

01;12

Компьютерное моделирование и анализ технических характеристик термомолекулярных микронасосов

© Ю.Ю. Клосс^{1,2}, Д.В. Мартынов^{1,2}, Ф.Г. Черемисин^{1,3}¹ Московский физико-технический институт,
147700 Долгопрудный, Московская область, Россия² Российский научный центр „Курчатовский институт“,
123182 Москва, Россия³ Вычислительный центр им. А.А. Дородницына РАН,
117967 Москва, Россия

e-mail: kloss@mnpt.kiae.ru, mart1989@list.ru, tcherem@ccas.ru

(Поступило в Редакцию 9 сентября 2010 г.)

Исследованы термомолекулярные микронасосы, работающие без движущихся механических частей, различающиеся по форме, но имеющие в основе один и тот же физический эффект — тепловое скольжение газа вдоль неравномерно нагретых стенок. Показана применимость разработанных методов компьютерного моделирования и программных систем для анализа физических свойств различного типа микронасосов. В качестве критериев работы устройств выступают отношение давлений, создаваемое насосом в установившемся режиме, и геометрия конструкции насоса, необходимая для применения устройства в MEMS-системах. Функциональность насосов изучалась численно с помощью компьютерного моделирования кинетического уравнения Больцмана.

Введение

Развитие микро- и нанотехнологий позволяет создавать миниатюрные термомолекулярные микронасосы, основанные на эффекте теплового скольжения газа вдоль стенок с приложенным градиентом температуры. Такие устройства могут находить широкое применение при создании современных масс-спектрометров [1], оптических спектрометров [2], газовых анализаторов [3] и других миниатюрных приборов. Работа таких устройств невозможна без высоковакуумных насосов. В микро- и наномасштабах применение традиционных насосов становится неэффективным, так как их работа связана с механическим перемещением газа. Такие насосы имеют сложную конструкцию, большой размер и много движущихся частей. Их техническая реализация практически невозможна на микро- и наноуровне. Преимущества микроустройств, созданных на основе эффекта теплового скольжения газа, состоят в том, что они долговечны, не имеют движущихся механических частей, экологически чисты, имеют возможность более простой технологической реализации на микроуровне по сравнению с традиционными высоковакуумными насосами.

Насосы Кнудсена имеют периодическую структуру, состоящую из чередующихся, последовательно соединенных трубок двух видов. Распределение температуры в насосе Кнудсена периодически с тем же периодом, что имеет структура. Температура вдоль трубок первого вида линейно возрастает от некоторого значения T_1 до T_2 , а вдоль трубок второго вида линейно убывает от T_2 до T_1 .

Составляющими частями классического насоса Кнудсена, разработанного им в 1910 г. [4,5], являются длинные прямые цилиндрические трубки. Трубки первого вида имеют меньший диаметр, чем трубки второго вида.

Модификация классического насоса Кнудсена была предложена в работе [6], а затем реализована и исследована в [7,8]. Еще один вид насосов Кнудсена, змейчатый насос, предложен в [9,10]. Все трубки змейчатого насоса имеют одинаковый диаметр. Трубки первого вида изогнутые, а второго — прямые. В данной работе предлагается комбинированный насос Кнудсена, в котором трубки первого вида узкие и изогнутые, трубки второго вида широкие и прямые. По сравнению с классическим и змейчатым насосами эта конструкция имеет ряд преимуществ, о которых будет сказано ниже.

В настоящей работе на основе ранее разработанного математического аппарата [11,12], связанного с численным решением кинетического уравнения Больцмана для одноатомного газа, и проблемно-моделирующей программной системы [13,14] проводится анализ различных типов термомолекулярных микронасосов.

Особенностью математического подхода, предлагаемого авторами работы, является применение метода расщепления, который разделяет процесс решения на два этапа: свободно молекулярное течение и упругие столкновения молекул. Оператор переноса кинетического уравнения аппроксимируется методом конечных объемов. Используются тетраэдрические пространственные сетки, построенные с помощью пакета GMSH [15]. Для вычисления интеграла упругих столкновений применяется проекционный метод [16,17]. Разработанная проблемно-моделирующая система реализована на вычислительных системах с кластерной архитектурой и технологией MPI, что позволяет проводить вычислительный эксперимент сложных технических устройств в реальном масштабе времени с высокой точностью получаемых физических характеристик [18].

Численный метод

Запишем уравнение Больцмана для одноатомного газа в виде

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \xi \frac{\partial f}{\partial x} = I. \quad (1)$$

Интеграл столкновений Больцмана, опуская переменные x и t , запишем в виде

$$I(\xi) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{b_m} (f'f'_* - ff_*) g b d b d \varphi d \xi_*. \quad (2)$$

Здесь $f \equiv f(\xi)$, $f_* \equiv f(\xi_*)$, $f' \equiv f(\xi')$, $f'_* \equiv f(\xi'_*)$, $g = \xi_* - \xi$, b и φ — параметры бинарного столкновения. Скорости после столкновения ξ' , ξ'_* зависят от скоростей до столкновения ξ , ξ_* и параметров столкновения b , φ .

Решением уравнения (1) является функция распределения молекулярных скоростей $f(\xi, x, t)$, зависящая от молекулярной скорости ξ , координаты x и времени t . После того как эта функция найдена, могут быть посчитаны наблюдаемые макроскопические величины газа: числовая плотность $n(x, t)$, скорость $u(x, t)$, температура $T(x, t)$, тензор давлений $P_{ij}(x, t)$, поток энергии $\mathbf{E}(x, t)$, тепловой поток $\mathbf{q}(x, t)$ и другие:

$$n = \int f d\xi, \quad u = \frac{1}{n} \int \xi f d\xi, \quad T = \frac{m}{3nk} \int c^2 f d\xi,$$

$$P_{ij} = m \int c_i c_j f d\xi, \quad \mathbf{E} = \frac{m}{2} \int \xi^2 \xi f d\xi,$$

$$\mathbf{q} = \frac{m}{2} \int c^2 \mathbf{c} f d\xi.$$

Здесь использованы тензорные обозначения, $\mathbf{c} = (c_x, c_y, c_z) = \xi - \mathbf{u}$, m — масса молекулы, k — постоянная Больцмана.

Перейдем к безразмерным переменным и безразмерной функции распределения

$$\xi^* = \frac{\xi}{v_0}, \quad t^* = \frac{t}{\tau_0}, \quad b^* = \frac{b}{\sigma_{\text{eff}}}, \quad x^* = \frac{x}{\lambda},$$

$$T^* = \frac{T}{T_0}, \quad n^* = \frac{n}{n_0}, \quad f^* = \frac{f}{n_0 v_0^{-3}},$$

$$v_0 = \frac{\sqrt{kT_0}}{m}, \quad \lambda = \frac{1}{\sqrt{2\pi n_0 \sigma_{\text{eff}}^2}}, \quad \tau_0 = \frac{\lambda}{v_0},$$

где b — прицельное расстояние сталкивающихся молекул, ξ — скорость молекулы, v_0 — нормировочная скорость. τ_0 — нормировочное время, k — постоянная Больцмана, m — масса молекул газа, λ — длина свободного пробега молекулы газа, σ_{eff} — эффективный диаметр молекул, T_0 — нормировочная температура газа, n_0 — нормировочная числовая плотность газа.

При решении задачи использовался потенциал Ленарда–Джонса, где σ_{eff} определяется следующим образом: $\sigma_{LJ, \text{eff}} = \sigma \sqrt{\Omega^{(2,2)}}$, σ — диаметр молекул, $\Omega^{(2,2)}$

табулированы в [19] и мало отличаются от единицы. Опустим знак „*“ и вернемся к прежним обозначениям.

Запишем уравнение Больцмана в безразмерных переменных:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \xi \frac{\partial f}{\partial x} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} I, \quad (3)$$

где

$$I = \int (f'f'_* - ff_*) g b d b d \varphi d \xi_*.$$

Для численного решения уравнения (3) необходимо перейти от непрерывной функции распределения к дискретной. Для этого введем скоростную сетку, построение которой осуществляется следующим образом. Вначале определяется куб в пространстве скоростей и в нем строится равномерная сетка узлов. Выбор равномерной сетки узлов обусловлен методом вычисления интеграла столкновений. Ребро куба равно $4.8\sqrt{T_{\text{max}}}$, где T_{max} — максимальная температура в системе. Затем в куб вписывается сфера и исключаются все внешние узлы. Число узлов сетки сокращается примерно вдвое. Далее уравнение (3) решается в каждом из N_0 равноотстоящих скоростных узлов ξ_γ в каждой ячейке пространственной тетраэдрической сетки.

В скоростном пространстве функция распределения и интеграл столкновений могут быть представлены на базисе δ -функций в виде

$$f(\xi, x, t) = \sum_{\gamma=1}^{N_0} f_\gamma(x, t) \delta(\xi - \xi_\gamma),$$

$$I(\xi, x, t) = \sum_{\gamma=1}^{N_0} I_\gamma(x, t) \delta(\xi - \xi_\gamma).$$

Задача свелась к решению конечно-разностным методом системы уравнений:

$$\frac{\partial f_\gamma}{\partial t} + \xi_\gamma \frac{\partial f_\gamma}{\partial x} = \frac{1}{\sqrt{2}} I_\gamma(x, t). \quad (4)$$

Реализация метода на тетраэдрической пространственной сетке

Система уравнений (4) решается с помощью метода конечных объемов. Физическое пространство системы разбивается на малые тетраэдры, функция распределения в каждом из которых считается постоянной. Эффективным для решения системы (4) является метод расщепления по физическим процессам. На малом по сравнению со средним временем свободного пробега молекул шаге по времени τ осуществляется расщепление на две стадии: расчет переноса молекул без соударений и расчет упругих столкновений. Обозначив функцию распределения после первого этапа f_i^* , после второго этапа f_i , решение на предыдущем временном

слое как $f_i^{t-\tau}$, получим следующую последовательность уравнений:

$$\frac{f_y^* - f_y^{t-\tau}}{\tau} + \xi_y \frac{\partial f_y^{t-\tau}}{\partial x} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{f_y - f_y^*}{\tau} = \frac{1}{\sqrt{2}} I_y. \quad (6)$$

Для аппроксимации производных по физическим координатам в первой стадии применяется консервативная по потокам явная схема первого порядка точности:

$$\frac{f_{i,\gamma}^* - f_{i,\gamma}^{t-\tau}}{\tau} = \frac{1}{V} (\Phi_{1,\gamma}^i + \Phi_{2,\gamma}^i + \Phi_{3,\gamma}^i + \Phi_{4,\gamma}^i),$$

где Φ_k — потоки функции распределения через k -ю грань i -го тетраэдра в уравнении (5), V — объем тетраэдра.

Определим Φ_k для всех тетраэдров. Через \mathbf{n}_k обозначим нормаль к k -й грани, направленной внутрь тетраэдра. Возможны три случая. Рассматриваемый тетраэдр под номером p граничит с другим тетраэдром под номером m , тогда справедлива формула

$$\Phi_k = \begin{cases} S_k f(t, p, \xi)(\xi, \mathbf{n}_k), & (\xi, \mathbf{n}_k) < 0 \\ S_k f(t, m, \xi)(\xi, \mathbf{n}_k), & (\xi, \mathbf{n}_k) > 0, \end{cases}$$

где S_k — площадь k -й грани тетраэдра. Верхняя формула отвечает вытеканию газа из тетраэдра, в то время как нижняя означает приток газа в p -й тетраэдр из соседнего k -го тетраэдра.

Грань тетраэдра граничит со стенкой трубки, тогда имеет место диффузное отражение:

$$\Phi_k = \begin{cases} S_k f(t, p, \xi)(\xi, \mathbf{n}_k), & (\xi, \mathbf{n}_k) < 0, \\ \frac{-\sum_{(\xi, \mathbf{n}_j) < 0} (\xi, \mathbf{n}_k) f(t, p, \xi)}{\sum_{(\xi, \mathbf{n}_j) > 0} (\xi, \mathbf{n}_k) \exp\left(-\frac{\xi^2}{2T_{\text{wall}}}\right)} \exp\left(-\frac{\xi^2}{2T_{\text{wall}}}\right), & (\xi, \mathbf{n}_k) > 0, \end{cases}$$

где T_{wall} — температура стенки.

Грань тетраэдра лежит на плоскости симметрии, тогда имеет место зеркальное отражение:

$$\Phi_k = \begin{cases} S_k f(t, p, \xi)(\xi, \mathbf{n}_k), & (\xi, \mathbf{n}_k) < 0, \\ S_k f(t, p, \xi - 2\mathbf{n}_k)(\xi, \mathbf{n}_k), & (\xi, \mathbf{n}_k) > 0. \end{cases}$$

Уравнение (6) решается как интегральное с контролем положительной определенности получаемого решения. Интеграл столкновений вычисляется консервативным проекционным методом [12], который обеспечивает точное выполнение законов сохранения массы, импульса и энергии и обращает интеграл столкновений в нуль при термодинамическом равновесии (когда функция распределения является максвелловской). Последнее свойство выполняется для сколь угодно грубых кубатурных сеток,

применяемых для вычисления интеграла столкновений. Для рассматриваемых течений, в которых решение мало отличается от локально-максвелловской функции, это особенно важно, так как основной вклад в интеграл столкновений вычисляется точно.

Неравномерная тетраэдрическая сетка в координатном пространстве системы строится с помощью программы GMSH [15]. Ребро каждого тетраэдра зависит от его местоположения в насосе. В широкой трубке ребра тетраэдров больше, чем ребра тетраэдров в узкой трубке. Ребра тетраэдров вблизи стенок трубок задавались в 1.3–1.6 раза меньше, чем ребра у оси трубки, для того чтобы построенная неструктурированная сетка лучше повторяла геометрию насоса. Тетраэдрические сетки в классическом, змейчатом и комбинированном насосах Кнудсена представлены далее на рисунках.

Для сокращения времени счета при моделировании классического насоса рассматриваются четверти трубок. Плоскости, проходящие через ось симметрии трубок и ограничивающие моделируемую систему, являются плоскостями симметрии течения.

Результаты компьютерного моделирования

В этой части приводятся результаты компьютерного моделирования классического, змейчатого и комбинированного насосов Кнудсена. Все расчеты были проведены для аргона при температуре $T_0 = 300$ К. В качестве модели взаимодействия молекул использовался потенциал Леннарда–Джонса с параметрами $\varepsilon = 124$ К, $\sigma = 3.418$ Å, значение интеграла $\Omega^{(2,2)} = 1.093$ взято из работы [19].

В начальный момент функция распределения по скоростям газа внутри системы имеет максвелловский вид при температуре T_0 и числовой плотности молекул n_0

$$f(\xi_x, \xi_y, \xi_z) = n_0 \sqrt{\left(\frac{m}{2\pi k T_0}\right)^3} \exp\left(-\frac{m(\xi_x^2 + \xi_y^2 + \xi_z^2)}{2k T_0}\right),$$

где ξ_x, ξ_y, ξ_z — проекции скорости молекулы на координатные оси.

Классический насос Кнудсена

Устройство состоит из последовательно соединенных узкой и широкой трубок. Место стыка нагревается. Схема устройства приведена на рис. 1. Принцип работы классического насоса Кнудсена заключается в том, что число Кнудсена в узкой трубке больше, чем в широкой трубке, в A/r раз, поэтому отношение давлений на концах узкой трубки больше, чем отношение давлений на концах широкой трубки. Так как трубки соединены, то на правом конце широкой трубки давление оказывается больше, чем на левом конце узкой трубки.

Температура стыка трубок в компьютерном эксперименте принималась равной $T_2 = 2T_0$, а температуры

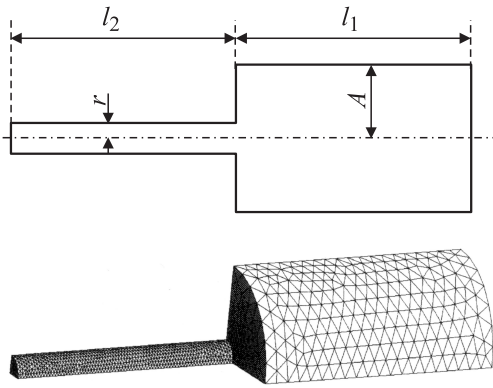


Рис. 1. Схема классического насоса Кнудсена.

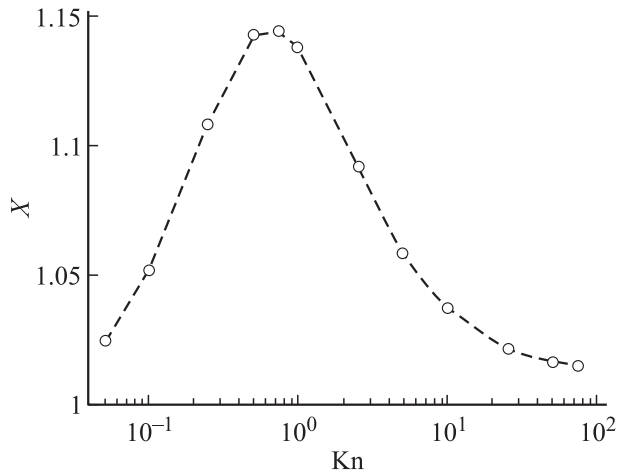


Рис. 2. График зависимости отношения давлений $x = p_2/p_1$ на концах классического насоса от числа Кнудсена.

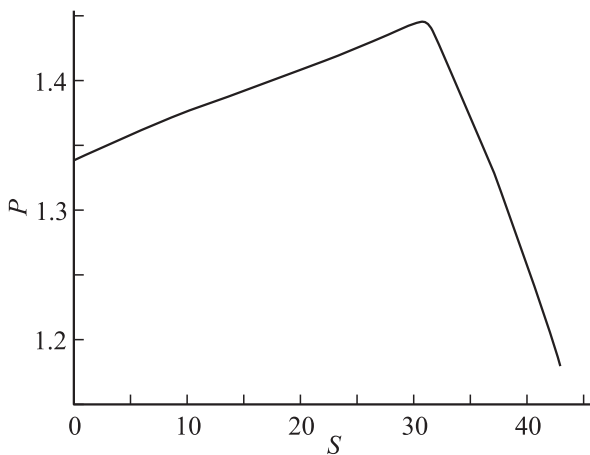


Рис. 3. Распределение давления в классическом насосе Кнудсена Kn .

противоположных концов широкой и узкой трубок брались равными $T_1 = T_0$. Отношение радиусов широкой и узкой трубок $A/r = 5$, длины широкой трубки к радиусу узкой трубки $l_1/r = 50$, длины узкой трубки к ее радиусу $l_2/r = 19$.

Обозначим давление у левого конца узкой трубки p_1 , а у правого конца широкой трубки — p_2 . Обозначим $X = p_2/p_1$ — отношение давлений на концах устройства в установившемся режиме. График зависимости этой величины от числа Кнудсена $Kn = \lambda/2r$ представлен на рис. 2.

Из анализа классического насоса Кнудсена можно сделать вывод, что оптимальная работа приходится на $Kn \approx 1$. Отношение давлений в этом режиме достигает довольно большого значения $X \approx 1.14$. Однако при больших числах Кнудсена классический насос становится малоэффективным, отношение давлений на концах устройства приближается к единице.

На рис. 3 приведено распределение давления в классическом насосе Кнудсена вдоль продольной оси при $Kn = 0.8$. По оси Ox за единицу длины принята длина свободного пробега газа в начальный момент времени. Давление вдоль каждой из трубок изменяется почти линейно.

Змейчатый насос Кнудсена

Устройство состоит из последовательно соединенных прямых цилиндрических и искривленных трубок. Место стыка трубок нагревается. На рис. 4 представлена схема одного каскада такого устройства. Принцип работы змейчатого насоса Кнудсена заключается в том, что в силу кривизны одной из трубок отношение давлений на ее концах больше, чем отношение давлений на концах прямой трубки. Так как трубки соединены, то давление в сечении A становится больше, чем давление в сечении C .

Вдоль трубок приложен градиент температуры. В численном эксперименте температура в сечениях A и C равна $T_1 = 1$, температура в сечении B равна $T_2 = 2$. Рассматривались следующие геометрические отношения: $R/r = 2$, $l/r = 5$ и $R/r = 4$, $l/r = 10$.

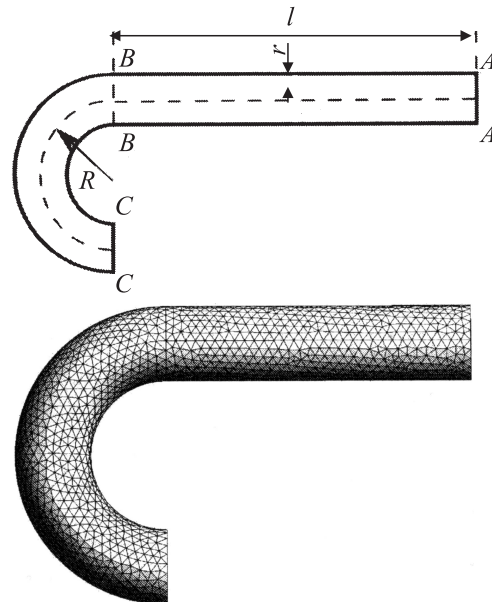


Рис. 4. Схема змейчатого насоса Кнудсена.

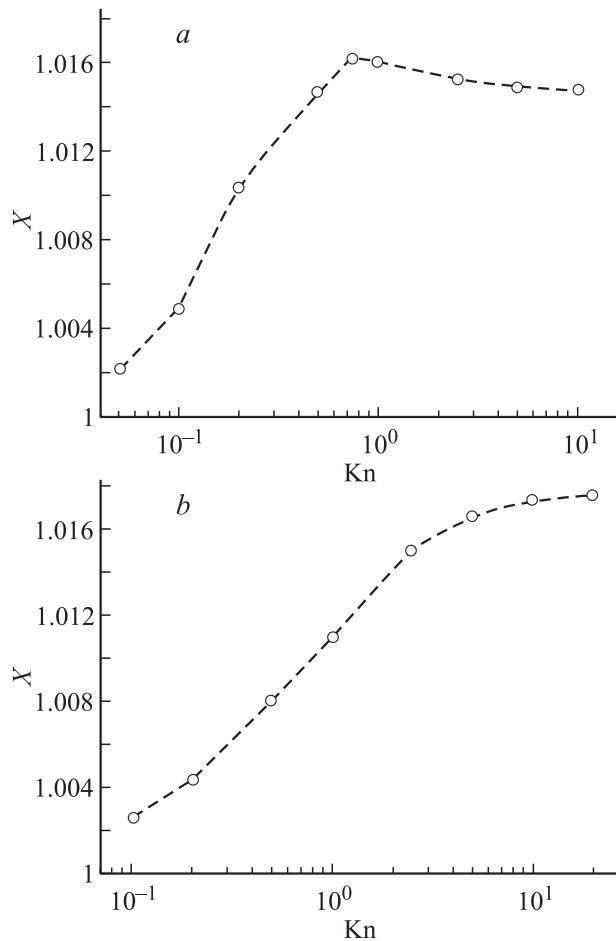


Рис. 5. Зависимости отношения давлений на концах змейчатого насоса от числа Кнудсена. Параметры: *a* — $R/r = 2$, $l/r = 5$; *b* — $R/r = 4$, $l/r = 10$.

Обозначим давление в сечении *C* через p_1 , в сечении *A* через p_2 . Пусть $X = p_2/p_1$ — отношение давлений на концах устройства в установившемся режиме. График зависимости этой величины от числа Кнудсена представлен на рис. 5. Слева представлен график при $R/r = 2$, $l/r = 5$, а справа при $R/r = 4$, $l/r = 10$.

Левый график на рис. 5 имеет максимум при $Kn \approx 1$. Однако он несуществен, так как значение функции $X(Kn)$ в нем мало отличается от значения функции на асимптоте при $Kn \rightarrow \infty$. На правом графике функция $X(Kn)$ не содержит максимума при $Kn \approx 1$ и является монотонно возрастающей. В этом заключается основное отличие змейчатого насоса Кнудсена от классического насоса. Змейчатый насос работает с приблизительно одной эффективностью при $Kn \geq 1$, в то время как для классического насоса кривая $X(Kn)$ имеет явно выраженный максимум при $Kn \approx 1$.

Для оценки точности вычислений было измерено значение X при разной степени подробности пространственной сетки. В таблице приведены значения отношения давлений на концах насоса в установившемся режиме от величины ребер тетраэдров.

$X(Kn = 0.5)$	$0.35r$	$0.25r$	$0.20r$	$0.15r$
	1.0152	1.0149	1.0147	1.0148

Кривая $X(Kn)$ была получена при характерном размере ребер тетраэдров, равном $0.20r$. Результаты, приведенные в таблице, показывают, что при таком выборе мелкости сетки результат вычислительного эксперимента является достоверным.

На рис. 6 приведено распределение давления в змейчатом насосе Кнудсена вдоль линии, проходящей через центры всех сечений трубок. Обозначим эту линию α . Для произвольной точки K обозначим $s(K) = |KA|$, $KA \subseteq \alpha$. Тогда $s(A) = 0$, $s(B) = l$, $s(C) = \pi(l + R)$. По оси Ox за единицу длины принята длина свободного пробега газа в начальный момент времени.

Если классический насос Кнудсена работает в оптимальном режиме, то он дает отношение давлений намного большее, чем змейчатый насос, — 1.15 против 1.015.

Исследуем десятикаскадный змейчатый насос Кнудсена, изображенный на рис. 7. Все геометрические параметры и температуры берутся такими же, как в случае одного каскада.

На рис. 8 слева представлено распределение давления вдоль центральной оси змейчатого насоса при $Kn = 1$, а справа при $Kn = 20$. Каждый каскад вносит вклад в отношение давлений на концах устройства, которое в

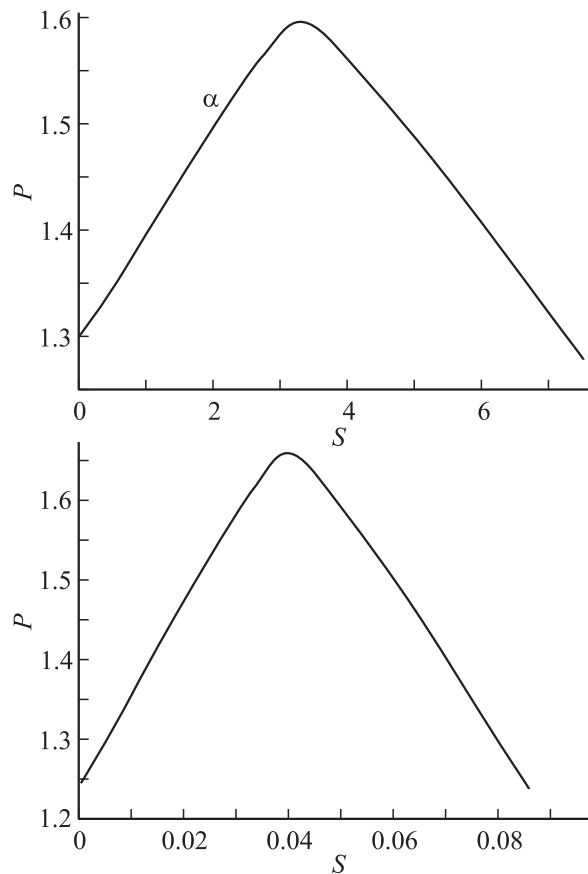


Рис. 6. Распределение давления в змейчатом насосе Кнудсена.

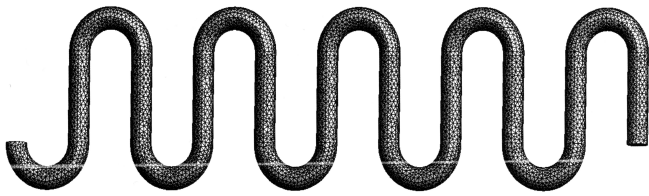


Рис. 7. Десятикаскадный змейчатый насос Кнудсена.

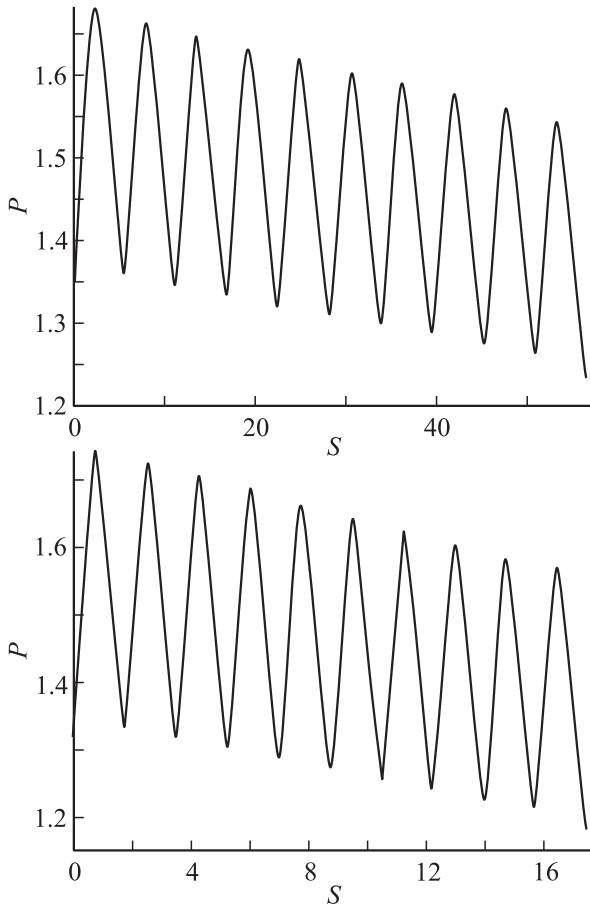


Рис. 8. Распределение давления в змейчатом насосе Кнудсена.

установившемся режиме оказывается равным 1.14 при $\text{Kn} = 1$ и 1.13 при $\text{Kn} = 20$.

В силу того что кривая $X(\text{Kn})$ для классического насоса имеет ярко выраженный максимум при $\text{Kn} \approx 1$, требуется десять каскадов змейчатого насоса Кнудсена, чтобы получить такое же отношение давления на концах устройства. Однако уже при $\text{Kn} = 20$ десятикаскадный змейчатый насос работает в 5 раз эффективней, чем однокаскадный классический насос.

Комбинированный насос Кнудсена

Исследование классического и змейчатого насосов Кнудсена показало, что классический насос малоэффективен при больших числах Кнудсена, а змейчатый насос дает намного меньшее отношение давлений, чем

классический, при числах Кнудсена порядка единицы. В этом пункте предлагается комбинированный насос Кнудсена, схема которого изображена на рис. 9.

Сравним работу комбинированного насоса с работой классического. Исследуем отношения давлений X на концах каждого из устройств в зависимости от числа Кнудсена Kn . Все геометрические параметры насосов брались одинаковыми:

$$\frac{A}{r} = 5, \quad \frac{l_1}{r} = 50, \quad \frac{l_2}{r} = 19, \quad \frac{R}{r} = 6.$$

При таких параметрах $\pi R \approx l_2$, т.е. значения длины узких трубок совпали. Температуры на концах устройства брались $T_1 = 1$, а на стыке трубок $T_2 = 2$.

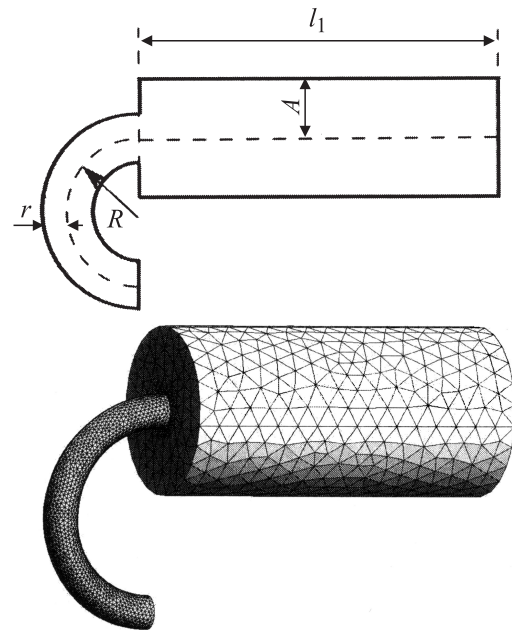


Рис. 9. Схема комбинированного насоса Кнудсена.

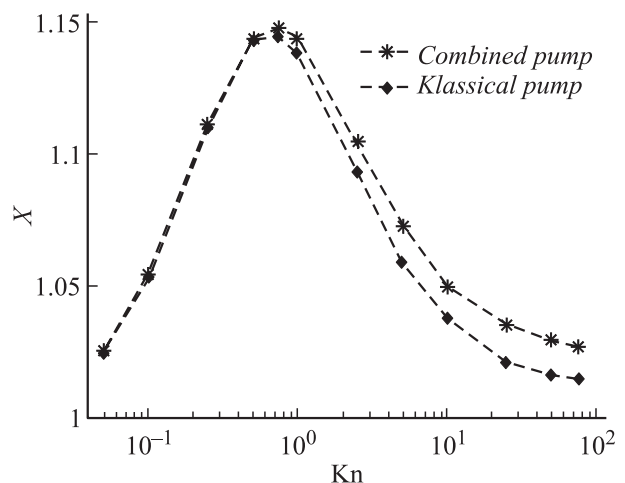


Рис. 10. Зависимость отношения давлений на концах комбинированного и классического насосов от числа Кнудсена.

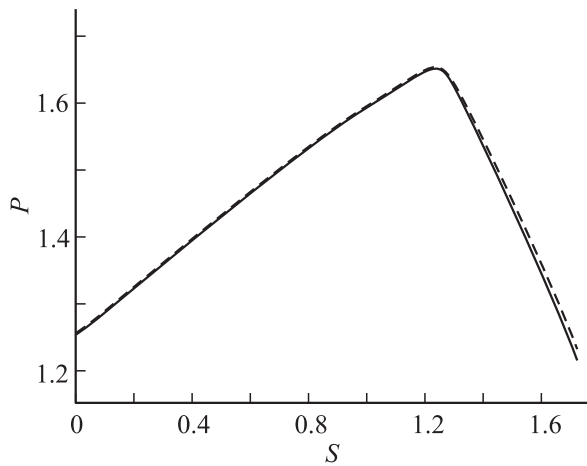


Рис. 11. Распределение давления в комбинированном (сплошная) и классическом (пунктир) насосах Кнудсена.

На рис. 10 представлен график зависимости X отношения давлений на концах устройств в зависимости от числа Кнудсена Kn .

На рис. 11 приведено распределение давления в комбинированном и классическом насосах Кнудсена вдоль продольной оси при $Kn = 20$. По оси Ox за единицу длины принята длина свободного пробега газа в начальный момент времени. Давление вдоль каждой из трубок изменяется линейно. Широкая трубка — одинаковая деталь в комбинированном и классическом насосах Кнудсена, в ней давление изменяется практически одинаково. Рис. 11 подтверждает, что эффект теплового скольжения в искривленной трубке сильнее, чем в прямой трубке.

Таким образом, комбинированный насос собрал в себе преимущества классического и змейчатого насосов и обладает большей, чем они, эффективностью. Комбинированный насос унаследовал гибкость от змейчатого насоса, поэтому его можно сконструировать более компактным, чем классический. Исследование комбинированного насоса показало, что узкие трубки можно изгибать для экономии места, что одновременно приводит к увеличению степени откачки.

Возможные варианты комбинированного насоса Кнудсена

Ввиду гибкости комбинированного насоса его конструкция может зависеть от области, где он будет применяться. Рассмотрим некоторые из возможных устройств комбинированного насоса.

1) В отличие от линейной классической конструкции широкие трубки можно расположить так, как показано на рис. 12, *a*. Их соединяют изогнутые узкие трубки. Вдоль каждой из трубок приложен градиент температуры, $T_2 > T_1$.

2) Широкие трубки можно соединить в одну трубку с перегородками, которые через одну нагреваются, кривые трубки ставятся по бокам этих широких трубок. Маневрируя узкими трубками, можно переставлять широкие трубки в другие области так, чтобы насос не получился слишком длинным. Схема насоса представлена справа на рис. 12, *b*. Вдоль каждой трубки приложен градиент температуры, $T_2 > T_1$.

Если сделать искривленные трубки подвижными вдоль широких трубок, то, передвигая искривленные трубки, можно изменять уровень накачки. Например, если передвинуть каждую из искривленных трубок к противоположной перегородке, то накачка пойдет в другую сторону.

Заключение

В работе были исследованы классический и змейчатый насосы Кнудсена. Для каждого из них была построена кривая отношения давлений на концах устройства от числа Кнудсена. Классический насос, если он работает в оптимальном режиме при числах Кнудсена порядка единицы, является гораздо более эффективным, чем змейчатый насос. При числе Кнудсена, равном единице, десятикаскадный змейчатый насос дает такое же отношение давлений, как один каскад классического насоса. Однако при больших числах Кнудсена эффективность классического насоса быстро падает. Змейчатый насос, напротив,

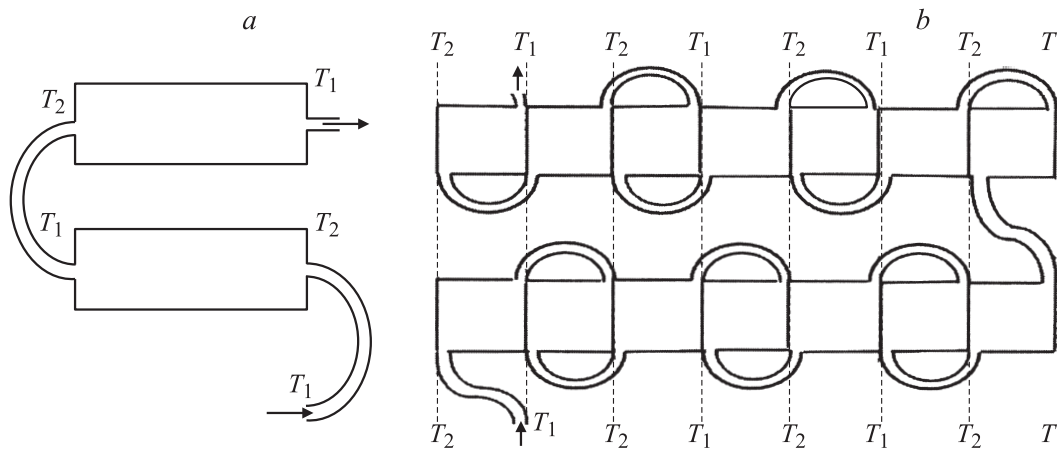


Рис. 12. Возможные варианты комбинированного насоса Кнудсена.

при больших числах Кнудсена имеет приблизительно такое же отношение давлений, как и при числах Кнудсена порядка единицы. На основе этих исследований предложен комбинированный насос Кнудсена, который сохраняет высокую эффективность классического насоса при числах Кнудсена порядка единицы и даже немного увеличивает ее, а при больших числах Кнудсена комбинированный насос сохраняет эффективность змейчатого насоса. Конструкция комбинированного насоса может быть сделана такой же компактной, как и конструкция змейчатого насоса.

В работе предложены две возможные конструкции комбинированного насоса Кнудсена. В силу своей гибкости они могут подстраиваться под систему, из которой нужно откачать газ. При использовании второй конструкции можно изменять уровень и направление откачки.

Все расчеты проведены на кластере МФТИ-60. Среднее время расчета одной задачи составляло 8 h на 4 узлах по 4 CPU на каждом. Полученные результаты позволяют сделать вывод, что моделирование насосов Кнудсена возможно на основе решения уравнения Больцмана при использовании небольших вычислительных ресурсов.

Расчеты выполнены на суперкомпьютере МФТИ-60 в рамках проекта „Применение суперкомпьютерных вычислительных систем и технологий для анализа и моделирования газокинетических процессов в микро- и наноструктурах“ (№ 2.1.2/2837, руководитель Н.Н. Пономарев-Степной) в рамках ведомственной целевой программы Министерства образования и науки РФ „Развитие научного потенциала высшей школы (2010–2011 гг.)“.

Список литературы

- [1] *Nathanson H.C., Liberman I., Freidhoff C.* // Proc. IEEE Int. Conf. on MEMS. 1995. P. 72–76.
- [2] *Blomberg M., Rusanen O., Keranen K., Lehto A.* // Proc. IEEE Int. Conf. on Solid-State Sensors and Actuators. 1997. Vol. 2. P. 1257–1258.
- [3] *Terry S.C., Jerman J.H., Angell J.B.* // IEEE Trans. on Electron Devices. 1979. Vol. 26. N 12. P. 1880–1886.
- [4] *Knudsen M.* // Ann. Phys. 1910. P. 205.
- [5] *Knudsen M.* // Ann. Phys. 1910. P. 1435.
- [6] *Pham Van Diep G., Keeley P., Muntz E.P., Weaver D.P.* // Rarefied Gas Dynamics / Ed. by J. Harvey, G. Lord. Oxford: Oxford University Press, 1995. P. 715–721.
- [7] *Vargo S.E., Muntz E.P.* // Rarefied Gas Dynamics / Ed. by Shen, Ching, Peking. Beijing: University Press, 1997. P. 995–1000.
- [8] *Vargo S.E., Muntz E.P., Shiflett G.R., Tang W.C.* // J. Vac. Sci. Technol. 1999. P. 2308–2313.
- [9] *Aoki K., Degond P. and Mieussens L.* // J. Comput. Phys. 2009. P. 109.
- [10] *Aoki K., Degond P., Mieussens L., Nishioka M., and Takata S.* // Rarefied Gas Dynamics / Ed. by M.S. Ivanov and Rebrov A.K. Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia, 2007. P. 1079–1084.

- [11] *Додулад О.И., Клосс Ю.Ю., Черемисин Ф.Г.* // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2010. Т. 2010. <http://www.chemphys.edu.ru/media/files/2009-12-21-001.pdf>.
- [12] *Черемисин Ф.Г.* // Докл. РАН. 1997. Т. 357. № 1. С. 53–56.
- [13] *Клосс Ю.Ю., Хохлов Н.И., Черемисин Ф.Г., Шурыгин Б.А.* // Атомная энергия. 2008. Т. 105. № 4. С. 211–217.
- [14] *Клосс Ю.Ю., Хохлов Н.И., Шувалов П.В., Шурыгин Б.А., Черемисин Ф.Г.* Моделирование и анализ газокинетических процессов в микро- и наноструктурах. М.: „ИздАт“, 2008.
- [15] www.geuz.org/gmsh/
- [16] *Черемисин Ф.Г.* // ЖВМ и МФ. 2006. Т. 46. № 2. С. 329–343.
- [17] *Tcheremissine F.G.* // Transport Theory and Statistical Physics. 2008. Vol. 37. N 5. P. 564–575.
- [18] *Клосс Ю.Ю., Хохлов Н.И., Черемисин Ф.Г., Шурыгин Б.А.* // Информационные процессы. 2007. Т. 7. № 4. С. 425–431.
- [19] *Hirschfelder J.O., Curtiss Ch.F., Bird R.B.* Molecular theory of gases and liquids. NY. John Wiley and Sons Inc., London: Champan and Hall Lim., 1954.