

Методика расчета откачной характеристики кинетического высоковакуумного насоса

© К.Е. Демихов, А.М. Макаров, Н.К. Никулин, Е.В. Свичкарь

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, 105005, Россия

В статье представлен подход к расчету откачной характеристики кинетического вакуумного насоса для молекулярного режима течения газа. Расчет основывается на основных допущениях для молекулярно-кинетической теории газов: распределение молекул по скоростям теплового движения описывается распределением Максвелла, взаимодействие между молекулами газа отсутствует, взаимодействие между поверхностью твердого тела и молекулами газа описывается диффузным законом отражения, коэффициент аккомодации равен единице.

Использование методов прямого статистического моделирования для расчета откачных параметров элементов проточных частей и аналитические зависимости, связывающие их совместную работу, позволили значительно сократить время расчета, не снижая его точности и не искажая физики процесса откачки. Представленные математические зависимости позволяют проводить расчет существующих кинетических высоковакуумных насосов (турбомолекулярных, молекулярных и комбинированных турбомолекулярных с молекулярными ступенями) с учетом влияния всасывающего патрубка и перетеканий в проточных частях насосов.

Ключевые слова: молекулярный насос, турбомолекулярный насос, кинетический насос, статистическое моделирование, вероятность, проводимость, быстрота действия, давление, молекула.

К кинетическим вакуумным насосам относятся турбомолекулярные (ТМН), молекулярные (МВН) и комбинированные турбомолекулярные с молекулярной ступенью вакуумные насосы [1]. По своему принципу действия эти насосы эффективно работают в области молекулярного режима течения газа. В области вязкостного режима течения газа откачной эффект этих насосов пренебрежимо мал [2–5], например, для ТМН-500 максимальное отношение давлений по азоту в молекулярном режиме течения газа более 10^7 , а в вязкостном — около 3.

Процесс откачки высоковакуумного насоса кинетического действия, работающего в молекулярном режиме течения, можно описать обобщенным уравнением откачки

$$N = N_1 k_1 - N_2 k_2, \quad (1)$$

где N — число молекул газа, откачиваемых насосом; N_1 — число молекул газа, попадающих на входное сечение проточной части насоса

со стороны всасывания; N_2 — число молекул газа, попадающих на выходное сечение проточной части насоса со стороны нагнетания; k_1 — вероятность перехода молекулы газа через проточную часть насоса со стороны всасывания на сторону нагнетания; k_2 — вероятность перехода молекулы газа через проточную часть насоса со стороны нагнетания на сторону всасывания.

Число молекул газа, откачиваемых насосом, можно представить как произведение $N_1 k$, где k — результирующая вероятность откачки молекул газа насосом, т.е.

$$N_1 k = N_1 k_1 - N_2 k_2,$$

или

$$k = k_1 - \frac{N_2}{N_1} k_2. \quad (2)$$

При молекулярном режиме течения вероятность столкновения между молекулами газа пренебрежимо мала, т.е. вероятности перехода через проточные части насосов не зависят от давления и определяются влиянием рода газа, взаимодействием молекул газа с поверхностями проточной части насоса, геометрическими параметрами проточной части насоса, скоростью движения подвижных поверхностей и температурой.

Обобщенная математическая модель рабочего процесса кинетического вакуумного насоса включает в себя моделирование течения газа во всасывающей трубке насоса, в проточной части ТМН и в проточной части МВН.

Все эти процессы моделируются при расчете комбинированного ТМН, проточная часть которого представляет проточные части ТМН и МВН, выполненные на одном роторе. При моделировании рабочего процесса ТМН или МВН рассматриваются модели течения газа во всасывающей трубке и в проточной части ТМН или МВН.

Моделирование процесса откачки проводилось при следующих допущениях:

- молекулярный режим течения газа;
- взаимодействие между молекулами газа отсутствует;
- распределение молекул по скоростям теплового движения описывается распределением Максвелла;
- взаимодействие между поверхностью твердого тела и молекулами газа описывается диффузным законом отражения;
- коэффициент аккомодации равен единице.

Результаты расчета показали возможность применения статистической модели для двухмерного течения газа в проточной части ТМН, что значительно сокращает время расчета. Кроме того, воз-

возможность выделения отдельных участков проточных частей МВН и ТМН, характеризующихся относительно большими вероятностями перехода молекул газа через эти участки, также позволяет провести расчет всей проточной части с меньшими временными затратами. В частности, при определении вероятности перехода через всю проточную часть МВН или ТМН со стороны нагнетания на сторону всасывания (величина вероятности может быть меньше 10^{-8}) для обеспечения 10% точности расчета время счета современной персональной вычислительной машины превышает несколько лет.

Кроме того, разделение всей проточной части на отдельные участки позволяет ввести в модель допущения и упрощенные аналитические зависимости без снижения точности расчета и искажения физического смысла рабочего процесса. Так, при вычислении скорости действия МВН достаточно вычислить вероятность перехода молекул газа со стороны всасывания на сторону нагнетания, не вычисляя вероятность обратного перехода ввиду ее пренебрежимо малого значения, что также сокращает время расчета.

Таким образом, обобщенная упрощенная модель работы комбинированного ТМН включает в себя три модели: течение газа во всасывающем патрубке, течение газа в проточной части ТМН и течение газа в проточной части МВН.

Наиболее распространенная форма всасывающего патрубка представляет собой короткий цилиндрический трубопровод. Для упрощения расчета процесса течения газа в проточных частях комбинированных кинетических насосов разработаны алгоритм и программа расчета вероятности перехода молекул газа от входа во всасывающий патрубок до входа в проточную часть насоса.

На рис. 1 представлена графическая иллюстрация процесса старта частицы с поверхности входа из точки A до столкновения с поверхностью цилиндра в точке B .

При равновероятном положении точки старта на поверхности входа координаты точки старта ($x_1, y_1, z = 0$) вычисляются с помощью датчика случайных чисел $rnd(1)$, равномерно распределенных в интервале от 0 до 1:

$$x_1 = \rho \cos \varphi,$$

$$y_1 = \rho \sin \varphi,$$

где $\rho = r \cdot rnd(1)$; $\varphi = 2\pi \cdot rnd(1)$.

Траектория частицы от точки A до точки B определяется двумя углами — ξ и φ_1 . Угол ξ — угол между траекторией молекулы и нормалью к поверхности входа в точке A , совпадающей по направлению с осью OZ .

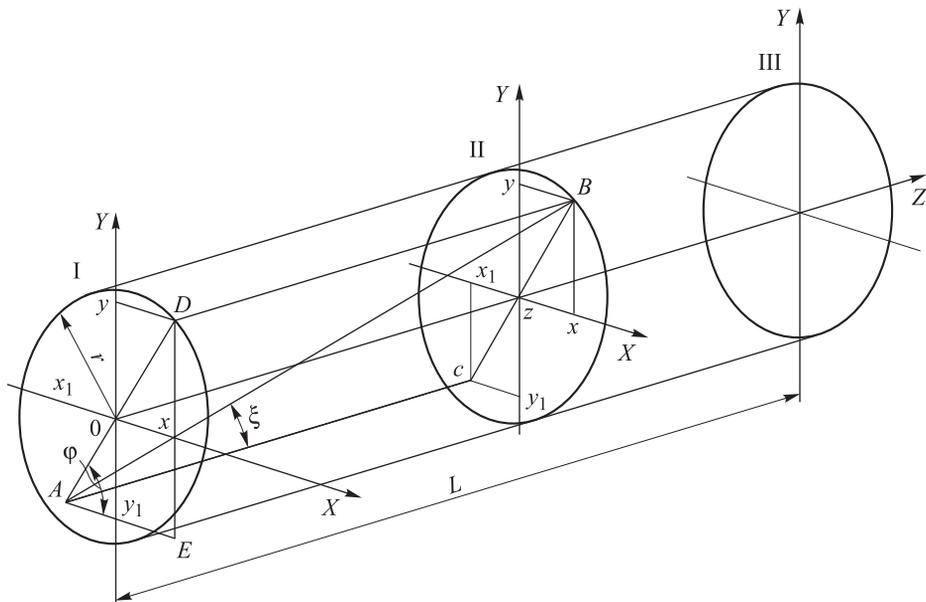


Рис. 1. Расчетная схема старта молекулы с поверхности входа в насос

Угол ξ определяется законом по закону диффузного отражения выражением и моделируется случайным числом:

$$\xi = \arcsin(\sqrt{rnd(1)}).$$

Угол φ_1 — угол между проекцией траектории частицы на плоскость XOY и осью OX . Значение этого угла распределено равномерно от 0 до 2π и моделируется случайным числом:

$$\varphi_1 = 2\pi rnd(1).$$

Координаты точки старта и заданная траектория движения молекулы позволяют вычислить координаты x , y и z точки столкновения молекулы с цилиндрической поверхностью:

$$x = \cos \varphi_1 \left[(x_1 \operatorname{tg} \varphi_1 - y_1) \sin \varphi_1 + \sqrt{r^2 - \cos^2 \varphi_1 (x_1 \operatorname{tg} \varphi_1 - y_1)^2} \right];$$

$$y = y_1 + (x - x_1) \operatorname{tg} \varphi_1;$$

$$z = \frac{\sqrt{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2}}{\operatorname{tg} \xi}.$$

При $z > L$ считается, что молекула перешла через трубопровод, при $z < 0$ — молекула вернулась на вход в трубопровод. В обоих случаях рассматривается движение следующей молекулы с поверхности входа. При $0 < z < L$ молекула сталкивается с поверхностью трубо-

провода и отражается от нее в соответствии с диффузным законом. Дальнейшее движение молекулы между очередными отражениями контролируется только величиной z до тех пор, пока не выполняются условия: $z < 0$ или $z > L$, когда начинается рассмотрение новой частицы. Начало координат перемещается в точку столкновения молекулы с поверхностью цилиндра. Величина приращения

$$\Delta z = \frac{2r}{\cos \varphi \operatorname{tg} \xi \left(\operatorname{tg}^2 \varphi + \frac{1}{\cos^2 \varphi \operatorname{tg}^2 \xi} \right)},$$

где углы ξ и φ , как и в предыдущем случае, представляют собой случайные величины, определяемые, соответственно, диффузным законом отражения и равновероятным значением в пределах от 0 до 2π . Угол ξ — угол между траекторией молекулы и нормалью к поверхности цилиндра в точке 0, совпадающей по направлению с осью OZ . Угол φ — угол между проекцией траектории частицы на плоскость XOZ и осью OZ .

Отношение суммы всех молекул N_{12} , прошедших через канал, к общему числу N рассмотренных частиц определяет вероятность прохода молекул газа через всасывающий патрубок:

$$P \approx \frac{N_{12}}{N}.$$

Соответствующая проводимость всасывающего патрубка, $\text{м}^3/\text{с}$,

$$U_{\text{в.п}} = 36,4PF_0 \sqrt{\frac{T}{M}},$$

где F_0 — площадь поверхности входа во всасывающий патрубок насоса, м^2 ; T — температура газа, К; M — молекулярная масса.

Результаты расчета проводимости совпадают с данными других исследователей [6–9].

Быстрота действия насоса $S_{\text{н}}$ с учетом проводимости всасывающего патрубка может быть определена из приближенного равенства

$$S_{\text{н}}^{-1} = S_{\text{п.ч}}^{-1} + U_{\text{п.ч}}^{-1} - U_0^{-1}, \quad (3)$$

где $S_{\text{п.ч}}$ — быстрота действия проточной части насоса, $\text{м}^3/\text{с}$,

$$S_{\text{п.ч}} = 36,4K_{\text{н}}F_{\text{пч}} \sqrt{\frac{T}{M}};$$

$F_{\text{п.ч}}$ — площадь поверхности входа в проточную часть насоса, м^2 ; $K_{\text{н}}$ — вероятность того, что молекула газа будет откачана проточной

частью насоса, вычисляется по методикам расчета соответствующих проточных частей (ТМН или МВН); U_0 — проводимость входного отверстия всасывающего патрубка, $\text{м}^3/\text{с}$,

$$U_0 = 36,4F_0 \sqrt{\frac{T}{M}}.$$

Расчет откачных параметров рабочих элементов проточной части ТМН может быть проведен по известным работам [1, 10–12].

Принимая все допущения математической модели кинетического вакуумного насоса, в данном случае дополнительно принимается двухмерное течение газа в канале насоса.

При построении алгоритма расчета здесь также прослеживается движение N молекул с момента входа в канал рабочего колеса ТМН до момента выхода из него.

Диффузный закон отражения для двухмерного течения газа: вероятность $p(\psi)$ отражения под углом ψ пропорциональна косинусу этого угла:

$$p(\psi) = \frac{d\psi}{2} \cos \psi,$$

где ψ — угол отражения (угол между нормалью к поверхности и траекторией отраженной молекулы газа).

Соответствующее случайное число величины угла отражения

$$\psi = \arcsin(2\xi - 1),$$

где ξ — случайная величина, равномерно распределенная в интервале от 0 до 1.

Если представить диффузный закон для диапазона изменения угла ψ от 0 до $\pi/2$, то

$$p_1(\psi) = \cos \psi d\psi,$$

и соответственно, случайное число величины угла отражения

$$\psi = \arcsin \xi;$$

уравнение набегающей стенки 0А (рис. 2):

$$y_1 = x_1 \operatorname{tg} \alpha; \tag{4}$$

уравнение стенки СВ:

$$y_2 = (x_2 - a) \operatorname{tg} \alpha; \tag{5}$$

уравнение траектории молекулы, проходящей через точку D , относительно стенки канала:

$$y = b \sin \alpha - (x_d - x) \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{2 - \varphi} \right), \quad (6)$$

где φ определяется из треугольника скоростей на входе в межлопаточный канал:

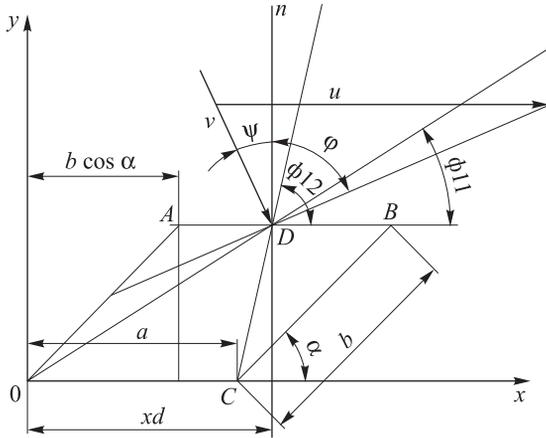


Рис. 2. Расчетная схема входа молекулы газа в межлопаточный канал ТМН

$$y = b \sin \alpha - (x_d - x) \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{2 - \varphi} \right), \quad (6)$$

где φ определяется из треугольника скоростей на входе в межлопаточный канал:

$$\varphi = \arcsin \left[\frac{(u - v \sin \psi)}{\left((v \cos \psi)^2 + (u - v \sin \psi)^2 \right)^{\frac{1}{2}}} \right], \quad (7)$$

где u — скорость движения межлопаточного канала; v — абсолютная скорость теплового движения молекулы газа.

Скорость ее теплового движения v определяется распределением Максвелла

$$f(c) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} e^{-c^2} c^2 dc,$$

где $f(c)$ — распределение Максвелла для модуля скорости теплового движения молекулы газа; c — модуль безразмерной скорости тепло-

вого движения молекулы газа, $c = \frac{v}{v_H}$; v_H — наивероятная скорость теплового движения молекулы газа, $v_H = \sqrt{\frac{2RT}{M}}$; R — универсальная газовая постоянная, 8314 Дж/кмоль К; T — температура газа, К; M — молярная масса, кг/кмоль.

Случайную величину безразмерной тепловой скорости $c(\zeta)$ определяют из уравнения

$$\zeta = \int_0^c \frac{4}{\sqrt{\pi}} e^{-c^2} c^2 dc$$

или по приближенной аппроксимирующей зависимости

$$c(\zeta) = \frac{\pi}{3} + \frac{\pi}{7} \operatorname{tg} \left(\frac{10}{13} \pi \zeta - \frac{9\pi}{25} \right).$$

Если траектория молекулы газа (вектор относительной скорости) принадлежит области угла φ_{11} , т.е. $\pi/2 - \varphi_{11} < \varphi$, то молекула попадает на набегающую стенку OA в точку с координатами (x_1, y_1) .

Координаты (x_1, y_1) точки столкновения с набегающей поверхностью OA вычисляются из совместного решения уравнений (4), (6) и (7):

$$x_1 = \frac{b \sin \alpha - x_d \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{2} - \varphi \right)}{\operatorname{tg} \alpha - \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{2} - \varphi \right)},$$

$$y_1 = x_1 \operatorname{tg} \alpha.$$

Если траектория молекулы газа (вектор относительной скорости) принадлежит области угла $\pi - \varphi_{12}$, т.е. $\pi/2 + \varphi < \pi - \varphi_{12}$, то молекула попадает на убегающую стенку CB в точку с координатами (x_2, y_2) .

Координаты (x_2, y_2) точки столкновения с убегающей поверхностью BC вычисляются из совместного решения уравнений (5), (6) и (7). Если траектория молекулы газа (вектор относительной скорости) принадлежит области угла между φ_{12} и φ_{11} , т.е. $\pi/2 - \varphi_{12} < \varphi < \pi/2 - \varphi_{11}$, то молекула перейдет через канал (попадает на поверхность выхода OC). При попадании молекулы на набегающую стенку (рис. 3) случайная величина угла отражения β между вектором тепловой скорости и нормалью к поверхности стенки межлопаточного канала определяется из уравнения

$$\beta = \arcsin (2\xi - 1),$$

где ξ — случайная величина, равномерно распределенная в интервале от 0 до 1.

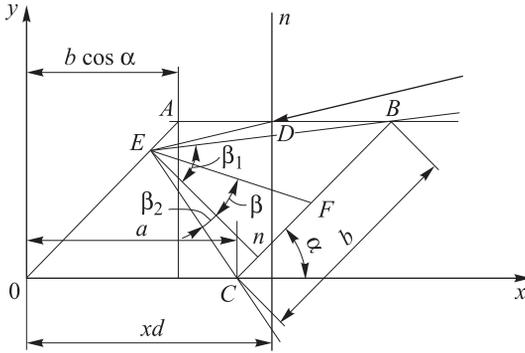


Рис. 3. Расчетная схема движения отраженной молекулы газа от поверхности OA межлопаточного канала ТМН

Если вектор скорости молекулы после отражения от поверхности принадлежит области угла $\pi/2 - \beta_1$, т.е. $\beta > \beta_1$, то молекула не перейдет через канал, вернется на вход.

$$\beta_1 < \frac{\pi}{2} \text{ всегда,}$$

$$\beta_1 = \arccos \frac{E_n}{E_B} = \arccos \frac{a \sin \alpha}{\sqrt{(a + b \cos \alpha - x_E)^2 + (b \sin \alpha - y_E)^2}}.$$

Если вектор скорости молекулы после отражения от поверхности принадлежит области угла $\pi/2 - \beta_2$, т.е. $\beta > \beta_2$ или $\beta < \beta_2$, то молекула перейдет через канал, где

$$E_n = a \sin \alpha, \quad AE = \frac{b \sin \alpha - y_1}{\sin \alpha}, \quad \frac{b \sin \alpha - y_1}{\cos \alpha} + a \sin \alpha;$$

$$B_n = \frac{\frac{b \sin \alpha - y_1}{\cos \alpha} + a \sin \alpha}{\operatorname{tg} \alpha};$$

$$Cn = b - Bn = b - \frac{\frac{b \sin \alpha - y_1}{\cos \alpha} + a \sin \alpha}{\operatorname{tg} \alpha};$$

$$\beta_2 = \arctg \frac{Cn}{En}, \left(b - \frac{\frac{b \sin \alpha - y_1}{\cos \alpha} + a \sin \alpha}{\operatorname{tg} \alpha} \right)^2 + (a \sin \alpha)^2;$$

$$\beta_2 = \arctg \left\{ \frac{b - \left(\frac{\frac{b \sin \alpha - y_1}{\cos \alpha} + a \sin \alpha}{\operatorname{tg} \alpha} \right)}{a \sin \alpha} \right\},$$

или

$$\beta_2 = \arcsin \left\{ \frac{b - \left(\frac{\frac{b \sin \alpha - y_1}{\cos \alpha} + a \sin \alpha}{\operatorname{tg} \alpha} \right)}{\sqrt{\left[b - \left(\frac{\frac{b \sin \alpha - y_1}{\cos \alpha} + a \sin \alpha}{\operatorname{tg} \alpha} \right) \right]^2 + (a \sin \alpha)^2}} \right\}.$$

Если вектор скорости молекулы после отражения от поверхности принадлежит области угла $\pi/2 - \beta_2$, т.е. $\beta > \beta_2$ или $\beta < \beta_2$, то молекула перейдет через канал.

Из рис. 4 видно, что при $y_1 < a \sin \alpha \cos \alpha$ угол β_2 становится отрицательным, т.е. если вектор скорости молекулы после отражения от поверхности принадлежит области угла от $\pi/2 + \beta_2$ до β_1 , т.е. $\pi/2 + \beta_2 > \pi/2 - \beta > \pi/2 - \beta_1$, то молекула после отражения от набегающей поверхности OA попадет на поверхность CB , или при $\pi/2 - \beta_1 > \pi/2 - \beta$ молекула вернется на вход канала, а при $\pi/2 + \beta_2 < \pi/2 - \beta$ — перейдет через канал.

При попадании молекулы на убегающую стенку BC (рис. 5) после отражения от нее под углом β она снова попадет на стенку OA , т.е. если вектор скорости отраженной молекулы от поверхности BC принадлежит пространству угла от β_1 до β_2 , где

$$\beta_1 = \arccos \frac{E_n E}{OE};$$

$$E_n E = a \sin \alpha;$$

$$OE = \sqrt{x_E^2 + y_E^2};$$

$$\beta_2 = \arccos \frac{a \sin \alpha}{AE};$$

$$AE = \sqrt{(x_E - b \cos \alpha)^2 + (b \sin \alpha - y_E)^2};$$

$$k_{12} = \frac{N_{12}}{N}.$$

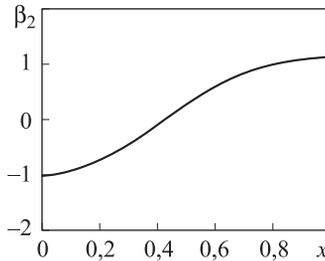


Рис. 4. Зависимость изменения $\beta_2(x)$

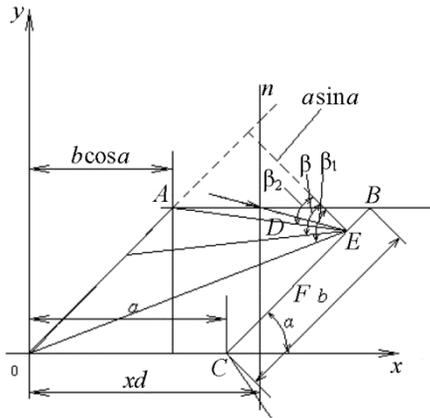


Рис. 5. Расчетная схема движения отраженной частицы от поверхности BC межлопаточного канала ТМН

Таким образом, прослеживается движение N молекул с момента входа в межлопаточный канал со стороны всасывания до выхода из него и, наоборот, с момента входа в межлопаточный канал со стороны нагнетания до выхода из него.

Отношение числа молекул N_{12} , прошедших со стороны всасывания на сторону нагнетания межлопаточного канала ТМН, к общему числу N прослеженных молекул приближенно равно вероятности k_{12} перехода через межлопаточный канал со стороны всасывания на сторону нагнетания.

Соответственно вероятность перехода через межлопаточный канал со стороны нагнетания на сторону всасывания

$$k_{21} = \frac{N_{21}}{N},$$

где N_{21} — число молекул, прошедших со стороны нагнетания на сторону всасывания межлопаточного канала ТМН.

Результирующая вероятность перехода через межлопаточный канал ТМН

$$k = k_{12} - \frac{N_2}{N_1} k_{21},$$

где N_1 и N_2 — соответственно число молекул газа, попадающих на вход межлопаточного канала со стороны всасывания и со стороны нагнетания.

Быстрота действия и отношение давлений рабочего колеса ТМН и всего насоса рассчитываются по известной методике [1].

Молекулярные вакуумные насосы имеют конструктивную схему Геде [1, 4], каждая из ступеней содержит отсекаТЕЛЬ, установленный с радиальным зазором δ к ротору. В расчетной схеме для реальных конструкций насоса при очень маленькой величине зазора $\delta < 10^{-4}$ м цилиндрическая поверхность ротора может быть представлена в виде плоскости, т. е. образующейся щели между коаксиальными цилиндрическими поверхностями ротора и отсекаТеля, причем поверхность ротора значительно больше поверхности отсекаТеля. На рис. 6 представлена расчетная схема для определения проводимости щели, образованной отсекаТЕлем, ротором и статором проточной части насоса.

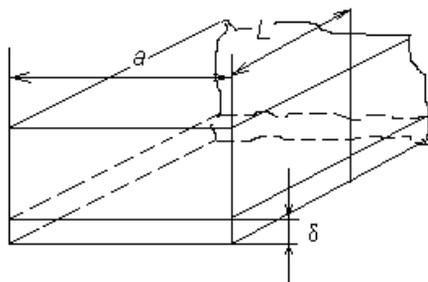


Рис. 6. Расчетная схема плоской щели отсекаТеля:

a — ширина отсекаТеля; L — длина отсекаТеля; δ — радиальный зазор

На рис. 7 представлены результаты расчета [13] коэффициента Клаузинга для плоской щели конечных размеров и щели, образованной поверхностью конечного размера и бесконечной поверхностью. Как

видно из рисунка, расхождение результатов при $L/h > 2$ не превышает 15%, т.е. при $L/h > 2$ в качестве расчетной модели можно принимать плоскую щель конечных размеров, для определения проводимости которой разработаны довольно простые и точные методы расчета.

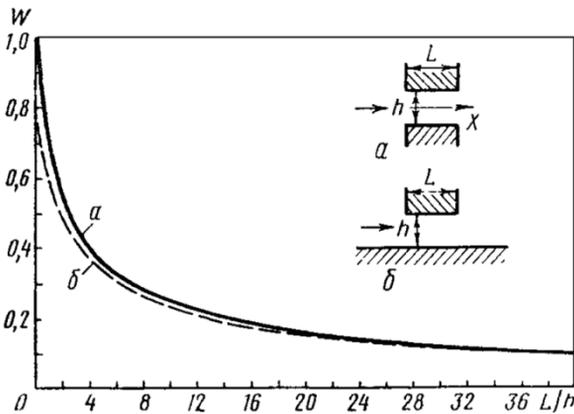


Рис. 7. Зависимость коэффициента Клаузинга от L/h для канала, образованного двумя плоскими поверхностями, отстоящими друг от друга на расстоянии h :

a — поверхности имеют одинаковую длину L в направлении течения газа;
 b — одна поверхность конечного размера длиной L , другая — бесконечна

Проводимость трубопровода прямоугольного сечения, одна из сторон которого значительно больше другой (b/a), т.е. проводимость щели [1]

$$U = 97k' \left(a^2 \frac{b}{l} \right) \sqrt{\frac{T}{M}}, \quad (8)$$

здесь поправочный коэффициент k' определяют графически или по разработанной упрощенной зависимости

$$k' = 0,4787 \ln \left(\frac{L}{b} + 1,518 \right) - 0,1963. \quad (9)$$

Если $l > 10a$, то по формуле $k' = \frac{3}{8} \ln \left(\frac{l}{a} \right)$.

Для расчета проводимости щели чаще используется уравнение

$$U = 0,25kF\bar{v} = 36,4kF \sqrt{\frac{T}{M}}, \quad (10)$$

для которого также получено упрощенное выражение коэффициента Клаузинга:

$$k = 0,7035e^{-0,346\frac{L}{b}} + 0,2236. \quad (11)$$

При статистическом моделировании течения газа через канал прямоугольного сечения при $b \ll a$ и длиной L рассматривается течение через плоскую щель. Как и при моделировании течения газа в цилиндрическом трубопроводе, в данном случае рассматривается движение N частиц с момента старта с поверхности входа в канал до момента выхода из него или возвращения к поверхности входа. Поверхность входа в канал имеет форму прямоугольника (рис. 8) со сторонами a и b . Координаты точки старта A выбираются случайным образом с помощью генератора случайных чисел:

$$x_a = arnd(1), y_a = brnd(1), z_a = 0,$$

где $rnd(1)$ — генератор случайных чисел, равномерно распределенных в интервале от 0 до 1.

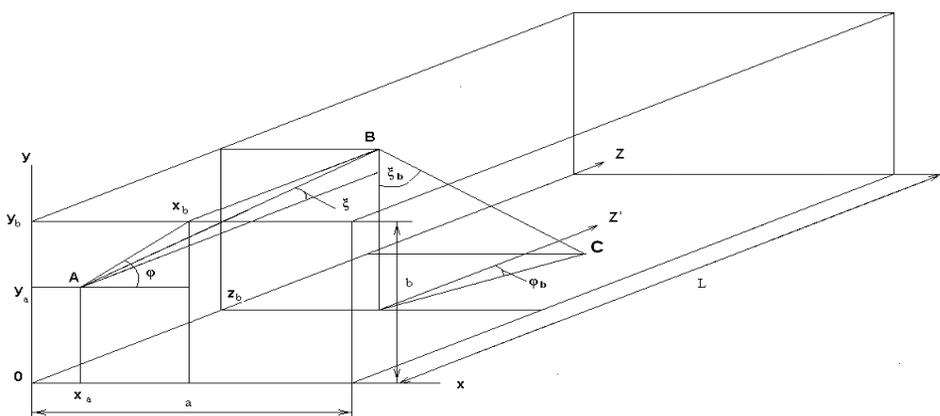


Рис. 8. Расчетная схема процесса движения молекулы газа в прямоугольном цилиндрическом канале

Траектория частицы от точки A до точки B определяется двумя углами ξ и φ . Угол ξ — угол между траекторией молекулы и нормалью к поверхности входа в точке A , совпадающей по направлению с осью OZ , определяется законом диффузного отражения выражением и моделируется случайным числом:

$$\xi = \arcsin(\sqrt{rnd(1)}).$$

Угол φ — угол между проекцией траектории частицы на плоскость XOY и осью OX . Величина этого угла распределена равномерно от 0 до 2π и моделируется случайным числом:

$$\varphi = 2\pi r n d(1).$$

Координаты точки старта и заданная траектория движения молекулы позволяют вычислить координаты x_b , y_b и z_b точки столкновения молекулы с плоскостью:

$$x_b = \frac{b - y_a}{\operatorname{tg} \varphi} + x_a;$$

$$y_b = \begin{cases} b, & \text{если } \varphi \leq \pi, \\ 0, & \text{если } \varphi > \pi; \end{cases}$$

$$z_b = \frac{\sqrt{(x_b - x_a)^2 + (y_b - y_a)^2}}{\operatorname{tg} \xi}.$$

При $z > L$ считается, что молекула перешла через щель, при $z < 0$ — молекула вернулась на вход в щель. В обоих случаях рассматривается движение следующей молекулы с поверхности входа. При $0 < z < L$ молекула столкнулась с поверхностью плоскости и отражается от нее в соответствии с диффузным законом. Дальнейшее движение молекулы между очередными отражениями контролируется только величиной z_c до тех пор, пока не выполняются условия: $z_c < 0$ или $z_c > L$, когда начинается рассмотрение новой частицы. Начало координат перемещается в точку столкновения молекулы с поверхностью щели. Величина приращения

$$\Delta z = z_c - z_b = \frac{b \cos \varphi_b}{\operatorname{tg} \xi_b},$$

где углы ξ_b и φ_b , как и в предыдущем случае, представляют собой случайные значения, определяемые, соответственно, диффузным законом отражения и равновероятным значением в пределах от 0 до 2π . Угол ξ_b — угол между траекторией молекулы и нормалью к плоскости в точке B , совпадающей по направлению с осью OY . Угол φ_b — угол между проекцией траектории частицы на плоскость XOZ и осью OZ .

Отношение суммы всех молекул, прошедших через канал, к общему числу рассмотренных частиц определяет вероятность прохода молекул газа через плоскую щель.

Максимальное отношение давлений и максимальная быстрота действия МВН без учета перетеканий могут быть приближенно оценены по уравнениям

$$\tau_{\max} = e^{Lu_2 \frac{\zeta}{h}}, \quad (12)$$

$$S_{\max} = ah \frac{u_2}{2},$$

где L — длина канала МВН, м; u_2 — составляющая скорости ротора вдоль канала, м/с; ζ — коэффициент внешнего трения газа, с/м (Геде рекомендует $1,6 \cdot 10^{-5}$ с/см); h — высота канала МВН, м.

Аналогичные зависимости описывают максимальное отношение давлений и для других конструктивных исполнений МВН [1, 2–14]. В молекулярном режиме течения откачная характеристика МВН (зависимость быстроты действия S от отношения давлений τ) представляет собой линейную зависимость:

$$S = S_{\max} \frac{\tau_{\max} - \tau}{\tau_{\max} - 1} \quad (13)$$

или

$$\tau = \tau_{\max} - \frac{S}{S_{\max}} (\tau_{\max} - 1). \quad (14)$$

С учетом перетеканий через радиальный зазор между отсекателем и ротором реальная величина максимального отношения давлений

$$\tau_{\max r} = \frac{\tau_{\max} + \frac{U_a}{S_{\max}} (\tau_{\max} - 1)}{1 + \frac{U_a}{S_{\max}} (\tau_{\max} - 1)}, \quad (15)$$

где U_a — проводимость радиального зазора, м³/с.

Максимальная быстрота действия S_{\max} от перетеканий практически не зависит.

Для реальных конструкций МВН $\tau_{\max} \gg 1$. Соответственно уравнение (15) можно представить в виде

$$\tau_{\max r} = \frac{S_{\max} + U_a}{U_a}. \quad (16)$$

Для МВН Хольвека величина проводимости практически не зависит от скорости движения ротора и вычисляется по уравнениям (8) — (11) или методом статистического моделирования.

На рис. 9 представлены результаты расчета τ_{\max} и $\tau_{\max r}$ МВН Хольвека в зависимости от линейной скорости движения ротора при температуре откачиваемого азота 293 К.

Результаты расчета показали, что в реальном диапазоне линейных скоростей, ($u_2 > 100$ м/с) при $\tau_{\max} \gg 1$ величину $\tau_{\max r}$ определяют величины максимальной быстроты действия и проводимости радиального зазора (см. (10)).

При расчете МВН конструкции Геде перетекания через отсекаТЕЛЬ зависят от линейной скорости движения ротора в результате передачи дополнительного количества движения в направлении вращения молекулам газа, попадающим в радиальный зазор отсекаТеля, т.е. эта щель работает как молекулярный насос с откачкой из полости нагнетания в полость всасывания.

Расчетная схема насоса с модифицированной формой ротора изображена на рис. 10. На рис. 11 представлены результаты расчета

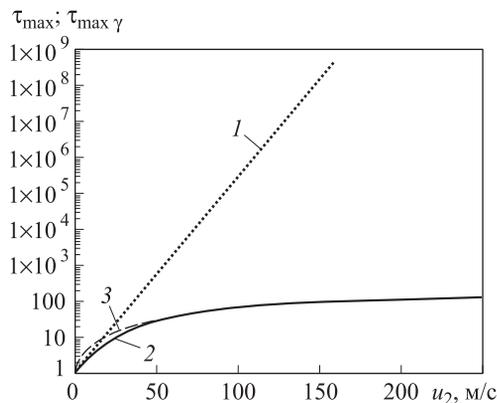


Рис. 9. Зависимость максимального отношения давлений МВН Хольвека от линейной скорости движения ротора: 1 — результаты расчета по уравнению (12); 2 — результаты расчета по уравнению (15); 3 — результаты расчета по уравнению (16)

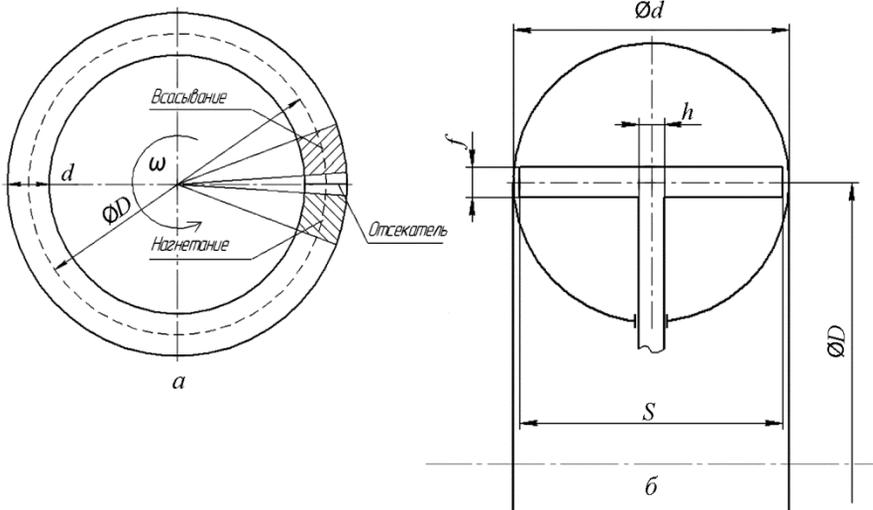


Рис. 10. Расчетная схема МВН Геде с модифицированной формой ротора:

a — проточная часть МВН в виде тороидального канала без тела ротора; *b* — расположение ротора в тороидальном канале; *d* — диаметр тороидального канала; *D* — внешний диаметр тора; *f* — толщина барабана ротора; *h* — толщина диска ротора; *S* — длина барабана ротора; ω — угловая скорость вращения ротора

τ_{\max} без учета перетеканий для МВН Геде в зависимости от безразмерной скорости u_2/v_H , где v_H — наивероятная скорость теплового движения молекул газа. На рис. 12 — результаты расчета вероятности P перехода через радиальный зазор отсекаателя в зависимости от безразмерной скорости вращения ротора. Расчет проведен методом статистического моделирования (метод Монте-Карло). На рис. 13 для сравнения представлены результаты расчета $\tau_{\max r}$ с учетом перетеканий через радиальный зазор отсекаателя реальных моделей насоса.

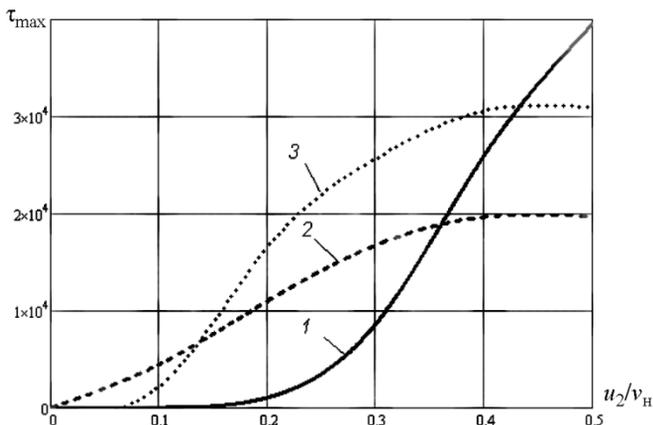


Рис. 11. Зависимость максимального отношения давлений МВН Геде от безразмерной скорости движения ротора u_2/v_H :

1 — результаты расчета для $D/d = 5$; 2 — результаты расчета для $D/d = 10$; 3 — результаты расчета для $D/d = 40$

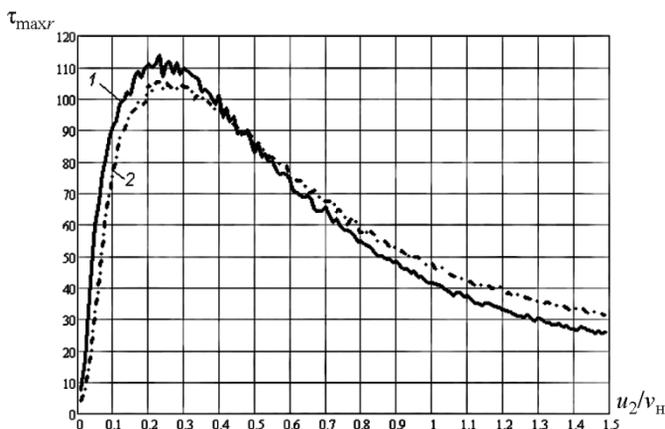


Рис. 12. Зависимость максимального отношения давлений МВН Геде от безразмерной скорости движения ротора u_2/v_H с учетом перетеканий:

1 — результаты расчета для $D/d = 3,75$;
2 — результаты расчета для $D/d = 6,25$

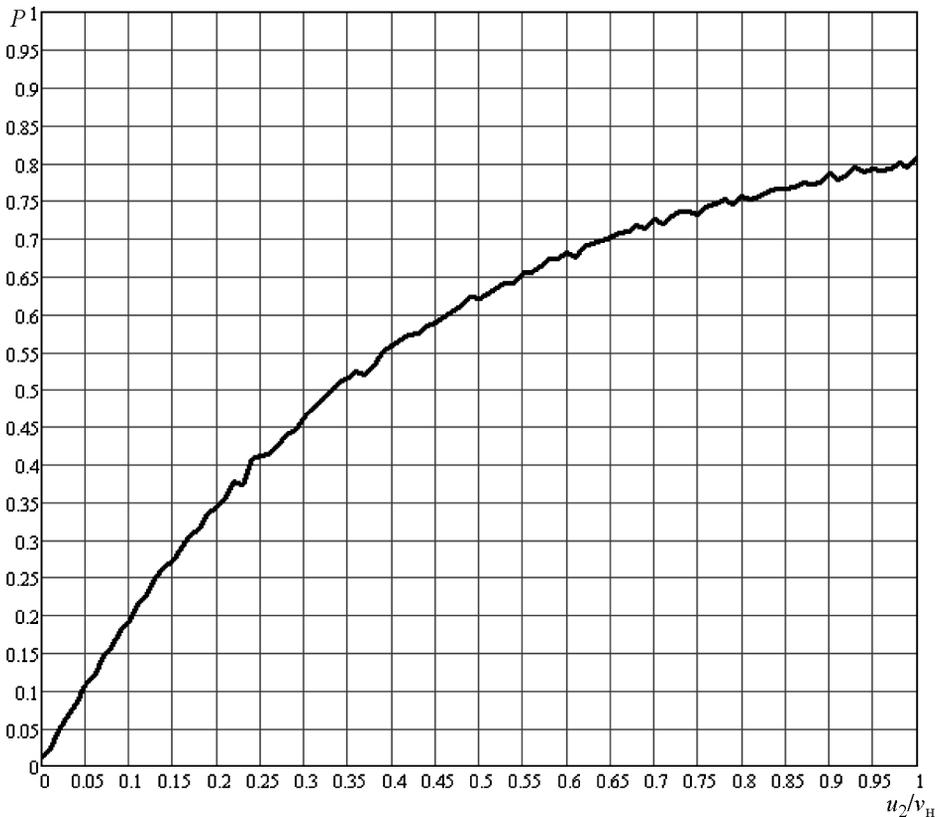


Рис. 13. Зависимость вероятности перехода молекул газа через плоскую щель с $L/\delta = 500$ в зависимости от скорости движения одной из поверхностей

При расчете параметров ТМН и МВН быстрота действия вычисляется с учетом проводимости входного патрубка, или проточной части, соединяющей рабочие пакеты ТМН и МВН (3). При расчете комбинированного ТМН характеристики МВН рассматриваются как характеристики последнего фиктивного рабочего колеса ТМН, имеющего откачную характеристику МВН.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *Вакуумная техника: Справочник.* Демихов К.Е., Панфилов Ю.В., ред. Москва, Машиностроение, 2009, 590 с.
- [2] Gaede W. Die Molekularluftpumpe. *Annalen der Physik*, 1913, В. 41, S. 337–380.
- [3] Mongodin G., Prevot F. Etude experimentale une pompe moleculaire rotative. 1956, V. 61, S. 3–13.
- [4] Демихов К.Е., Никулин Н.К. *Оптимизация высоковакуумных механических насосов.* Москва, Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2010, 255 с.
- [5] Cheng H.P., Jou R.Y., Chen F.Z., Chang Y.W., Iwane M., Hanaoka T., Three-dimensional flow analysis of spiral-grooved turbo booster pump in slip and continuum flow. *J. Vac. Sci. Technol. A*, vol. 18, N 2, 2000, pp. 543–551.

- [6] Породнов Б.Т., Суетин П.Е., Борисов С.Ф. Течение газов в плоской щели в широком диапазоне чисел Кнудсена. *Журнал технической физики*, 1970, т. 40, вып. 11, с. 2383–2391.
- [7] Саксаганский Г.Л. *Молекулярные потоки в сложных вакуумных структурах*. Москва, Атомиздат, 1980, 216 с.
- [8] Печатников Ю.М. Анализ проводимости вакуумных систем и их элементов в молекулярно-вязкостном режиме. *Вакуумная техника и технология*, 2008, № 1, с. 23–26.
- [9] Levenson L.L., Milleron N., Davis D.H. Molecular flow conductance. *Le Vide*, 1963, v. 18, N 103, pp. 42–50.
- [10] Kruger C., Shapiro A. Vacuum pumping with a blated axial-flow turbomachine. *Symp. Vac. Techn. Trans.* Pergamon Press, 1960, p. 117–140.
- [11] Sawada T., Suzuki M., Taniguchi O. The axial flow molecular pump. Part I. *Scient. Papers Inst. Phys. and Chem. Res.*, 1968, N 2, p. 49–64.
- [12] Фролов Е.С. *Турбомолекулярные вакуум-насосы*. Москва, Машиностроение, 1980, 119 с.
- [13] Кошмаров Ю.А., Рыжов Ю.А. *Прикладная динамика разреженного газа*. Ленинград, Машиностроение, 1977, 184 с.
- [14] Holweck M. Conites. *Redus. C.R. Acad. Sci.*, 1923, p. 177–43.
- [15] Siegbahn M. Die molecularpump. *Activ für Matematik astronomy Och. Physik Band*, 1944, Bd. 30, N 2, S. 1944.

Статья поступила в редакцию 31.05.2013

Ссылку на эту статью просим оформлять следующим образом:

Демихов К.Е., Макаров А.М., Никулин Н.К., Свичкарь Е.В. Методика расчета откачной характеристики кинетического высоковакуумного насоса. *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2013, вып. 5. URL: <http://engjournal.ru/catalog/machin/vacuum/765.html>

Демихов Константин Евгеньевич — д-р технических наук, профессор, заведующий кафедрой «Вакуумная и компрессорная техника» МГТУ им. Н.Э. Баумана, заслуженный деятель науки Российской Федерации. Автор более 170 научных работ. e-mail: nkn@bmstu.ru

Макаров Анатолий Макарович — д-р техн. наук, профессор кафедры «Физика» МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 200 научных работ.

Никулин Николай Константинович родился в 1946 г., окончил МГТУ им. Н.Э. Баумана в 1970 г. Канд. техн. наук, доцент кафедры «Вакуумная и компрессорная техника» МГТУ им. Н.Э. Баумана, работает в области вакуумной техники более 32 лет. Автор более 100 научных трудов.

Свичкарь Елена Владимировна окончила МГТУ им. Н.Э. Баумана в 2005 г. Ассистент кафедры «Вакуумная и компрессорная техника» МГТУ им. Н.Э. Баумана. работает в области вакуумной техники 8 лет. Автор 15 научных трудов.