - \operatorname{th} \{\alpha(n + 1)/2\} \operatorname{sh} \alpha \nu]. \quad (67)$$

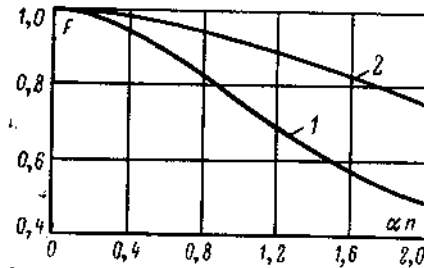


Рис. 42. Коэффициент  $F$  для насоса с одним открытым концом (1) и двумя открытыми концами (2).

Суммируя тем же способом, что и раньше, найдем коэффициент  $F$  для системы с двумя открытыми концами:

$$F = \frac{\operatorname{th}(\alpha n/2)}{\alpha n/2}. \quad (68)$$

Эта зависимость также изображена на рис. 42. Таким образом, насос с двумя открытыми концами полностью эквивалентен двум насосам (см. рис. 41), каждый из которых имеет вдвое меньшее число ячеек  $n$ .

Чтобы определить величину  $C$ , будем рассматривать зазор между двумя соседними ячейками (в направлении движения газа) приближенно как тонкую диафрагму с площадью  $2d\Delta$  (рис. 41). Для молекулярного потока воздуха при  $20^\circ\text{C}$  имеем [Л. 40]:  $C = 11,6 A_d$ , л/сек, где  $A_d$  — площадь диафрагмы,  $\text{см}^2$ . Подставив  $A_d = 2d\Delta$ , получим:  $C = 23,2 d\Delta$ , л/сек. Например, при  $d = 1,25$  см и  $\Delta = 0,6$  см  $C = 17,5$  л/сек.

Для того чтобы более наглядно представить себе ограничение быстроты откачки насоса за счет коэффициента  $F$ , целесообразно записать формулу (66) в другом виде:

$$\frac{sF}{C} = \frac{1}{n} \sqrt{\frac{s}{C}} \operatorname{th} n \sqrt{\frac{s}{C}}. \quad (69)$$

Величина  $sF/C$  представляет собой (в безразмерных единицах) эффективную быстроту откачки в расчете на

одну ячейку насоса. Зависимость (69) показана в логарифмических координатах на рис. 43 (кривая 1). По оси абсцисс отложены величины  $s/C$ . Изображенная пунктиром биссектриса координатного угла 2 соответствует идеальному случаю:  $F=1$ . Пунктирная прямая 3 проведена по уравнению  $sF/C=1/n\sqrt{s/C}$ . Обе эти прямые в координатах рис. 43 являются асимптотами для кривой 1.

Выше указывалось, что быстрота откачки  $s$  отдельной ячейки может меняться в широких пределах при изменении магнитного поля и анодного напряжения (см. рис. 32). Как видно из рис. 43, эффективная быстрота откачки  $sF$  возрастает медленнее, чем  $s$ . Для достаточно больших значений  $s/C$  возрастание  $sF$  пропорционально  $\sqrt{s}$ .

При конструировании насоса желательно задаться каким-либо разумным значением  $F$ . Вполне допустимо принять в качестве оптимальной величину  $F=\text{th } 1 \approx 0,76$ , соответствующую пересечению асимптот (точка  $O$  на кривой 1, рис. 43). Тогда оптимальное число ячеек в направлении движения газа  $n_{\text{опт}}$  определится из выражения

$$n_{\text{опт}} = \sqrt{\frac{C}{s}} \quad (70)$$

При таком выборе  $F$  возможности ячеек используются в среднем на 76%. Обычно нет смысла стремиться к более равномерному использованию ячеек, так как это сопровождается увеличением общего веса магнитной системы.

В серийных образцах магниторазрядных насосов эффективная быстрота откачки составляет 0,25—0,30 л/сек на каждую ячейку [Л. 11], что значительно ниже предельных значений, указанных, например, на рис. 32. Это объясняется как неравномерным использованием ячеек ( $F < 1$ ), так и другими причинами (отличие магнитного

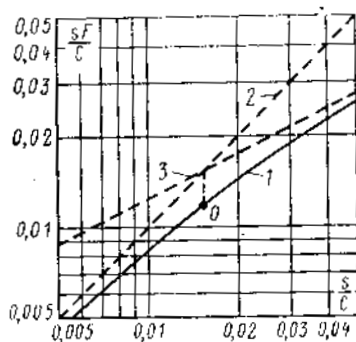


Рис. 43. Эффективная быстрота откачки насоса (кривая 1) при  $n=8$ .

поля от оптимального, неоднородность магнитного поля, квадратная форма ячейки вместо цилиндрической, ограничение откачки на входном фланце насоса и т. п.).

#### 14. МАГНИТНАЯ СИСТЕМА

Для создания необходимой величины магнитного поля в магниторазрядных насосах по соображениям экономичности и надежности применяются постоянные магниты. Методы расчета и конструирования цепей с постоянными магнитами изложены в специальных руководствах [Л. 54—56] и не будут рассматриваться в этой книге. Мы остановимся лишь на **некоторых** частных вопросах, которые характеризуют особенности применения постоянных магнитов в интересующих нас случаях.

**Выбор магнитного материала.** Основным критерием при выборе материала для постоянного магнита является величина удельной внешней магнитной энергии  $w_{\text{макс}}$ , определяемая по формуле (47). В табл. 3 приведены в порядке убывания  $w_{\text{макс}}$  характеристики некоторых магнитотвердых материалов, применяемых для магнитных систем насосов (более полную таблицу см. в [Л. 55]). Кривые размагничивания для этих материалов показаны на рис. 44 и 45.

Все материалы, перечисленные в табл. 3, подвергаются термообработке в магнитном поле и являются анизотропными в магнитном отношении. При использовании анизотропных магнитов необходимо следить, чтобы на-

Характеристики некоторых

| № п/п. | Материал   | Марка    | Остаточная индукция $B_r$ , тл | Коэффициентная сила $H_c$ , кА/м |
|--------|--|----------|--------------------------------|----------------------------------|
| 1      | Алюминий—никелево-медно-кобальтовый сплав на основе железа | ЮНДК25А  | 1,33                           | 54                               |
| 2      | То же с добавкой титана                                    | ЮНДК35Т5 | 0,8                            | 87                               |
| 3      | Феррит бария   | ЗБА      | 0,38                           | 150                              |
|        |  | ЗБА      | 0,33                           | 210                              |



правление намагничивающего поля совпадало с направлением магнитного поля при термообработке.

Как было показано в § 11, величина  $w_{\text{макс}}$  определяется при прочих равных условиях скоростью откачки насоса, приходящуюся на единицу объема магнитного мате-

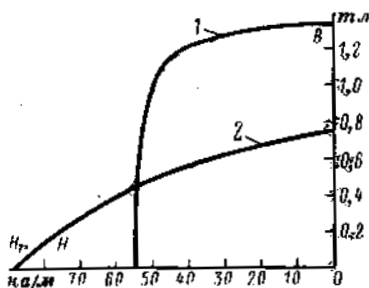


Рис. 44. Кривые размагничивания для литых магнитотвердых материалов (нумерация кривых согласно табл. 3) [Л. 55].

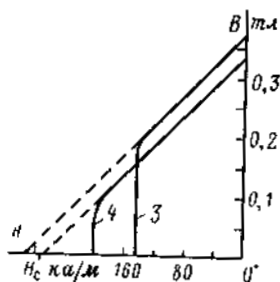


Рис. 45. Кривые размагничивания оксидно-бариевых магнитных материалов (нумерация кривых согласно табл. 3) [Л. 55].

риала. Переходя к единицам веса, получим из (49):

$$\frac{S}{P} \sim \frac{w_{\text{макс}}}{\gamma}, \quad (71)$$

где  $P$  и  $\gamma$  — соответственно вес и плотность магнитного материала [другие коэффициенты формулы (49) здесь опущены].

Таблица 3

**магнитотвердых материалов**

| $H'_c$ ,<br>ка/м | Удельная внешняя<br>магнитная энергия<br>$w_{\text{макс}}$ ,<br>дж/м <sup>3</sup> | Плотность<br>$\gamma$ , кг/м <sup>3</sup> | $w_{\text{макс}}/\gamma$ ,<br>дж/кг | Группа                 |
|------------------|---|---|-------------------------------------|------------------------|
| —                | 26 400  | 7 700                                     | 3,4                                 | Литые материалы        |
| —                | 14 000  | 7 800                                     | 1,8                                 |                        |
| 290              | 13 000  | 4 800                                     | 2,7                                 | Керамические материалы |
| 260              | 9 700   | 4 600                                     | 2,1                                 |                        |

Значения  $\gamma$  и  $\omega_{\text{макс}}/\gamma$  также приведены в табл. 3. Стоимость единицы веса современных магнитотвердых материалов примерно одинакова, поэтому отношение  $\omega_{\text{макс}}/\gamma$  характеризует материал более полно, чем  $\omega_{\text{макс}}$ . Мы видим, однако, что величина  $\omega_{\text{макс}}/\gamma$  для материалов различной структуры (литых и керамических) меняется не слишком сильно, составляя в среднем 2,5 дж/кг. Поэтому прежде чем принять решение о выборе магнитного материала, следует привлечь ряд дополнительных соображений, связанных с конструкцией насоса и условиями его эксплуатации.

Магнитные системы мощных насосов обычно выполняются без полюсных наконечников. Число вставок из магнетомягкого материала (магнитопроводы) также делается минимальным. Это позволяет уменьшить коэффициент рассеяния магнитной системы и ее общий вес. Типичные конструкции такого рода изображены на рис. 36 и 38. В некоторых случаях магнитопровод вообще отсутствует [Л. 57]. Площадь полюсов и площадь сечения магнита в таких системах равны, а оптимальная величина зазора и поле в зазоре определяются прежде всего характеристиками магнитного материала (это показано ниже на примере магнитов из феррита бария). Литые магнитные материалы, имеющие высокое значение остаточной индукции  $B_r$ , позволяют получить сильное магнитное поле (0,2—0,5 тл), но из-за малой величины зазора (длина зазора значительно меньше длины магнита) такое поле трудно использовать. Если же увеличить зазор сверх оптимального, это вызовет повышение веса и стоимости магнита.

Как показывает опыт, наиболее приемлемые конструкции насосов получаются при величине магнитного поля  $B=0,07 \div 0,20$  тл. Вплоть до значений  $B=0,15 \div 0,16$  тл можно с успехом использовать керамические магниты из феррита бария марок 2БА и 3БА. Для этих материалов характерны повышенные значения коэрцитивной силы  $H_c$ , что позволяет иметь ширину зазора, примерно равную длине магнита. Это особенно удобно для многосекционных насосов типа рис. 36. В насосах, выпускаемых нашей промышленностью (см. приложение), применяются керамические оксидно-бариевые магниты марки 2БА.

Применение литых магнитных материалов может быть оправдано, когда требуемое магнитное поле превы-

шаст 0,15—0,16 тл или когда по условиям эксплуатации насос подвергается прогреву вместе с магнитной системой. Дело в том, что оксидно-бариевые магниты имеют температурный коэффициент индукции около 15% на 100°С в пределах от 0 до 100°С [Л. 54]. Это означает, что поле в зазоре будет уменьшаться при увеличении температуры и, наоборот, возрастать при понижении температуры. Этот цикл является обратимым до тех пор, пока не превышена максимальная (400°С) или снижена минимальная (—20°С) температура. За пределами этих значений начинается процесс размагничивания. Поэтому при прогреве до высоких температур керамические магниты должны быть удалены из насоса. Удалять большие магниты довольно неудобно, так как это требует значительных механических усилий. В некоторых насосах магниты размещены внутри вакуумной камеры [Л. 57] и об их удалении, естественно, не может быть и речи. Для таких конструкций следует применять литые магниты, которые можно без опасений нагревать до 500°С.

**Расчет магнитной цепи в случае применения оксидно-бариевых магнитов.** Кривые размагничивания анизотропных магнитов из феррита бария, изображенные на рис. 45, отличаются линейной зависимостью  $B(H)$  в довольно широком диапазоне изменений  $B$ . Продолжив прямолинейный участок кривой до пересечения с осью абсцисс в точке  $(H'_c, 0)$ , получим идеализированную зависимость  $B(H)$ , которую удобно записать в виде уравнения прямой в отрезках:

$$\frac{B_m}{B_r} - \frac{H_m}{H'_c} = 1, \quad (72)$$

где  $B_m$  и  $H_m$  — магнитная индукция и напряженность поля в нейтральном сечении магнита;

$B_r$  — остаточная индукция;

$H'_c$  — условная коэрцитивная сила, значения которой приведены в табл. 3.

Магнитную систему насоса (см., например, рис. 36) можно рассматривать как периодическую (кольцевую) структуру. Она изображена на рис. 46. Здесь  $\delta$  — длина зазора и  $l_m$  — длина магнита, приходящаяся на один зазор. Магнитные потенциалы плоскостей 1—1 и 2—2 (нейтральные сечения) равны, что является условием

периодичности. Применяя основные уравнения магнито-  
статистики, имеем:

$$H\delta + H_m l_m = 0; \quad (73)$$

$$B = \mu_0 H; \quad (74)$$

$$B_m = \sigma B, \quad (75)$$

где  $B$  и  $H$  — средние значения индукции и напряженности магнитного поля в зазоре;

$\sigma$  — коэффициент рассеяния магнитной системы;

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

Величина  $\sigma$  по определению есть отношение магнитного потока в нейтральном сечении к потоку в рабочем зазоре магнита. Обычно  $\sigma$  определяется приближенным образом с помощью различных эмпирических соотноше-

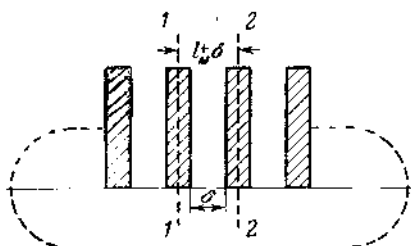


Рис. 46. Кольцевая магнитная система насоса.

ний. Для системы, изображенной на рис. 46, хорошие результаты дает применение формулы

$$\sigma = 1 + 1,5 \frac{\delta}{A} \Pi, \quad (76)$$

где  $A$  — площадь сечения магнита, равная площади зазора;

$\Pi$  — периметр этого сечения.

Керамические магниты из феррита бария изготавливаются, как правило, в форме прямоугольного паралле-

пипеда. Для прямоугольника со сторонами  $a$  и  $b$  имеем:  $A=ab$  и  $\Pi=2(a+b)$ . В этом случае

$$\sigma = 1 + 3\delta \left( \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right). \quad (77)$$

Совместное решение уравнений (72) — (75) с учетом (77) приводит к следующей зависимости между величиной зазора  $\delta$  и полем в зазоре  $B$ :

$$\frac{B}{B_r} = \frac{1}{1 + \frac{\delta}{\delta_0}}, \quad (78)$$

где

$$\delta_0 = \frac{\frac{\nu_0 H'_c}{B_r} l_M}{1 + 3 \frac{\nu_0 H'_c}{B_r} \left( \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) l_M}. \quad (79)$$

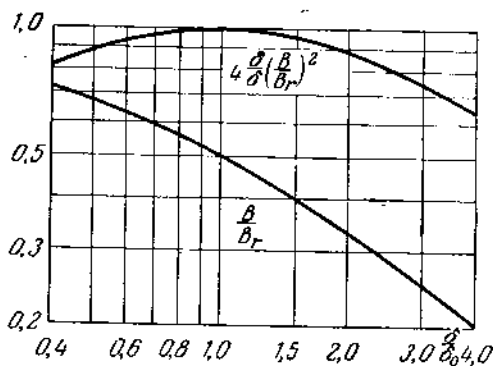


Рис. 47. Универсальные кривые, показывающие зависимость индукции магнитного поля и магнитной энергии в зазоре от длины зазора для случая, когда зависимость  $B(H)$  может быть аппроксимирована прямой линией, как это сделано на рис. 45.

Графическое изображение зависимости (78) дано на рис. 47. Там же приведен график функции  $4 \frac{\delta}{\delta_0} \left( \frac{B}{B_r} \right)^2$ , которая показывает в относительных единицах изменение магнитной энергии, сосредоточенной в объеме рабочего зазора. Максимальное значение этой функции, равное еди-

нице, соответствует оптимальной для данной системы величине зазора  $\delta = \delta_0$ . При этом поле в зазоре  $B = 0,5 B_r$ .

Изложенный метод расчета справедлив, если магнитные элементы работают на кривой размагничивания. Для этого магнитная система должна намагничиваться в собранном виде. Однако керамические магниты из материала 2БА можно намагничивать и отдельно (до сборки). В этом случае, как известно, работа происходит на линии магнитного возврата. Для магнитов из материала 2БА прямая возврата практически совпадает с кривой размагничивания, поэтому при намагничивании их без арматуры и встраивании затем в магнитную цепь они показывают лишь немного меньшее поле, чем при намагничивании вместе с арматурой. Наоборот, системы с магнитами 3БА должны намагничиваться только в собранном состоянии. В случае разборки намагниченной системы (или отдельного намагничивания магнитов до сборки) поле в зазоре собранной системы с магнитами 3БА уменьшается в 1,5—2 раза [Л. 58]. Эта особенность является следствием более раннего излома на кривой размагничивания для материала 3БА (см. рис. 45).

В некоторых случаях, например при использовании сердечников бронзового типа [Л. 58], поток рассеяния незначителен и в первом приближении можно принять  $\sigma \approx 1$ . Соответственно и знаменатель формулы (79) нужно положить равным единице.

Следует подчеркнуть, что ход кривых на рис. 47 не зависит от коэффициента рассеяния и способа его вычисления, т. е. в этом смысле кривые являются универсальными. Однако величина  $\sigma$  неявно входит в формулу (79), определяющую величину оптимального зазора  $\delta_0$ .

В качестве примера сделаем поверочный расчет магнитной системы насоса НЭМ-300-1, для которого гарантируется величина магнитного поля не менее 0,05—0,09 тл. Общий вид насоса был приведен на рис. 38, а магнитная система изображена в разрезе на рис. 48. Она состоит из восьми магнитных элементов. Каждый элемент в свою очередь набирается из восьми стандартных ферритовых блоков (материал 2БА) размером  $120 \times 100 \times 16$  мм. Таким образом, здесь  $l_m = 32$  мм;  $a = 120$  мм и  $b = 400$  мм.

Особенностью конструкции является наличие магнитопроводов — двух пластин из малоуглеродистой стали, разделяющих правый и левый (на рис. 48) магнитные элементы пополам. В остальных элементах имеются магнитомягкие прокладки толщиной 1 мм, облегчающие сборку. Магнитное поле внутри магнитопроводов при расчете полагаем равным нулю. Подставляя численные значения констант

материала 2БА  $B_r = 0,33$  тл и  $H'_c = 260$  кА/м, находим  $\mu_0 H'_c / B_r \approx 1$  и с помощью формулы (79) определяем

$$\delta_0 = \frac{32}{1 + 3 \left( \frac{1}{120} + \frac{1}{400} \right) \cdot 32} = 15,7 \text{ мм.}$$

Фактически зазор выбран равным 55 мм, что в 3,5 раза больше оптимального. Из кривых на рис. 47, а также формулы (78) следует, что при  $\delta/\delta_0 = 3,5$  поле в зазоре  $B = B_r/4,5 = 0,073$  тл, а магнитная энергия составляет 70% максимальной. Дополнительно можно определить коэффициент рассеяния  $\delta = 3,1$  [по формуле (77)] и индукцию в нейтральном сечении  $B_m = 0,23$  тл. С помощью кривой размагничивания для материала 2БА (см. рис. 45) убеждаемся, что значение  $B_m = 0,23$  тл соответствует работе на линейном участке, т. е. принятая идеализация вполне допустима.

Как правило, для магнитоэлектронных насосов не требуется определять магнитное поле с точностью лучшей, чем  $\pm 10\%$ . Такая точность вполне обеспечивается описанным методом расчета.

**Влияние неоднородности магнитного поля.** До сих пор мы молчаливо предполагали, что магнитное поле во всех ячейках насоса однородно и направлено строго по оси ячейки. Фактически это условие выполняется лишь для небольшого числа ячеек, расположенных вблизи геометрического центра магнитного зазора. Во всех остальных ячейках поле имеет «бочкообразный» вид, т. е. силовые линии выпучиваются из зазора в окружающее пространство (рис. 49). Абсолютная величина индукции поля также максимальна в центре и спадает к краям. Наибольшая неоднородность поля имеет место в крайних ячейках.

Для поддержания разряда в ячейке необходимо, чтобы электроны могли беспрепятственно двигаться вдоль силовых линий магнитного поля. Если силовые линии пересекают поверхность анода, электроны будут быстро перехватываться и разряд в этой области не сможет поддерживаться. Как видно из рис. 49, бочкообразный характер магнитного поля вызывает сужение активной

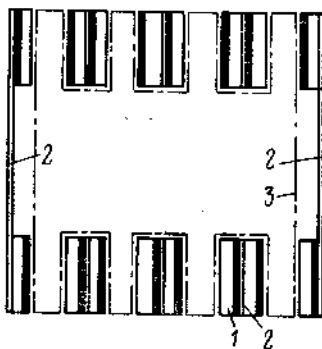


Рис. 48. Схематическое изображение магнитной системы насоса НЭМ-300-1. 1 — магниты; 2 — пластины (магнитопроводы); 3 — контур камеры насоса. Одноименные полюсы магнитов отмечены жирной чертой [Л. 67].

зоны разряда, что эквивалентно уменьшению произведения  $Vd$ . При недостаточной величине поля возможно полное исчезновение разряда в крайних ячейках. Таким образом, неоднородность магнитного поля приводит к уменьшению быстроты откачки насоса.

Аналогичные явления происходят и в том случае, если магнитное поле однородно, но его направление не совпадает с осями ячеек [Л. 59]. График зависимости быстроты откачки насоса  $S$  от угла  $\alpha$  между направле-

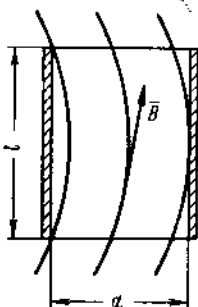


Рис. 49. Ячейка насоса в неоднородном магнитном поле.

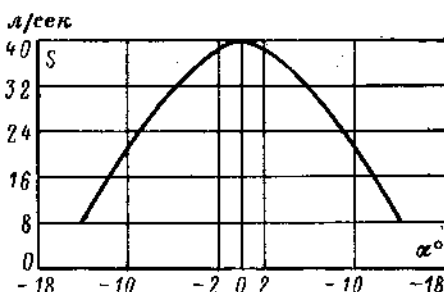


Рис. 50. Зависимость быстроты откачки насоса от угла между направлением однородного магнитного поля и осями ячеек [Л. 59].

нием поля и осями ячеек изображен на рис. 50. Эффект уменьшения быстроты откачки будет тем заметнее, чем больше отношение длины ячейки  $l$  к ее диаметру  $d$  (см. рис. 49).

Применяя аноды, форма которых совпадает с формой силовых линий магнитного поля, можно работать в любых криволинейных полях без уменьшения быстроты откачки [Л. 59]. Однако это трудно осуществить, ибо структура магнитного поля обычно известна лишь приближенно. Более удобная электродная система с использованием сильно неоднородного поля рассмотрена в § 24.

## 15. НЕКОТОРЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ О КОНСТРУИРОВАНИИ МАГНИТОРАЗРЯДНЫХ НАСОСОВ

Широкое применение магнитоэридных насосов привело к повышению общего уровня конструирования вакуумных систем. Для этих насосов характерны умеренные значения быстроты откачки (чаще всего в пределах 5—500 л/сек) и достижение сверхвысокого



вакуума возможно лишь при тщательно продуманном выборе конструктивных материалов. Часто используемый процесс обезгаживания вакуумных систем путем прогрева (до 300—500° С) предъявляет весьма серьезные требования ко всем элементам конструкции. Камера насоса, электродные блоки, крепежные изоляторы, вакуумные высоковольтные вводы и уплотнения должны быть изготовлены с учетом этих требований.

Камера насоса в большинстве случаев выполняется из немагнитной нержавеющей стали. Такой выбор продиктован хорошими вакуумными и механическими характеристиками этого материала, а также легкостью получения вакуумноплотных швов при аргонодуговой сварке. В отечественных конструкциях насосов применяется сталь марки Х19Н9Т [Л. 11]. Она обладает незначительными ферромагнитными свойствами ( $\mu=1,003\mu_0$ ), однако вызываемый этим эффект магнитного экранирования практически неощутим.

Для уменьшения веса и улучшения использования магнитного поля стенки камеры делаются возможно более тонкими. Практически толщина стенок определяется механической прочностью конструкции при сжатии атмосферным давлением.

Камера мощного насоса, имеющая разветвленную поверхность (см. рис. 36) и большое количество сварных швов, достаточно сложна в изготовлении и поглощает наряду с магнитной системой значительную часть стоимости насоса. Поэтому вполне естественно стремление упростить конструкцию камеры, размещая магниты внутри нее, о чем уже говорилось выше. Однако процесс обезгаживания массивных отливок из магнитного материала может затянуться на длительное время. Чтобы избежать этого, магниты заключают в тонкую вакуумноплотную оболочку из нержавеющей стали. Внутренняя полость оболочки откачивается и заполняется гелием под давлением 1 мм рт. ст. (для удобства отыскания течей). Затем герметизированные магниты устанавливаются в общую вакуумную камеру [Л. 57].

Изоляторы в магнитоэлектрических насосах играют двойную роль. Во-первых, они являются элементами крепления анода в электродном блоке (титановые катоды обычно электрически соединены с камерой). Во-вторых, изолированные вакуумные вводы, размещенные в стенках камеры, служат для подведения к аноду высокого напряжения (3—7 кВ). В небольших насосах обе эти функции могут быть совмещены (см. рис. 22), однако в более сложных конструкциях применяются отдельные крепежные изоляторы. Вакуумные вводы могут быть как сменными, так и жестко соединенными с камерой методом сварки. Изоляционным материалом обычно служит керамика. Вводы аналогичны по конструкции элементам мегаллокерамических ламп, детали которых часто используются для этой цели. Изоляторы должны быть защищены от попадания атомов распыленного титана специальными экранами, в противном случае возможно образование проводящих пленок, которые приведут к утечкам и пробоям. Располагаая экраны, следует прежде всего устранить прямую видимость между участками поверхности катодов и поверхностью изоляторов. Непременным условием является также расположение изоляторов вне активной зоны разряда.

В больших насосах применяют несколько анодных вводов (отдельно для каждой секции или группы секций), чтобы сохранить частичную работоспособность насоса при коротком замыкании в некоторых секциях.

Срок службы насоса (см. § 18) достаточно велик, чтобы оправдать затраты на его приобретение. Тем не менее в крупных насосах электродные блоки делаются съемными и в случае надобности их можно заменить.

С особой осторожностью следует подходить к выбору материала для вакуумных уплотнений. Широко распространенные резиновые уплотнения не могут быть рекомендованы даже в тех случаях, когда вакуумная система не подвергается прогреву при повышенных температурах. Резина характеризуется значительным газоотделением и резко ухудшает предельный вакуум в системе. Из органических материалов для уплотнений пригоден только фторопласт (максимальная рабочая температура 200° С). Чаще всего применяются металлические уплотнения (свинец, алюминий, медь, а также индий, золото). Следует заметить, что появление течей в металлических уплотнениях при прогреве и особенно во время охлаждения после прогрева — довольно обычное явление. Однако сегодняшний уровень вакуумных металлических уплотнений позволяет обеспечить герметичность соединений после многократных циклов прогрева.

---

### ГЛАВА III

## ЭКСПЛУАТАЦИЯ МАГНИТОРАЗРЯДНЫХ НАСОСОВ

### 16. ФАКТОРЫ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ ПРОТЕКАНИЕ СТАРТА

Поскольку откачивающее действие магниторазрядного насоса основано на поверхностных явлениях, состояние его внутренних поверхностей оказывает решающее влияние на работоспособность. Загрязнения, возникшие при изготовлении насоса или во время эксплуатации, дают о себе знать уже в период старта. Именно в это время и происходит окончательная очистка поверхностей катодов путем распыления загрязненных слоев. Поэтому время старта, определяемое как продолжительность откачки с предварительного разрежения до давления примерно  $10^{-4}$  мм рт. ст., является важнейшей характеристикой состояния насоса. Нельзя заранее сказать, какой старт следует считать быстрым, а какой — замедленным. На продолжительность старта влияет большое количество факторов, в том числе размеры насоса и вакуумной системы, предварительное разрежение, характеристики источника питания, чистота системы, характер газа, заполнявшего насос перед откачкой, и свойства присутствующих в системе материалов.

Как правило, в небольших чистых системах время старта не превышает 1—2 мин, в системах большого размера — 30 мин [Л. 60]. Эти данные относятся к насосам, которые уже стартовали в недавнем прошлом и че были загрязнены в промежутке между стартами. Для нового, еще не работавшего или загрязненного насоса время старта может оказаться значительно большим. В системах, работающих циклично, замедленный старт является серьезной помехой. В большинстве случаев причины медленного старта могут быть выявлены и устранены без использования таких крайних мер, как смена электродных блоков насоса.

Наиболее часто причиной загрязнений и медленного старта оказываются пары воды, которые адсорбируются поверхностями насоса при контакте с атмосферным воздухом. С увеличением количества газа, откачанного насосом, чувствительность к парам воды растет вследствие появления на анодах напыленных слоев, имеющих губчатую структуру с развитой поверхностью. Для того чтобы предохранить насос от попадания в него атмосферного воздуха, можно установить разделительный вентиль между насосом и вакуумной системой. Перед вскрытием системы вентиль закрывается и открывается вновь только после того, как в системе создано предварительное разрежение. Когда установка вентиля нежелательна, необходимо перед вскрытием заполнять насос и систему сухим газом (например, азотом) до атмосферного давления [Л. 61]. Однако эта мера эффективна только в том случае, если вакуумная система вскрывается на короткое время и не подвергается основательной разборке.

Время старта существенным образом зависит от величины предварительного разрежения. Нормально насос начинает работать при давлении  $10^{-2}$  мм рт. ст., однако уже снижение этого давления вдвое значительно облегчает условия старта [Л. 62]. Отчасти это можно объяснить тем, что при давлении  $10^{-2}$  мм рт. ст. разряд легко вытягивается из межэлектродного пространства в общую камеру насоса, вызывая дополнительное газоразделение. Время старта при этом удлиняется, но предельное давление, достигаемое после прогрева и длительной откачки, может оказаться более низким [Л. 61].

Давление  $5 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст. легко создается механическим насосом с азотной или неолитовой ловушкой.

Применение ловушки желательнее также для перехвата паров масла из механического насоса.

Иногда для создания предварительного разрежения используются охлаждаемые адсорбционные насосы, полностью исключающие возможность попадания паров масла в систему. Комбинация адсорбционный насос — магниторазрядный насос получила название «агрегат безмасляной откачки» (см. [Л. 63, 64]). Давление, создаваемое адсорбционным насосом, обычно имеет величину  $(5 \div 10) \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.

Для ускорения старта и уменьшения мощности источника питания целесообразно, особенно для крупных насосов, создавать предварительное разрежение до  $10^{-5}$  мм рт. ст., применяя диффузионный (ртутный или паромасляный) насос с охлаждаемой или цеолитовой ловушкой, который затем отделяется от системы с помощью вентиля. Однако дополнительный диффузионный насос устанавливают крайне редко, так как это усложняет систему и остается опасность ее загрязнения парами ртути или масла.

Качественно о загрязненности насоса можно судить по характеру изменений давления при старте (после включения разряда). Картина получается особенно наглядной, если показания термоманометра или манометра сопротивления регистрируются самопишущим прибором. В случае чистого насоса откачка начинается немедленно и можно ожидать, что старт будет быстрым (для данной системы). Наоборот, давление в загрязненном насосе после включения разряда возрастает и лишь через некоторое время начинает снижаться. Это увеличение давления вызывается выделением газа с поверхностей насоса под действием ионной и электронной бомбардировки. Величина возрастания давления зависит от состояния поверхностей, предварительного разрежения, а также от тока разряда и напряжения на электродах насоса.

Некоторые способы устранения загрязнений в связи с вопросом о сроке службы насоса будут рассмотрены в § 18. Здесь же мы укажем, что удобным методом очистки насоса является дегазация внутренних поверхностей форсированным током разряда [Л. 61, 66]. Однако возможность применения этого метода связана с характеристиками блока питания, к рассмотрению которых мы и перейдем.

## 17. ВЛИЯНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК БЛОКА ПИТАНИЯ НА РАБОТУ НАСОСА

Зависимость быстроты откачки насоса от давления (см. рис. 28 и рис. 60) имеет спад в области высоких давлений. Режим работы насоса в этой области характеризуется большим током разряда и пониженным напряжением между катодом и анодом. Одной из причин падения быстроты откачки является уменьшение энергии ионов в разряде. Возникает вопрос, до каких пределов малую энергию ионов можно скомпенсировать их количеством, т. е. увеличением тока разряда. Источник питания насоса при старте работает в режиме, близком к режиму короткого замыкания, поскольку напряжение

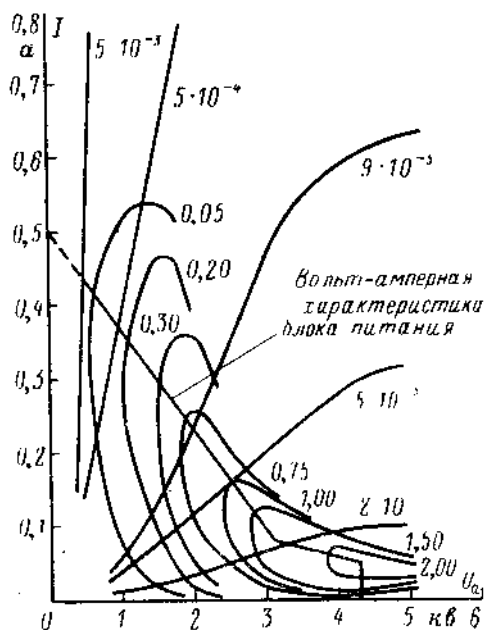


Рис. 51. Стартовые характеристики насоса с быстротой откачки  $S=150$  л/сек [Л. 65].

разряда при давлении  $10^{-2}$ — $10^{-3}$  мм рт. ст. составляет всего около 400 в. Нельзя ли, применяя источник большой мощности (с малым внутренним сопротивлением), повысить быстроту откачки в этой области и тем самым ускорить старт насоса? Ответ на этот вопрос можно по-

лучить, исследуя взаимосвязь между четырьмя величинами: током и напряжением разряда, давлением и быстротой откачки. На рис. 51 приведены результаты соответствующих измерений для насоса с быстротой откачки  $S=150$  л/сек, которые в какой-то мере являются типичными для всех магниторазрядных насосов [Л. 65].

Кривые с положительным наклоном являются вольт-амперными характеристиками при данном давлении

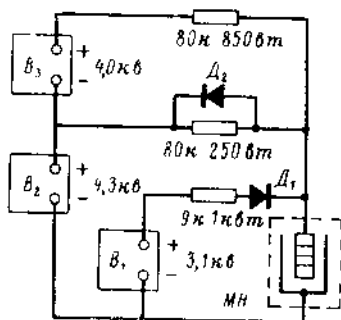


Рис. 52. Схема блока питания, вольт-амперная характеристика которого изображена на рис. 51 (ломаная линия).

для которой быстрота откачки максимальна. Соединяя эти точки, можно получить оптимальную вольт-амперную характеристику блока питания. Видно, что эту характеристику нельзя аппроксимировать прямой линией; поэтому простое включение сопротивления последовательно с выпрямителем не даст нужных результатов. Например, прямая линия, проведенная через область максимальной быстроты откачки, будет проходить (при повышении давления) через область весьма малых значений  $S$ . Следовательно, для оптимального старта требуется более сложная характеристика блока питания. Удовлетворительным приближением к ней могут служить две пересекающиеся прямые линии (рис. 51). Такая характеристика может быть, в частности, синтезирована с помощью схемы, изображенной на рис. 52.

В области высоких давлений, когда напряжение на насосе мало, диод  $D_1$  открыт, а диод  $D_2$  заперт. Все три выпрямителя  $B_1$ ,  $B_2$  и  $B_3$ , каждый в соответствии со сво-

(числа на этих кривых указывают значения давления в миллиметрах ртутного столба). Семейство кривых, имеющих форму буквы «С», изображает в тех же координатах сечения рельефа зависимости быстроты откачки от двух переменных — тока и напряжения. Числа на этих кривых дают соответственно значения быстроты откачки в относительных единицах.

Из кривых на рис. 51 следует, что каждому значению давления соответствует точка на плоскости ( $I$ ,  $U$ ),

им напряжением и величиной добавочного сопротивления, снабжают ток магниторазрядный насос *МН*. Таким образом реализуется левый, крутой, участок характеристики. По мере откачки давление падает, а напряжение на насосе растет. Когда оно достигнет величины 3,1 кв, диод  $D_1$  перестает проводить и выпрямитель  $B_1$  отключается. Выпрямители  $B_2$  и  $B_3$  обеспечивают работу на правой, пологой, части характеристики. Наконец, когда напряжение на насосе становится равным 4,3 кв, открывается диод  $D_2$  и дальнейший рост напряжения прекращается.

Насосы, питаемые схемой на рис. 52, имеют оптимальную быстроту откачки (во всяком случае при  $p < 5 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.) и поэтому стартуют за более короткое время. Они не перегреваются при откачке больших количеств газа, если давление не превышает  $5 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст. [Л. 65].

Результаты измерений быстроты откачки, приведенные на рис. 51, показывают также, что существует обширная «запретная» область больших значений тока и напряжения, проникновение в которую приводит к падению быстроты откачки и появлению нестабильностей теплового происхождения. Рельеф зависимости  $S(I, U)$  круто обрывается у границы этой области, приблизительно выражаемой уравнением  $IU^{2,3} = \text{const}$ . По-видимому, это вызвано ростом десорбции газа, главным образом водорода (см. § 19) из так называемых «горячих точек» на катодах насоса [Л. 66]. Эти точки, расположенные на оси каждой ячейки, подвергаются наиболее интенсивной ионной бомбардировке. Поскольку отвод тепла от катодов затруднен, температура «горячих точек» может достигать сотен градусов, а время установления теплового режима оказывается гораздо меньшим, чем для насоса в целом. Однако наблюдаемые явления нельзя объяснить только тепловыми эффектами. Это следует из того факта, что граница области десорбции не является кривой постоянной мощности  $P = IU = \text{const}$ , а имеет вид

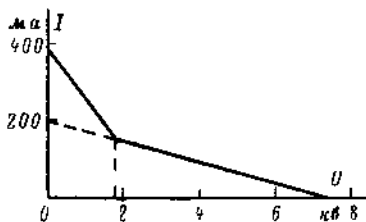


Рис. 53. Вольт-амперная характеристика блока питания насоса НЭМ-300-1.

$P = \text{const} \cdot U^{-1.3}$ . Другими словами, чем больше напряжение, тем при меньшем значении мощности (и температуры) начинается обратное выделение газа. Определенную роль здесь играет механизм непосредственного выбивания молекул газа из катодов ударами быстрых частиц.

Блоки питания серийных магниторазрядных насосов выполняются по более простым схемам, чем схема на рис. 52, и не всегда являются оптимальными в смысле условий старта. Так, например, блок питания насоса НЭМ-300-1, вольт-амперная характеристика которого показана на рис. 63, состоит из двух соединенных параллельно выпрямителей — низковольтного и высоковольтного. Ток короткого замыкания схемы составляет 0,39 а, в то время как в оптимальном случае ток короткого замыкания при  $S=300$  а/сек мог бы согласно рис. 51 достигать 1 а. Здесь следует заметить, что на увеличение тока короткого замыкания накладывается такое ограничение, как угроза развития в насосе дугового разряда.

Улучшение стартовых характеристик может быть достигнуто также при импульсном питании насоса [Л. 68, 69].

## 18. СРОК СЛУЖБЫ

Простой расчет показывает, что срок службы титанового катода необычайно велик [Л. 13]. При условии равномерного распыления титана катод толщиной 1 мм при давлении  $10^{-6}$  мм рт. ст. мог бы непрерывно работать 40 лет! Практически, однако, долговечность насоса ограничена другими факторами и запас титана в катодах не всегда является определяющим. Обычно с течением времени происходит постепенное ухудшение параметров насоса. Причины этого ухудшения различны и зависят от условий применения.

Так, например, длительная откачка газов (за исключением водорода и гелия) приводит в конце концов к появлению сквозных отверстий в катодах. Это происходит раньше, чем по результатам упомянутого расчета, так как значительная часть титана остается неизрасходованной. Такое разрушение катодов и соответствующее снижение скорости откачки происходят через 5000 ч



работы при давлении  $10^{-5}$  мм рт. ст. или через 50 000 ч при  $10^{-6}$  мм рт. ст. (для воздуха). Эти данные относятся к насосам, работающим при напряжении 6 кв.

Откачка водорода и гелия не приводит к заметному распылению катодов (см. § 9). В случае водорода ограничением срока службы насоса является деформация катода при поглощении им заметных количеств газа. Насосы, откачивающие водород при давлении  $\sim 2 \times 10^{-5}$  мм рт. ст., работали непрерывно по 2 000—3 000 ч, прежде чем стали наблюдаться замыкания электродов и были предприняты попытки исправить положение [Л. 66]. Откачка гелия также производилась при  $10^{-5}$  мм рт. ст. в течение 3 000 ч [Л. 13].

Замыкания электродов, вызванные деформацией катодов при насыщении водородом, могут быть устранены только смелой заменой катодов. Однако при откачке более тяжелых газов иногда происходят замыкания, вызванные ростом игольчатых кристаллов распыленного титана, так называемых «хлопьев», о которых шла речь в § 12. Эти замыкания в большинстве случаев легко устранить, кратковременно пропуская сильный ток. Кроме того, специальная обработка поверхностей насоса затрудняет рост хлопьев и совершенно исключает возможность коротких замыканий [Л. 92].

Когда насос загрязнен тяжелыми углеводородами (например, фракциями форвакуумного масла), старт может оказаться невозможным. Восстановление работоспособности в этом случае наиболее просто достигается путем прогрева насоса до  $400^{\circ}\text{C}$  на воздухе (или в другой окислительной атмосфере). При этом сложные углеводороды разлагаются на более простые соединения — окислы углерода и пары воды. После такой обработки насос вначале стартует с трудом, так как нормальная откачка затруднена пленкой окислов титана на катодах. Когда пленка распыляется, происходит старт насоса [Л. 60].

Среди других способов очистки следует упомянуть ультразвуковое травление в 2%-ном растворе плавиковой кислоты [Л. 6], а также пескоструйную обработку стеклянной дробью [Л. 70].

Наиболее полной реставрацией насоса является смена электродных блоков, сопровождаемая очисткой поверхностей и вакуумным прогревом. Практически такой насос может рассматриваться как новый.

## 19. ПРОГРЕВ НАСОСА

В непрогреваемых системах, откачиваемых магнито-разрядными насосами, достигается предельное разрежение около  $10^{-8}$  мм рт. ст. [Л. 61]. Для получения более низких давлений насос и вакуумная система должны обезгаживаться путем прогрева при температурах 200—500° С. Поскольку при работе насоса имеет место не вывод газов, а связывание их внутри системы, далеко не безразлично, каким путем удаляются газы, выделяющиеся при прогреве. Возможны два случая:

прогреваемый насос откачивается сам, т. е. прогрев идет в магнитном поле и с включенным анодным напряжением;

прогреваемый насос выключен, и откачка производится другим (обычно непрогреваемым) насосом.

Первый способ обезгаживания привлекателен ввиду его простоты, однако он обеспечивает связывание только тех химически активных газов, которые образуют с титаном соединения, устойчивые при температурах прогрева. Между тем газовая атмосфера в прогреваемом насосе состоит в основном из водорода<sup>1</sup>. В небольших количествах присутствуют гелий и метан, значительно меньше аргона, азота, паров воды и окиси углерода [Л. 71]. Рост десорбции водорода с температурой приводит к тому, что его откачка полностью прекращается при 250° С и возобновляется только при охлаждении ниже этой температуры [Л. 66]. Насос ведет себя по отношению к водороду, как своеобразная губка: при нагревании титановые катоды выделяют растворенный в них водород, а при охлаждении вновь его поглощают. При комнатной температуре парциальное давление водорода обычно составляет около  $10^{-10}$  мм рт. ст. [Л. 34]. Следовательно, для достижения давлений ниже  $10^{-10}$  мм рт. ст. водород, выделяющийся при прогреве, должен быть удален из системы. Однако и при более высоких давлениях наличие водорода в титане крайне нежелательно. Как уже указывалось в § 17, десорбция водорода из неохлаждаемых катодов может происходить при старте насоса, а также при откачке больших количеств газа.

<sup>1</sup> Помимо молекулярного водорода, в работающем насосе образуется (путем диссоциации в разряде) также и атомарный водород.

Имеется и другая очевидная причина, которая затрудняет использование прогреваемого насоса для откачки выделяющихся газов. Дело в том, что давление при прогреве возрастает настолько, что быстрота откачки насоса снижается. Если же уменьшать скорость подъема температуры, процесс обезгаживания затягивается. В этой связи следует упомянуть о возможности применения молибденовых катодов вместо титановых: из-за способности молибдена при повышенных температурах поглощать газы (в том числе водород) максимальное давление при прогреве оказывается намного ниже [Л. 72].

В большинстве случаев прогрев насоса производится по второму способу, с откачкой другим насосом. Для этой цели можно использовать насос предварительного разрежения. Опыт показывает, что предельное разрежение мало зависит от давления в насосе во время прогрева, если обеспечена безмасляная откачка.

## 20. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НАСОСА В КАЧЕСТВЕ ТЕЧЕЙСКАТЕЛЯ

Для герметизации аппаратуры в вакуумной технике часто применяется так называемый «манометрический» метод течеискания [Л. 73], сущность которого сводится к следующему. Подозреваемое в натекании место обдувают пробным газом<sup>1</sup>, который замещает часть воздуха, поступающего в систему через течь. Благодаря различной чувствительности к воздуху и пробному газу показания манометра изменяются, что и служит индикатором течи.

Не вызвало сомнений, что магниторазрядный насос, который одновременно является манометром, также может быть использован для обнаружения течей. Новым и до некоторой степени неожиданным фактом явилась высокая чувствительность поиска, обнаруженная уже в первых опытах такого рода [Л. 74]. В дальнейшем оказалось, что по чувствительности этот метод не уступает масс-спектрометрическому, а по удобству применения значительно его превосходит [Л. 75, 76]. Действительно, возможность находить течи в любое время, при сколь угодно низком давлении (ниже  $10^{-4}$  мм рт. ст.) и на любой стадии технологического процесса является

<sup>1</sup> В некоторых случаях для увеличения чувствительности применяют жидкое пробное вещество, например ацетон.

весьма привлекательной. К этому следует добавить, что стоимость требуемой дополнительной аппаратуры несравненно меньше стоимости масс-спектрометрического течеискателя.

Применяемые для обдувания течи пробные газы могут быть различными. Наибольшие положительные выбросы тока дают аргон и гелий, наибольшие отрицательные выбросы — кислород и углекислый газ. Чаще всего применяются кислород и аргон.

**Расчет предельной чувствительности поиска** [Л. 75]. При откачке воздуха, поступающего через течь, ток насоса  $I_1$  равен:

$$I_1 = I_0 + I_{\text{в}}, \quad (80)$$

где  $I_{\text{в}}$  — ток насоса, вызванный натеканием воздуха;

$I_0$  — фоновый ток (другие течи, газоотделение стенок и т. п.).

Полная замена протекающего через данную течь воздуха пробным газом дает:

$$I_2 = I_0 + I_{\text{п}}. \quad (81)$$

Измерительная схема регистрирует лишь изменение тока насоса, т. е.

$$\Delta I = I_2 - I_1 = I_{\text{п}} - I_{\text{в}}. \quad (82)$$

Используя соотношение (40), находим, что поток газа  $Q = \rho S$  в том и другом случаях будет соответственно равен:

$$Q_{\text{в}} = KI_{\text{в}}; \quad Q_{\text{п}} = KI_{\text{п}}. \quad (83)$$

Значения константы  $K$  для воздуха и пробного газа не совпадают, однако в нашем рассмотрении, имеющем характер оценки, этим различием можно пренебречь. Вводя обозначение  $\beta = I_{\text{п}}/I_{\text{в}}$ , получаем из (82) и (83):

$$Q_{\text{в}} = K \frac{\Delta I}{\beta - 1}, \quad (84)$$

где  $\beta$  — коэффициент относительной токовой чувствительности насоса по пробному газу.

Экспериментально установлено, что в диапазоне давлений и скоростей натекания, с которыми приходится встречаться на практике, величина  $\beta$  остается постоянной для любого пробного газа. Иначе говоря, наблюдаемое изменение тока  $\Delta I$  пропорционально размеру те-

чи и не зависит от скорости натекания пробного газа через течь, а также от быстроты откачки этого газа насосом.

Например, для аргона  $\beta=1,5$  ( $\Delta I$  положительно), для кислорода  $\beta=0,5$  ( $\Delta I$  отрицательно).

Значение  $\Delta I_{\text{мин}}$  зависит от стабильности полного тока насоса  $I_1$ . Поскольку  $I_1 = pS/K$ , минимальная регистрируемая величина течи  $(Q_v)_{\text{мин}}$  определится как

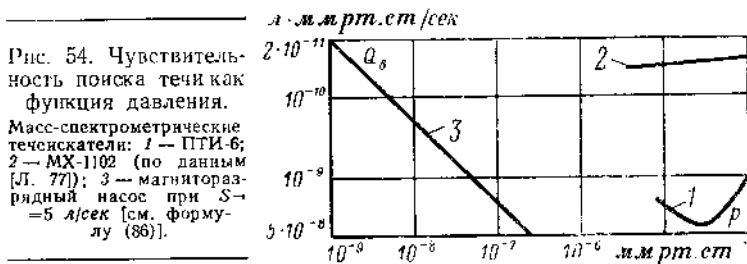
$$(Q_v)_{\text{мин}} = \left( \frac{\Delta I}{I_1} \right)_{\text{мин}} \frac{pS}{\beta - 1}. \quad (85)$$

Используя для питания насоса выпрямитель с электронной стабилизацией напряжения, нетрудно получить  $\Delta I/I \leq 2 \cdot 10^{-3}$ . Принимая также  $|\beta - 1| = 0,5$ , имеем из (85):

$$(Q_v)_{\text{мин}} \approx 4 \cdot 10^{-3} pS, \text{ мм рт. ст. л/сек.} \quad (86)$$

Например, при  $S=5$  л/сек и  $p=5 \cdot 10^{-9}$  мм рт. ст. получаем  $(Q_v)_{\text{мин}} = 10^{-10}$  мм рт. ст. л/сек.

Сравнение с масс-спектрометрическим методом течеискания. На рис. 54 показана зависимость чувствитель-



ности от давления для двух типов масс-спектрометрических (гелиевых) течеискателей ПТИ-6 и МХ-1102, а также расчетная зависимость (86) для магнетронного насоса с быстротой откачки  $S=5$  л/сек. Мы видим, что при отыскании течей с помощью магнетронного насоса наибольшая чувствительность поиска достигается в области сверхвысокого вакуума, т. е. именно там, где она более всего необходима. Из практики известно, что в хорошо обезгаженной системе предельное давление часто не может быть снижено из-за наличия течей. Чем ниже давление, тем меньше размер течи, которая это

давление определяет, тем выше, следовательно, должна быть и чувствительность поиска.

Даже в лучших образцах масс-спектрометрических теченскателей рабочий диапазон давлений лежит выше  $10^{-6}$  мм рт. ст. (рис. 54). В то же время магнитоэлектрический насос позволяет отыскивать течи при любом давлении, которое он способен создать в данной системе. Следует, конечно, учитывать, что при высоких давлениях ( $p > 10^{-4}$  мм рт. ст.) нарушается линейная зависимость тока от давления и чувствительность поиска резко падает.

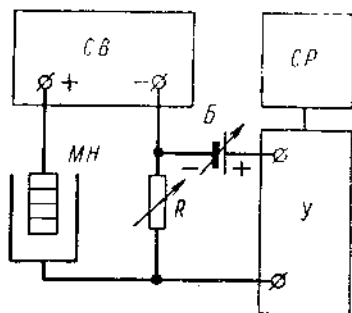


Рис. 55. Блок-схема теченскателя с использованием магнитоэлектрического насоса.

**Практическое осуществление метода.** Для отыскания течей в системе, откачиваемой магнитоэлектрическим насосом, обычно применяют схему, изображенную на рис. 55. Магнитоэлектрический насос *МН* (или секция насоса, имею-

щая отдельный анодный вывод) питается от стабилизированного по напряжению выпрямителя *СВ*, выход которого изолирован от корпуса. Ток насоса, пропорциональный давлению, проходит через резистор *R* и соответствующее падение напряжения на нем (несколько вольт) поступает на вход усилителя постоянного тока *У*. На выходе усилителя имеется самопишущий регистратор *СР*. Батарея *Б* служит для компенсации постоянного уровня напряжения (фона). Поскольку необходимая величина сигнала всегда может быть обеспечена выбором сопротивления резистора *R*, нет необходимости применять усилитель с большим коэффициентом усиления по напряжению. Здесь может быть использован обычный катодный повторитель. Более сложная схема с лучшей стабильностью описана, например, в [Л. 78].

Перед началом работы сопротивление резистора *R* и напряжение батареи *Б* плавно или ступенчато увеличивают так, чтобы перо самописца оставалось примерно в середине шкалы. Когда флуктуации, вызванные суммарным действием дестабилизирующих факторов, будут превышать толщину линии самописца, максимальную

чувствительность практически можно считать достигнутой.

Для обеспечения надежности и удобства работы имеет значение выбор скорости движения ленты самописца. Скорость должна быть достаточно малой, чтобы в поле зрения оператора все время находились предыдущие попытки отыскания течи. Если же скорость слишком мала, временная структура выброса тока не будет разрешена и выбросы другого происхождения могут быть ошибочно приняты за течь. Нарастание и спад выброса тока при обдувании течи пробным газом определяются при давлениях около  $10^{-6}$  мм рт. ст. и выше постоянной времени  $V/S$ , где  $V$  — объем системы, а  $S$  — быстрота откачки пробного газа в присутствии воздуха [Л. 73]. При более низких давлениях начинают играть роль специфические для ионной откачки переходные процессы (см. § 10) и длительность выброса заметно возрастает.

В непрогретых системах, откачиваемых магниторазрядными насосами, иногда в начальный период откачки наблюдаются небольшие всплески тока, по-видимому возникающие при разрушении органических загрязнений быстрыми ионами. Эти всплески имеют крутой фронт, определяемый только инерцией регистрирующей схемы. Спад всплесков также происходит более быстро, чем в случае пробного газа. Правильно выбранная скорость ленты позволяет отличать ложные выбросы по их форме и длительности. Исходя из этих соображений, следует выбирать скорость протяжки ленты в пределах 120—240 мм/ч.

При использовании кислорода в качестве пробного газа можно различать ложные импульсы по их знаку, так как всплески всегда дают положительные выбросы тока, а обдувание течи кислородом — отрицательные. Кроме того, в сомнительных случаях можно последовательно обдувать подозреваемое место сначала кислородом, а затем аргоном (или наоборот). Чередование на ленте отрицательного и положительного выбросов облегчает обнаружение течи.

До появления магниторазрядных насосов считалось, что только масс-спектрометрический метод течения способен обеспечить высокую чувствительность поиска. Действительно, в системах, откачиваемых паромасляными насосами, наблюдаются значительные флюктуации парциального давления водорода, из которого в основ-

ном состоит остаточный газ в условиях сверхвысокого вакуума [Л. 79]. Эти флюктуации не являются помехой для масс-спектрометрического метода, в котором измеряется парциальное давление гелия или другого инертного газа (но не водорода). Напротив, манометрический метод основан на измерении полного давления, подверженного флюктуациям.

В системах, откачиваемых магниторазрядными насосами, не отмечено заметных флюктуаций полного давления. Небольшие всплески, о которых шла речь, наблюдаются только при сравнительно высоком давлении и не снижают чувствительности поиска. Имеющийся в настоящее время опыт позволяет считать, что для подобных систем манометрический метод течеискания удобней, проще и дешевле масс-спектрометрического.

## 21. АВТОМАТИЗАЦИЯ ОБСЛУЖИВАНИЯ НАСОСОВ

Характерная для магниторазрядных насосов значительная величина тока, пропорционального давлению, облегчает построение различных схем автоматики, повышающих надежность работы вакуумных систем. Наибольшее распространение получили схемы аварийной защиты, назначение которых — выключать питание насоса, если давление превысило некоторую допустимую величину (например, в результате перегрева или появления течи). Одновременно эти схемы сигнализируют о нежелательных изменениях в системе, что особенно важно для устройств с дистанционным управлением.

Типичная схема защиты [Л. 80], изображенная на рис. 56, работает следующим образом. Когда переключатель  $\Pi$  находится в положении *Вкл.*, ток магниторазрядного насоса  $MH$ , питаемого от блока питания  $БП$ , проходит через обмотку реле постоянного тока  $P_1$ . Ток срабатывания реле  $P_1$  соответствует предельно допустимому давлению в системе (обычно около  $2 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст.). Если давление превысит этот уровень, контакты 1 и 2 реле  $P_1$  замыкаются и напряжение сети переменного тока подается на обмотку  $P_2$  реле  $P_2-P'_2$ , которое имеет два устойчивых состояния. Контакты 2 и 3  $P_2$  разрывают цепь питания блока питания  $БП$ . Одновременно загорается сигнальная лампа  $L_1$  и подается (в случае необходимости) звуковой сигнал с помощью зуммера  $ЗМ$ . Для того чтобы вернуть схему в прежнее



состояние и вновь включить питание насоса, необходимо перевести переключатель  $\Pi$  в положение *Выкл.* и нажать кнопку возврата  $KВ$ . Тем самым будет подано напряжение на обмотку  $P'_2$  и реле  $P_2—P'_2$  вернется в исходное состояние. Если ошибочно нажать кнопку возврата, когда переключатель  $\Pi$  находится в положении *Вкл.*, загорится неоновая лампочка  $L_2$ , которая подсвечивает табло «Перевести  $\Pi$  на *Выкл.*».

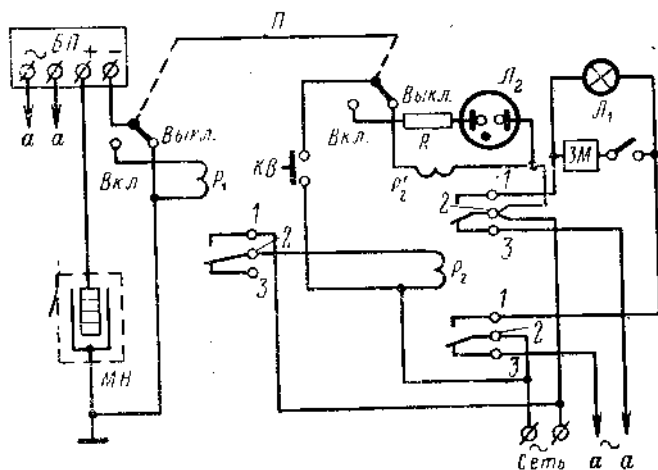


Рис. 56. Схема аварийной защиты магниторазрядного насоса [Л. 80].

При старте насоса переключатель  $\Pi$  также должен находиться в положении *Выкл.* Перевод  $\Pi$  на *Вкл.* производится, когда ток насоса меньше порога срабатывания реле  $P_1$ .

В аналогичной схеме, описанной в [Л. 78], ток небольшого насоса усиливается усилителем постоянного тока и контролируется стрелочным прибором со шкалой до 1 *ма*. Прибор снабжен контактами, которые замыкаются, когда стрелка доходит до конца шкалы. Изменяя коэффициент усиления, можно заставить схему защиты срабатывать при любом желаемом давлении.

Указанные схемы удобны тем, что не требуют внесения каких-либо изменений в конструкцию насоса. Однако их надежность зависит от того, с какой точностью поддерживается уровень срабатывания соответствующих релейных контактов. Более «грубую», но зато и бо-

лее надежную защиту можно осуществить, вводя в насос вспомогательный разрядный промежуток, длина которого должна быть значительно меньше длины основного промежутка анод—катод [Л. 81]. Один из электродов вспомогательного разрядного промежутка выводится через отдельный изолятор наружу и соединяется через обмотку реле с заземленными стенками камеры насоса. Другой электрод соединяется с анодным выводом. В обычных условиях, когда давление  $p \leq 10^{-2}$  мм рт. ст., ток через вспомогательный промежуток составляет малую часть общего тока насоса. Однако при увеличении давления до  $10^{-1}$  мм рт. ст. разряд переходит из основного промежутка во вспомогательный. Ток этого разряда, проходя по обмотке реле, отключает блок питания насоса.

Описаны также устройства с более полной автоматизацией [Л. 82, 83]. Например, автоматическое включение прогрева [Л. 83] позволяет уменьшить время, необходимое для достижения предельного вакуума, примерно в 10 раз. Предварительная откачка вакуумной системы производится адсорбционным насосом при включенных нагревателях объема и трубопроводов. При достижении давления  $10^{-3}$  мм рт. ст. адсорбционный насос отключается от откачиваемой системы и включается магнитоэлектрический насос. При давлении  $10^{-5}$  мм рт. ст. включается внутренний подогреватель насоса. При повышении давления до  $10^{-4}$  мм рт. ст. подогреватель отключается. Такая циклическая работа может быть осуществлена с помощью реле. Ускоренное обезгаживание достигается тем, что магнитоэлектрический насос большую часть времени работает в режиме максимальной производительности.

---

#### ГЛАВА IV

### МЕТОДЫ УЛУЧШЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК МАГНИТОРАЗРЯДНЫХ НАСОСОВ

Мы видели, что современный магнитоэлектрический насос не свободен от определенных недостатков, к числу которых относятся малая быстрота откачки инертных газов, ограниченная производительность, неэффективное

использование магнитного поля. Далеко не всегда эти недостатки мешают применению насоса, однако они в высшей степени досадны, учитывая его общее совершенство. Попытки исправить положение предпринимались на протяжении всей короткой истории развития насоса и привели сейчас к появлению нового семейства магниторазрядных насосов с улучшенными характеристиками. Некоторые из них будут рассмотрены в этой главе.

## 22. УВЕЛИЧЕНИЕ БЫСТРОТЫ ОТКАЧКИ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

Как уже указывалось, установившийся процесс откачки инертных газов происходит в таких областях катодов, где внедрение ионов превалирует над обратным (вторичным) распылением. В обычном диодном насосе эти условия создаются лишь в областях, расположенных преимущественно на периферии ячейки (см. рис. 25). Ясно, что расширение этих областей должно привести к увеличению скорости откачки аргона и других тяжелых инертных газов. Первым признаком возросшей скорости откачки аргона является устранение аргонной неустойчивости. В частности, было замечено, что аргонная неустойчивость пропадала, если параллельно магниторазрядному насосу включался дополнительный (диффузионный) насос, скорость откачки которого составляла одну сотую номинальной скорости откачки магниторазрядного насоса по воздуху [Л. 84]. Практически достаточно увеличить скорость откачки аргона в 2—3 раза, чтобы обеспечить стабильную работу насоса при любых условиях. Это осуществляется, например, в диодном насосе с *ребристыми катодами* [Л. 84]. В плоских катодах толщиной не менее 4—6 мм фрезеруются параллельные канавки размером, например, 1,5 мм в ширину и 3 мм в глубину при ширине ребра 1 мм (рис. 57). Усиленной откачке аргона здесь способствуют два эффекта:

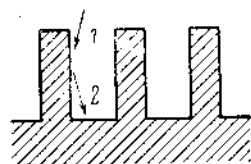


Рис. 57. Профиль ребристого катода.

1 — траектория положительного иона; 2 — направление преимущественного распыления.

ионы, бомбардирующие поверхность катода под скользящими углами, дают более интенсивное распыление;

большое количество углублений (развитая поверхность) создает много областей, где напыление происходит, а ионной бомбардировки нет.

Быстрота откачки аргона таким насосом составляет (при анодном напряжении 6 кв) около 6% соответствующей величины для азота.

Насосы с ребристыми катодами, естественно, дороже, чем стандартные насосы с гладкими катодами. Ребри-

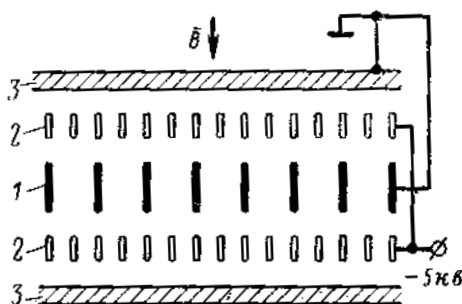


Рис. 58. Схема электродов триодного насоса.

1 — анод; 2 — катод; 3 — коллектор (корпус насоса).

жена на рис. 58. Он состоит из заземленного анода и изолированного катода в виде сетки или ячеистой структуры с меньшим, чем у анода, размером ячеек. На катод подается отрицательное напряжение 5—7 кв. Третьим электродом насоса является соединенный с анодом коллектор, роль которого обычно выполняют стенки камеры насоса. В ранних конструкциях триодных насосов катод находился под потенциалом Земли, а на анод и коллектор подавались соответственно положительное и отрицательное напряжения [Л. 85]. Катод выполняется из титана, анод и коллектор — из нержавеющей стали.

С точки зрения механизма откачки триодный насос является дальнейшим развитием диодного насоса с ребристыми катодами, хотя исторически он появился несколько раньше. Значительная часть положительных ионов попадает на катод под скользящими углами, что увеличивает распыление титана. Основная масса титана осаждается на коллекторе и покрывает атомы инертных

стые катоды занимают больший объем и ухудшают использование магнитного поля. Фрезерование канавок усложняет изготовление катодов и уменьшает общий запас титана, сокращая тем самым срок службы катодов.

Триодные насосы [Л. 85, 86] дают другую возможность стабильной откачки аргона. Схема триодного насоса изображена

газов, попадающие на его поверхность. При ячеистой структуре катода триодный насос откачивает аргон всего в 3 раза хуже, чем воздух. Дополнительным преимуществом триодного насоса являются быстрый запуск и способность легко стартовать с давления  $10^{-1}$  мм рт. ст. [Л. 87].

Неясным остается вопрос о том, каким способом атомы инертных газов достигают коллектора. Поскольку коллектор имеет потенциал анода, положительные ионы не могут попасть на него по энергетическим соображениям. Аналогичная ситуация имеет место и в обычном диодном насосе, где часть атомов инертного газа оседает на аноде. Помимо колебаний пространственного заряда, о которых говорилось в § 9, а последнее время обсуждается возможность упругого отражения ионов от катода с потерей заряда [Л. 88]. В этом случае коллектор будет «обстреливаться» быстрыми нейтральными частицами с энергией, превышающей несколько сотен электрон-вольт. Наличие таких частиц в камере насоса подтверждается экспериментальными наблюдениями [Л. 89].

Производство триодных насосов было освоено промышленностью (см. приложение) и они получили некоторое распространение. Длительная эксплуатация выявила, однако, существенные недостатки триодных насосов, и сейчас их будущее нельзя предсказать с уверенностью. Основные недостатки перечислены ниже.

1. Значительная часть вторичных электронов, выбиваемых с катода ионной бомбардировкой, уходит на коллектор и не участвует в поддержании разряда при низких давлениях. Ускоренные приложенным напряжением 5—7 кВ, эти электроны бомбардируют коллектор и могут вызвать десорбцию газов с его поверхности. Изменения, вносимые в конструкцию триодного насоса с целью улучшить откачку в области низких давлений, ведут, как правило, к снижению быстроты откачки инертных газов [Л. 90].

2. Поскольку катоды в триодном насосе термически изолированы, они легче нагреваются ионной бомбардировкой, что сопровождается неизбежным выделением газов (водорода, гелия). Длительная работа такого насоса при давлениях около  $10^{-5}$  мм рт. ст. обычно имеет своим результатом значительное повышение давления вплоть до перехода в стартовую область (или срабаты-

вания защитного устройства). В противоположность этому катод диодного насоса имеет большую тепловую массу и его тепловой контакт с корпусом в принципе может быть усилен.

3. Триодные насосы имеют более сложную и менее жесткую конструкцию, чем диодные.

4. Опыт показывает, что хотя вначале быстрота откачки аргона триодным насосом велика, она падает при длительной работе и в конечном итоге приближается к быстроте откачки диодного насоса [Л. 7].

Весьма перспективным для откачки инертных газов является так называемый *дифференциальный насос*, который представляет собой простой диодный насос с катодами из различных материалов [Л. 91, 92]. Один из катодов выполнен, как обычно, из титана — материала, довольно стойкого по отношению к ионному распылению. Для другого катода применяется легко распыляемый материал (например, тантал), который, однако, не является таким активным геттером, как титан. В [Л. 91] сообщается о стабильной откачке аргона таким насосом в течение 37 недель при давлении  $10^{-6}$  мм рт. ст. Выпускаемые промышленностью дифференциальные насосы имеют быстроту откачки по воздуху до 1200 л/сек. Быстрота откачки аргона и гелия составляет соответственно 28 и 35% [Л. 93].

Механизм откачки дифференциального насоса пока не получил полного объяснения. По всей видимости, быстро распыляемый материал, осаждаясь на медленно распыляемом катоде, препятствует обратному выделению газа под действием ионной бомбардировки.

Для перечисленных насосов характерно, что увеличение быстроты откачки аргона достигается изменением конструкции или свойств катода, в то время как анод сохраняет свою обычную конфигурацию. Недавно проведенные исследования показали, что сходные результаты могут быть получены изменением геометрии анода. Так, например, стандартный «сотовый» анод диодного насоса был заменен набором параллельных пластин, расположенных на равном расстоянии друг от друга [Л. 94]. Аналогом ячеек обычного насоса здесь служили отверстия, просверленные в наборе пластин. Диаметр этих отверстий, их количество и расстояние между пластинами были выбраны таким образом, чтобы области разряда в отдельных отверстиях перекрывались и со-

ставляли как бы одну сложную разрядную ячейку. Оказалось, что дуодный насос с анодом такой конструкции эффективно откачивает аргон (быстрота откачки примерно в 3 раза меньше, чем для азота) и легко стартует с давления, превышающего  $10^{-2}$  мм рт. ст.

Интересна также разрядная ячейка магнетронного типа (рис. 59), в которой два плоских катода соединены стержнем, расположенным на оси анода. Помимо возможностей, связанных с откачкой инертных газов, магнетронный насос имеет хорошие характеристики в области низких давлений (сохранение величины  $I/p$ ).

Измерения скорости откачки аргона и различных смесей аргон—азот показали, что магнетронный насос работает стабильно во всем диапазоне давлений. Быстрота откачки чистого аргона составляет 12% по отношению к азоту. Для исследования механизма откачки одна из торцовых катодных пластин была заменена флуоресцирующим экраном с проводящей подложкой. Таким образом, можно было наблюдать зону ионной бомбардировки. Интересной особенностью магнетронной ячейки является полное отсутствие зависимости картины распределения плотности ионного тока от давления, что всегда наблюдается в ячейках других типов. Изучение электродов после продолжительной работы показало, что в то время как стержень подвергался сильному распылению, на торцовых пластинах наблюдалась лишь незначительная эрозия вблизи стержня. Вся же остальная часть поверхности торцовых пластин была покрыта прочным слоем напыленного титана. Используя технику радиоактивных изотопов, удалось установить, что более 80% инертного газа, откачанного ячейкой, сосредоточено в торцовых пластинах и распределено пропорционально толщине напыленного слоя титана [Л. 95].

Таким образом, можно утверждать, что малая быстрота откачки инертных газов вовсе не является принципиальным недостатком всех магниторазрядных насосов; она характерна лишь для некоторых конструкций, которые по ряду причин получили наибольшее распространение.

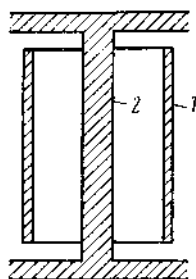


Рис. 59. Разрядная ячейка магнетронного насоса.  
1 — анод; 2 — катод.

### 23. УВЕЛИЧЕНИЕ ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТИ

Проблема откачки больших количеств газа возникает уже в период старта насоса. Но и в процессе нормальной эксплуатации от насоса иногда требуется быстро откачать значительную порцию газа. Это встречается, например, в производстве электронных ламп при активировании оксидных катодов или при работе некоторых типов ускорителей, в которых источник пучка заряжен-

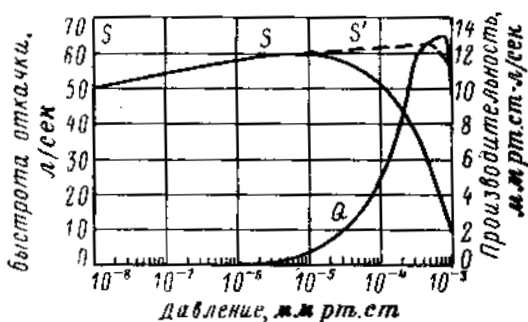


Рис. 60. Быстрота откачки  $S$  и производительность насоса  $Q = pS$  как функция давления [Л. 9].

ных частиц дает большое натекание нейтрального газа в вакуумную систему. Примером являются пейтронные генераторы, где рабочим газом служат изотопы водорода — дейтерий и тритий.

Производительность насоса  $Q$ , определяемая как произведение давления и быстроты откачки ( $Q = pS$ ), пропорциональна числу молекул газа, откачиваемых в 1 сек. Типичные кривые зависимости быстроты откачки и производительности от давления приведены на рис. 60. Давление, при котором достигается максимальное значение  $Q$ , обычно лежит в диапазоне  $10^{-3}$ — $10^{-4}$  мм рт. ст. Величина  $Q$  примерно пропорциональна мощности, выделяемой в разряде. Отсюда следует, что насос устойчиво работает до тех пор, пока  $dQ/dp > 0$  и положение максимума кривой  $Q(p)$  определяет значение максимального давления, соответствующего устойчивой работе насоса. Даже при оптимальных характеристиках блока питания (см. рис. 51) быстрота откачки, соответствующая максимуму  $Q$ , оказывается значительно ниже номинальной. Как указывалось в § 17, снижение быстро-



ты откачки происходит за счет падения напряжения на внутреннем сопротивлении блока питания и выделения газа из-за нагрева электродов. Очевидно, что соответствующее охлаждение электродов позволит значительно увеличить мощность блока питания и, следовательно, максимальную производительность насоса.

Измерения показывают, что мощность, выделяемая на аноде, в 1,5—2 раза превышает мощность, выделяемую на катодах [Л. 96].

Однако в то время как электроны, бомбардирующие анод, почти равномерно распределяются по его поверхности, фокусировка ионов приводит к появлению «горячих точек» на поверхности катодов. Поэтому при решении вопроса о том, какой электрод охлаждать, выбор иногда делается в пользу катода. Одновременное охлаждение катода и анода трудно осуществить практически, так как один из электродов находится под высоким напряжением. Применяются в основном три способа охлаждения электродов: а) естественное; б) охлаждение водой и в) охлаждение жидким азотом.

**Естественное охлаждение.** Как правило, в серийных диодных насосах не принимается никаких мер по улучшению теплового контакта между катодами и корпусом насоса. Незначительный контакт существует лишь благодаря случайным соприкосновениям в отдельных точках. Установка специальных зажимов, улучшающих тепловой контакт, а также медных полос, выравнивающих температуру катода, рекомендуется для обеспечения стабильной откачки водорода при давлениях свыше  $10^{-5}$  мм рт. ст. Кроме того, условия естественного охлаждения

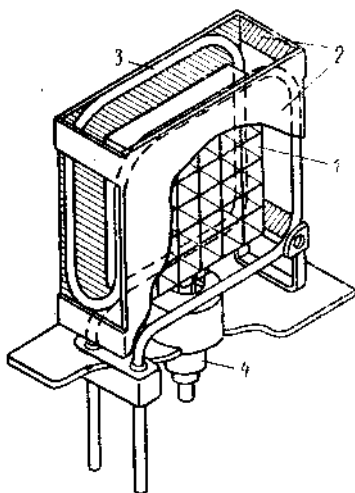


Рис. 61. Конструкция насоса с катодами, охлаждаемыми водой ( $S=15$  л/сек).

1 — анод; 2 — титановые катоды; 3 — трубка с проточной водой; 4 — высоковольтный ввод [Л. 9].

катода улучшаются в ячейке магнетронного типа, а также в ячейке типа Пеннинга, имеющей в сечении форму вытянутого прямоугольника [Л. 66].

**Охлаждение водой** применяется наиболее часто. На рис. 61 изображен в разрезе диодный насос с охлаждаемыми водой катодами [Л. 9]. Охлаждающая трубка проходит по внешнему контуру катодов; охлаждение тем эффективнее, чем толще катоды. На рис. 60 пунктиром показано увеличение скорости откачки ( $S'$ ) за счет охлаждения водой.

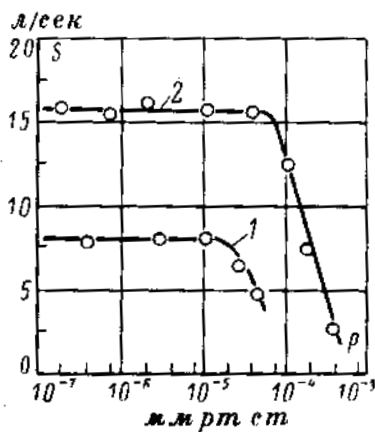


Рис. 62. Быстрота откачки.  
1 — без охлаждения; 2 — при охлаждении жидким азотом [Л. 98].

Насосы с водяным охлаждением устойчиво работают при давлениях до  $10^{-3}$  мм рт. ст. и запускаются при давлении  $10^{-1}$  мм рт. ст. Сообщается о возможности 10-кратного увеличения производительности благодаря применению жидкостного охлаждения катода [Л. 97]. Выпускаемые нашей промышленностью магнетронные насосы типа НОРД имеют охлаждаемый анод. При давлении ниже  $10^{-5}$  мм рт. ст. охлаждение водой не влияет на характеристики насоса.

В триодном насосе удобнее охлаждать анод и коллектор. Соответствующая конструкция, пригодная также для охлаждения жидким азотом, описана в [Л. 98]. На ее основе разработан и выпускается серийно насос «Трион-150» (см. приложение).

**Охлаждение жидким азотом** увеличивает быстроту откачки насоса во всем диапазоне давлений (рис. 62), что объясняется, по-видимому, одновременным проявлением нескольких эффектов. К их числу в первую очередь следует отнести термическую эффузию газа и повышенную сорбцию охлажденными пленками титана. Термическая эффузия проявляется в повышении концентрации откачиваемого газа в ячейках охлаждаемого насоса. Это приводит к возрастанию разрядного тока и увеличению количества распыленного титана. Так же как и

при охлаждении водой, область постоянной быстроты откачки расширяется в сторону высоких давлений (рис. 62). Однако при высоких давлениях в насосе выделяется значительная тепловая мощность и охлаждение жидким азотом становится неэкономичным.

#### 24. УЛУЧШЕНИЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Даже в том случае, когда магнитная система насоса выполнена оптимальным образом, магнитный поток используется далеко не полностью. Как следует из формулы (49), степень использования потока для данного магнитного материала определяется отношением  $\alpha/\sigma$ , где  $\alpha$  — доля объема рабочего зазора, занимаемая анодом ( $\alpha < 1$ );  $\sigma$  — коэффициент рассеяния магнитной системы ( $\sigma > 1$ ). Применяемые конструкции насосов имеют  $\alpha/\sigma = 0,1 \div 0,3$  (большая величина относится к случаю, когда магниты помещены в вакуумную камеру). Другими словами, только 10—30% потока используется по назначению, а остальная часть расходуется на создание магнитного поля в объеме, занимаемом катодами и корпусом насоса, а также на создание поля рассеяния. Между тем магнитная система во многом определяет вес насоса и его стоимость.

Радикальное улучшение использования магнитного потока возможно лишь при отказе от традиционной конструкции насоса, основанной на использовании ячейки Пеннинга. В то время, когда разрабатывалась эта конструкция, существовали лишь приблизительные представления о механизме разряда и преобладал чисто эмпирический подход к делу. Выбор именно ячейки Пеннинга определялся тем, что уже был накоплен большой практический опыт ее применения в ионизационных манометрах и источниках ионов. В дальнейшем изучение природы магнитно-изолированного разряда показало, что существует много электродных систем, где разряд может поддерживаться при весьма низких давлениях. Поскольку свойства этого разряда практически совпадают со свойствами разряда в ячейке Пеннинга, естественно ожидать, что и откачивающее действие будет таким же. Что же касается магнитного потока, то его можно использовать более эффективно, если заставить работать весь объем, где создано магнитное поле, а не только меньшую часть этого объема, занимаемую анодными ячейками, как в обычном насосе.

Для того чтобы в некоторой системе электродов мог поддерживаться магнитно-изолированный высоковакуумный разряд, надо выполнить следующие условия:

1. Анод должен располагаться приблизительно параллельно магнитному полю, с тем чтобы обеспечить свободную миграцию электронов вдоль магнитных силовых линий, которые в общем случае могут быть криволинейными.

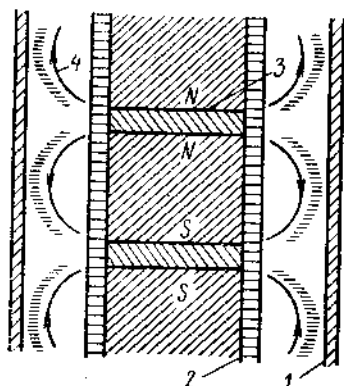


Рис. 63. Система электродов с криволинейным магнитным полем.

1 — анод; 2 — катод; 3 — поверхности полюсов магнитов; 4 — линии магнитного поля [Л. 26].

2. Поверхность анода не должна создавать препятствий для дрейфа электронов в направлении, перпендикулярном электрическому и магнитному полям;

3. Катоды должны располагаться таким образом, чтобы они пересекли магнитные силовые линии и отражали электроны в направлении магнитного поля.

Ряд необычных конфигураций электронов, в которых выполняются перечисленные условия, рассмотрен в работе [Л. 26]. С точки зрения использования магнитного

поля наиболее интересна цилиндрическая система, изображенная на рис. 63. Линии поля здесь существенно искривлены. В пределах одной «ячейки» они меняют направление на  $180^\circ$  и дважды пересекают общий цилиндрический катод. Электроны двигаются вдоль линий поля и одновременно совершают азимутальный дрейф, полностью огибая периодическую магнитную структуру, заключенную внутри катода. Область, занимаемая плазмой, напоминает тороид; ее центр находится в том месте, где линии поля направлены по образующим цилиндра. Наблюдения, сделанные в диапазоне давлений  $10^{-4}$ — $10^{-6}$  мм рт. ст., показали, что в такой системе электродов возбуждается типичный высоковакуумный разряд. Через разрядную ячейку здесь проходит до 80% полного магнитного потока, что должно существенно сократить вес магнита по сравнению с существующими насосами.

Система, показанная на рис. 63, во многом аналогична магнетронному насосу (см. рис. 59), отличаясь от последнего криволинейным магнитным полем и отсутствием торцовых катодных пластин. Можно ожидать, что ведущиеся сейчас исследования магнетронного насоса приведут к созданию некоторой гибридной конструкции, в которой преимущества этих двух систем будут использованы наиболее полно.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Меньшиков М. И., Развитие техники получения вакуума, ПТЭ, 1959, № 4, 3.
2. Рейхрудель Э. М., Смирницкая Г. В., Современные методы получения сверхвысокого вакуума, ЖТФ, 1963, 33, № 12, 1405.
3. Бирюкова Н. Е., Випоградов М. И., Данилов К. Д., Шишловский С. С., Сорбционный титановый охлаждаемый насос, ПТЭ, 1967, № 3, 135.
4. Fisher E., Ultrahigh vacuum for storage rings, Труды Международной конференции по ускорителям, 1963, М., Атомиздат, 1964, 347.
5. Smith N. W. W., Noise reduction in microwave tubes by getter-ion pumping, Vacuum, 1960, 10, № 1—2, 106.
6. Malter L., Mandoli H., Electron tube processing with getter-ion pumps, Vacuum, 10, 1960, № 1—2, 121.
7. Hall L. D., Application of ion pumping to modern vacuum problems, Rev. Soc. roy. belge engrs. et industriels, 1963, № 11, 450.
8. Jepsen R. L., Important characteristics of a new type getter-ion pump, Vide, 1959, № 80, 80.
9. Stolz W. A., Microwave tube processing using getter-ion pumps, Vacuum, 13, 1963, № 6, 223.
10. Barrington A. E., High vacuum with sputter-ion pumps, Semiconductor products and solid state technology, 1963, 6 № 12, 29.
11. Карпов Ю. А., Контор Е. И., Таленский О. Н., Магнитные электроразрядные насосы с холодными катодами, ПТЭ, 1964, № 2, 5.
12. Hoffman V. E., Ion pumping, Industr. Res., 1964, 6, № 8, 46.
13. Barrington A. E., High vacuum engineering, Englewood Cliffs, Prentice-Hall, 1964.
14. Орлов Ю. В., Новые методы получения и измерения вакуума в электровакуумном производстве, В сб. «Электронное приборостроение», изд-во «Энергия», 1966, 127.

15. Jepsen R. L., Magnetically confined cold-cathode gas discharges at low pressures, *J. Appl. Phys.*, 1961, 32, № 12, 2619.
16. Helmer J. C., Jepsen R. L., Electrical characteristics of a Penning discharge, *Proc. IRE*, 1961, 49, № 12, 1920.
17. Иванова Т. И., Пустовалов Г. Е., Рейхрудель Э. М., Решение уравнения Лапласа в разрядном промежутке Пеннинга, *ЖТФ*, 1966, 36, № 5, 907.
18. Смирницкая Г. В., Рейхрудель Э. М., Электрический разряд с холодным катодом при низких давлениях в магнитном поле, *ЖТФ*, 1959, 29, № 2, 153.
19. Dow D. G., Electron-beam probing of a Penning discharge, *J. Appl. Phys.*, 1963, 34, № 8, 2395.
20. Knauer W., Lutz M. A., Measurement of the radial field distribution in a Penning discharge by means of the Stark effect, *Appl. Phys. Lettr.*, 1963, 2, № 6, 109.
21. Knauer W., Mechanism of the Penning discharge at low pressures, *J. Appl. Phys.*, 1962, 33, № 6, 2093.
22. Schuurman W., Investigation of a low pressure Penning discharge, *Physica*, 1967, 36, № 1, 136.
23. Иванова Т. И., Расчет потенциала в ячейке Пеннинга при наличии пространственного заряда. Известия вузов, «Радиофизика», 1967, 10, № 8, 1 193.
24. Курбатов О. К., Энергетическое и угловое распределение ионов, приходящих на различные участки катода в высоковольтном разряде Пеннинга, *ЖТФ*, 1966, 36, № 9, 1 665.
25. Смирницкая Г. В., Баберцян Р. П., О кинетике положительных ионов в разряде типа Пеннинга, *ЖТФ*, 1966, 36, № 7, 1217.
26. Knauer W., Stack E. R., Alternative ion pump configurations derived from a more thorough understanding of a Penning discharge. *Trans. 10th (1963) Vacuum Symp. Amer. Vac. Soc.*, p. 180.
27. Knauer W., Fafarman A., Poeschel R. L., Instability of plasma sheath rotation and associated microwave generation in a Penning discharge, *Appl. Phys. Lettr.*, 1963, 3, № 7, 111.
28. Knauer W., Poeschel R. L., The diocotron effect in plasmas and gas discharges, *Proc. 7th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Beograd*, 1965, vol. 2, p. 719.
29. Knauer W., Diocotron instabilities in plasmas and gas discharges, *J. Appl. Phys.*, 1966, 37, № 2, 602.
30. Рейхрудель Э. М., Смирницкая Г. В., Шерепов Э. П., Высокочастотное излучение разряда в ионном насосе с холодными катодами. «Радиотехника и электроника», 1962, 7, № 10, 1809.
31. Крейнфельд Ю. Е., Электронный ток на выходе трубки типа Пеннинга, *ЖТФ*, 1963, 33, № 7, 883.
32. Hall L. D., Electronic ultra-high vacuum pump, *Rev. Sci. Instr.*, 1958, 29, № 5, 367.
33. Hall L. D., Properties and behaviour of electronic ultra-high vacuum pumps, *Trans. 5th (1958) Vacuum Symp. Amer. Vac. Soc.*, p. 158.
34. Rutherford S. L., Mercer S. L., Jepsen R. L., On pumping mechanisms in getter-ion pumps employing cold-cathode gas discharges, *Trans. 7th (1960) Vacuum Symp. Amer. Vac. Soc.*, p. 380.
35. Rutherford S. L., Jepsen R. L., Enhanced hydrogen pumping with getter-ion pumps, *Rev. Sci. Instr.*, 1961, 32, № 10, 1144.

36. Lafferty J. M., Vanderslice T. A., The interplay of electronics and vacuum technology, Proc. IRE, 1961, 49, № 7, 1136.
37. Kawasaki K. et al., Clean up of inert gases in a Penning discharge studied by a tracer technique, J. Appl. Phys., 1964, 35, № 3, part 1, 479.
38. Rutherford S. L., Pumping speed measurements on sputter-ion pumps, Vacuum, 1966, 16, № 12, 643.
39. Munro D. F., Tom T., Speed measurement of ion-getter pumps by the «three-gauge» method, Trans. 3rd Intern. Vacuum Congress, Stuttgart, 1965, Pergamon Press, 1967, vol. 2, part 2, p. 377.
40. Гутри А., Уокеринг Р., Вакуумное оборудование и вакуумная техника. Изд-во иностран. лит., 1951.
41. Giorgi T. A., Pisani C., On the concept of «pumping speed» in gettered and cryo-pumped systems, Vacuum, 1966, 16, № 12, 669.
42. Hall L. D., Pressures below  $10^{-12}$  torr with a medium-sized ion pump, Vide, 1963, 18, № 107, 479.
43. Dallos A., Steinrisser F., Pumping speed of getter-ion pumps at low pressures, J. Vacuum Sci. and Technol., 1967, 4, № 1, 6.
44. Bächler W., Optimale Ausnutzung des Magnetfeldes bei Ionen-Zersträuberpumpen, Trans. 3rd Intern. Vacuum Congress, Stuttgart, 1965, Pergamon Press, 1967, vol. 2, part 3, p. 609.
45. Jepsen R. L., Пат. США, кл. 313-161, № 3174069.
46. Rutherford S. L., Sputter-ion pumps low pressure operation, Trans. 10th (1963) Vacuum Symp. Amer. Vac. Soc., p. 185.
47. Рудницкий Е. М., Быстрога откачки и ток магниторазрядных насосов в области низких давлений, ПТЭ, 1967, № 3, 127.
48. Wear K. B., Electrical characteristics of sputter-ion pumps, J. Appl. Phys., 1967, 38, № 4, 1936.
49. Robinson N. W., Utilization d'un spectromètre de masse pendant les mesures de débit de pompes à pulverization, Vide, 1965, 20, № 117, 186.
50. Zaphiropoulos R., Lloyd W. A., Design consideration for high-speed getter-ion pumps, Trans. 6th (1959) Vacuum Symp. Amer. Vac., Soc., p. 307.
51. Ardenne M., Roth H., Lorentz E., Entwicklung, Ausführung und Betriebsverhalten einer neuer Ionen-Zersträuberpumpe rotationssymmetrischer Bauart, Vakuu-Technik, 1966, 15, № 1, 8.
52. Roth H., Wenzel B., Zur Dimensionierung von Ionen-Zersträuberpumpen rotationssymmetrischer Bauart, Vakuu-Technik, 1967, 16, № 1-2, 3.
53. Васильев Г. А., Эффективная быстрога откачки электро-разрядного насоса, ПТЭ, 1965, № 1, 147.
54. Постоянные магниты (справочник под ред. Л. Ш. Казарновского), Госэнергоиздат, 1963.
55. Сливинская А. Г., Гордон А. В., Постоянные магниты, изд-во «Энергия», 1965.
56. Мельников Ю. А., Постоянные магниты электровакуумных СВЧ приборов, изд-во «Советское радио», 1967.
57. Keaghs W. J., A high efficiency magnetic field design for large ion pumps, Trans. 10th (1963) Vacuum Symp. Amer. Vac. Soc., p. 191.

58. Колтор Е. И., Магниторазрядный триодный насос для безмасляной откачки электровакуумных приборов, «Обмен опытом в электронной промышленности», 1967, № 2, 43.

59. Lloyd W. A., Rutherford S. L., Пат. США, кл. 313-7, № 3141986.

60. Barrington A. F., Francis A. B., Contamination by sputter-ion pumps, Vide, 1963, 18, № 104, 189.

61. Rivera M., Zaphiropoulos R., Harra D., Some characteristics of ion pumped high vacuum systems, Trans. 7th (1960) Vacuum Symp. Amer. Vac. Soc., p. 206.

62. Bell P. R., Moore E. C., Wyrick A. J., Starting sputter-ion pumps and the outgassing of wet metal surfaces, Vacuum, 1967, 17, № 2, 87.

63. Рудницкий Е. М., Селях Г. С., Высоковакуумный агрегат безмасляной откачки с магнитным электроразрядным насосом, ПТЭ, 1963, № 6, 141.

64. Рудницкий Е. М., Селях Г. С., Высоковакуумный агрегат с магниторазрядным насосом, ПТЭ, 1965, № 3, 170.

65. Carides T., Cottingham J. C., Economical powering of a large multiplicity of sputter-ion pumps, IEEE Trans. Nucl. Sci., 1967, NS-14, № 3, 836.

66. Turner C. M., Marinuzzi J. C., Bennett G. W., Improvement of hydrogen pumping characteristics of Penning discharge getter-ion pumps, IEEE Trans. Nucl. Sci., 1967, NS-14, № 3, 831.

67. Вакуумные системы и их элементы, Справочник-атлас, под ред. В. Д. Лубенца, изд-во «Машиностроение», 1968.

68. Rutherford S. L., Пат. США, кл. 230-69, № 3159332.

69. Asamaki Tatuо, Пат. США, кл. 315-273 № 3172009.

70. The manufacture of triode ion pumps, AEI Engineer, 1967, 7, № 3, 138.

71. Riviere J. C., Allison J. D., Gas evolution during baking of sputter-ion pumps, Vacuum, 1964, 14, № 3, 97.

72. Jackson A. G., Haas T. W., Use of molybdenum in getter-ion pumps, J. Vacuum Sci. and Technol., 1966, 3, № 2, 80.

73. Лавис В. А., Левина Л. Е., Техника вакуумных испытаний, Госэнергоиздат, 1963.

74. Young J. R., Use of an ion pump as a leak detector, Rev. Sci. Instr., 1961, 32, № 1, 85.

75. Barrington A. E., Sensitivity of an ion pump leak detector, Rev. Sci. Instr., 1962, 33, № 10, 1045.

76. Ackley J. W., Barrington A. E., Francis A. B., Jensen R. L., Lothrop C. F., Mandoli H., Leak detection using current changes in ionization gauges and sputter-ion pumps, Trans. 9th (1962) Vacuum Symp. Amer. Vac. Soc., p. 380.

77. Павленко В. А., Рафальсон А. Э., Цымбаров М. Я., Шугов М. Д., Масс-спектрометрический герметизатор высокой чувствительности МХ 1102. ПТЭ, 1965, № 5, 190.

78. Ford G. C., Vail V. W., Power supply and control circuit for ion-getter pumps, Rev. Sci. Instr., 1962, 33, № 11, 1286.

79. Агеев В. Н., Устинов Ю. К., О флуктуациях давления водорода в вакуумных объемах, откачиваемых паромасляными насосами, ПТЭ, 1965, № 1, 217.

80. Spero W. I., Getter-ion pump protection circuit, Rev. Sci. Instr., 1962, 33, № 4, 484.



81. Jepsen R. L., Francis A. B., Пат. США, кл. 315-35 3101431.
82. Jepsen R. L., Lloyd W. A., Ackley J. W., Пат. США, 230-69, № 3150817.
83. Abrams I. L., Harra D. I., Rivera M., Пат. США, 290-69, № 3150819.
84. Jepsen R. L., Francis A. B., Rutherford R. L., etzmann B. E., Stabilized air pumping with diode-type getter-pumps, Trans. 7th (1960) Vacuum Symp. Amer. Vac. Soc., p. 45.
85. Brubaker W. M., A method for greatly enhancing the pumping action of a Penning discharge, Trans. 6th (1959) Vacuum Symp. Amer. Vac. Soc., p. 302.
86. Kearns W. J., Clarke P. J., Vanderslice T. A., Патент США, кл. 230-69 № 3228590.
87. Bance V. R., Craig R. D., Some characteristics of triode ion pumps, Vacuum, 1966, 16, № 12, 647.
88. Jepsen R. L., On the physics of sputter-ion pumps, Vacuum, 1968, 18, № 3, 137.
89. Wear K. B., By-products emitted from sputter-ion pumps, Res. Development, 1967, 18, № 2, 66.
90. Dennis N. T. M., Heppel T. A., Vacuum system design, Chapman and Hall, London, 1968.
91. Tom T., James B. D., Inert gas ion pumping using differential sputter-jield cathodes, Trans. 13th (1966) Vacuum Symp. Amer. Vac. Soc., p. 21.
92. Bächler W., Ionen-Zersträuberpumpen mit hohem Argon-Saugvermögen, Vakuum-Technik, 1968, 17, № 3, 59.
93. Реклама фирмы Uttek (США). См., например, Vacuum, 1967, 17, № 3, 4.
94. Pontvianne J., Improvements to diode ion pumps, Vacuum, 1968, 18, № 3, 137. Pompes ioniques, Ann. radioélectr., 1968, 23, № 92, 171.
95. Andrew D., Sethna D. R., Weston G. F., Inert gas pumping in a magnetron pump, Vacuum, 1968, 18, № 3, 136.
96. Рудницкий Е. М., Распределение мощности между электродами в разряде Пеннинга, ЖТФ, 1968, 38, № 5, 830.
97. Jepsen R. L., Пат. США, кл. 230-69, № 3149774.
98. Виноградов М. И., Рудницкий Е. М., Триодный магниторазрядный насос с охлаждаемыми электродами, ПТЭ, 1966, № 2, 108.