

УДК 533.6

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕНОСА НОРМАЛЬНОГО ИМПУЛЬСА ДИНАМИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Ф. Д. Поликарпов, С. Ф. Борисов, А. В. Клейн*, Ж.-П. Таран**

Уральский государственный университет, 620083 Екатеринбург

* Лейденский институт химии, 2300 RA Лейден, Нидерланды

** Французское национальное аэрокосмическое агентство, F-92322, CEDEX,
Чатиллон, Франция

Разработан динамический метод исследования переноса нормальной составляющей импульса в системе газ — твердое тело, который может быть использован также для измерения давления и изучения адсорбции. Дано описание экспериментальной установки. Получаемые данные интерпретируются с учетом геометрических параметров. Приведены оценки коэффициентов аккомодации нормального импульса, полученные на основе результатов измерений в системах водородная (азотная) газовая смесь — монокристаллический кремний.

Ключевые слова: разреженный газ, взаимодействие газа с поверхностью, нормальный импульс, коэффициент аккомодации.

Введение. В течение длительного времени динамические манометры [1, 2], в частности основанные на принципе механических колебаний упругой пластины в газе, не находили широкого применения в экспериментах, что обусловлено сложностью изготовления чувствительных элементов, обладающих стабильными упругими свойствами и обеспечивающих необходимое разрешение измеряемых параметров. Достижения в области технологий микромеханики в значительной мере способствовали определенному прогрессу в этом направлении.

Характеристики, которыми обладают динамические манометры, позволяют применять их в различных областях науки и техники. Например, измерив сдвиг частоты колебаний чувствительного элемента, можно проводить измерения величины адсорбции газов на его поверхности. Другим важным приложением динамического метода является использование его при изучении эффективности обмена импульсом в процессе взаимодействия газа с поверхностью твердых тел, которую принято характеризовать коэффициентами аккомодации [3]. Значения коэффициентов аккомодации, в частности коэффициента аккомодации нормального импульса (КАНИ), получают в основном методом молекулярных пучков [4, 5]. Однако реализация этого метода связана со значительными трудностями, а также с проблемой интерпретации результатов и их использования при описании процессов взаимодействия молекул газа с поверхностью в слабонеравновесных условиях.

Предлагаемый метод измерения КАНИ имеет существенные преимущества по сравнению с другими методами, одним из которых является простота реализации. Что касается

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Международного фонда INTAS (грант № 99-00749) и Американского фонда гражданских исследований и развития (US Civilian Research Development Foundation) (грант № REC-005).

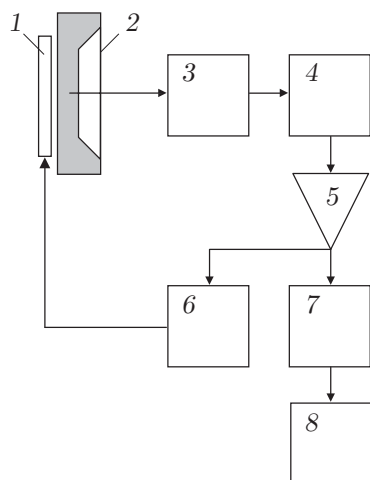


Рис. 1. Схема измерительного тракта экспериментальной установки:

1 — неподвижный электрод, 2 — микропрофилированная кремниевая пластина, 3 — высокочастотный LC -генератор, 4 — частотный детектор, 5 — селективный усилитель, 6 — система возбуждения колебаний, 7 — аналогово-цифровой преобразователь, 8 — компьютер

интерпретации получаемых данных, то она также достаточно проста при использовании некоторых допущений для конкретной экспериментальной ситуации.

В данной работе представлено краткое описание динамического метода и его реализации применительно к исследованию переноса нормальной составляющей импульса молекул разреженного газа при взаимодействии с поверхностью твердого тела. Проведен анализ геометрических факторов, которые могут оказывать влияние на интерпретацию получаемых данных. Для частного случая выполнена оценка коэффициентов аккомодации нормального импульса по данным измерений.

Методика эксперимента. Суть предлагаемого метода заключается в измерении силы, действующей на движущуюся в газе пластину. Движение пластины может быть реализовано с помощью свободных собственных колебаний.

В данной работе измерялся коэффициент затухания свободных линейных колебаний упругой пластины в свободномолекулярном режиме при изменении давления газа.

Схема измерительного тракта экспериментальной установки представлена на рис. 1. Чувствительный элемент изготовлен из пластины микропрофилированного монокристаллического кремния с помощью технологий микромеханики. Это позволило реализовать практически идеальный способ крепления упругой части пластины с размерами 5×5 мм и получить достаточно стабильные значения коэффициента затухания ее колебаний $\beta = (0,020 \pm 0,002) \text{ с}^{-1}$ в условиях сверхвысокого вакуума (порядка 10^{-7} Па). Утолщенная часть пластины, которая непосредственно не участвует в процессе обмена импульсом, крепились монтажными винтами, применяемыми в сверхвысоковакуумной технике. Упругая пластина и неподвижный электрод образуют электрический конденсатор емкостью около 15 пФ, который включается в колебательный LC -контур с резонансной частотой около 10 МГц. Начальные колебания упругой пластины возбуждаются электрическим полем между чувствительным элементом и неподвижным электродом с помощью специально созданной автоколебательной системы. Звеном обратной связи и источником внешней энергии служит система возбуждения колебаний. Частота собственных колебаний упругой пластины составляет около 1250 Гц.

Микропрофилированная кремниевая пластина и неподвижный электрод устанавливались вертикально в вакуумной камере, которая вместе с системой напуска газов показана на рис. 2. Газ из вакуумной камеры откачивается магниторазрядным насосом со скоростью откачки 100 л/с. Остаточное давление в вакуумной камере измеряется магниторазрядным преобразователем давления и составляет менее 10^{-7} Па. Состав газа контролируется монополярным масс-спектрометром при давлении не выше 10^{-3} Па. Вакуумная камера

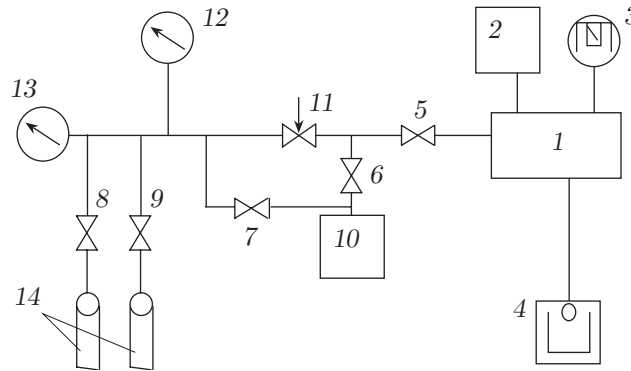


Рис. 2. Вакуумная камера и система напуска газов:

1 — вакуумная камера, 2 — монополярный масс-спектрометр, 3 — вакуумный манометр, 4 — магнетронный насос, 5–9 — вакуумные вентили, 10 — форвакуумная система, 11 — натекатель, 12 — оптический мембранный манометр, 13 — термодатчик преобразователь давления, 14 — газовые баллоны

соединена с системой напуска газов вентилем. Предварительная откачка производится форвакуумной системой, состоящей из двух адсорбционных насосов и механического форвакуумного насоса. Давление газа в системе напуска измеряется оптическим мембранным манометром и термодатчиком преобразователь давления.

Измерение коэффициента затухания свободных линейных колебаний упругой пластины при изменении давления газа сводится к регистрации изменения емкости конденсатора, образованного упругой пластиной и неподвижным электродом и включенного в колебательный контур LC -генератора.

Для определения КАНИ измерения проводятся при фиксированных значениях давления газа. Кроме стандартной процедуры очистки после завершающей фазы изготовления сенсора поверхность чувствительного элемента дополнительной обработке не подвергалась.

Перенос нормального импульса к одиночной бесконечной поверхности. Рассмотрим задачу о колебаниях одиночной пластины (сенсора) в разреженном газе без учета влияния неподвижного электрода, находящегося вблизи пластины [6, 7].

Тонкая бесконечная пластина располагается в изотермическом разреженном газе. Система газ — твердое тело находится в квазиравновесном состоянии. Скорость пластины u направлена по нормали к поверхности (в направлении оси y) и существенно меньше средней тепловой скорости газовых молекул v (рис. 3).

Поток нормального импульса, передаваемого поверхности, равен

$$|P_n| = |P_{ni}| + |P_{nr}|,$$

где P_{ni} , P_{nr} — потоки нормального импульса падающих и отраженных молекул соответственно.

Предполагается максвелловское распределение по скоростям падающих молекул. Поток нормального импульса для отраженных молекул записывается в виде

$$|P_{nr}| = (1 - \alpha_n)|P_{ni}| + \alpha_n|P_{nw}|,$$

где P_{nw} — поток нормального импульса отраженных молекул при термическом равновесии с поверхностью; α_n — КАНИ в кнудсеновском определении:

$$\alpha_n = \frac{|P_{ni}| - |P_{nr}|}{|P_{ni}| + |P_{nw}|}.$$

Числовые плотности n падающих и отраженных молекул равны и не зависят от координат.

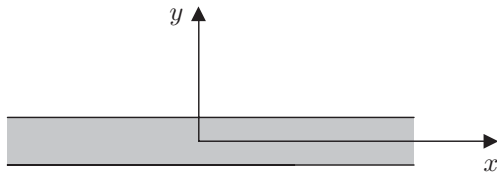


Рис. 3

Рис. 3. Геометрия задачи для одиночной пластины

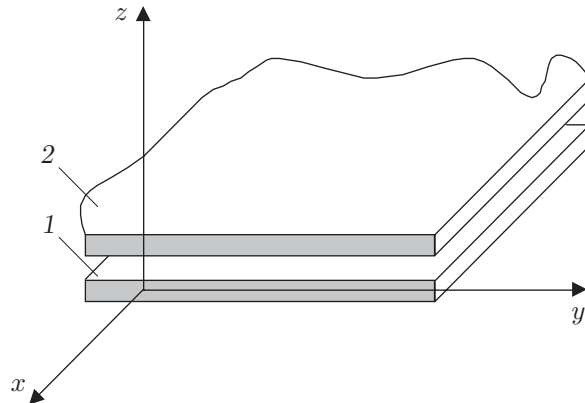


Рис. 4

Рис. 4. Геометрия задачи для двух бесконечных параллельных пластин

Поток нормального импульса, переданный поверхности, определяется по формуле

$$P_n = (2 - \alpha_n) n m v$$

(m — масса молекулы). С учетом выражения для средней скорости молекул результирующую силу можно записать в виде

$$F = 2(2 - \alpha_n) p (2m / (nkT))^{1/2} u,$$

где p , T — давление и температура газа соответственно.

Полученный результат лежит в основе вычисления КАНИ по экспериментальным данным.

Если пластина совершает свободные нормальные линейные колебания и при этом выполняются предположения теории упругости, то соответствующее уравнение принимает вид [8]

$$\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{D}{\rho h} \Delta^2 U = 0, \tag{1}$$

где U — координата смещения (следовательно, скорость $u = \partial U / \partial t$); ρ — плотность материала пластины; h , D — толщина и жесткость пластины соответственно; β — коэффициент затухания свободных колебаний; Δ — лапласиан.

Второе слагаемое в уравнении (1) представляет собой силу, связанную с диссипативными процессами. В данном случае коэффициент затухания представляется как сумма коэффициентов β_s и β_i . Коэффициент β_s характеризует процесс взаимодействия газа с поверхностью, β_i — диссипативные процессы в самой пластине. В этом случае зависимость коэффициента затухания упругих колебаний пластины в газе от КАНИ принимает следующий вид:

$$\beta_s = \frac{2 - \alpha_n}{\rho h} p \sqrt{\frac{2m}{\pi kT}}. \tag{2}$$

Выражение (2) может быть использовано при обработке экспериментальных данных.

Перенос нормального импульса между двумя бесконечными пластинами. Поскольку в реальных условиях пластинчатый сенсор и электрод создают своего рода канал, для строгого решения задачи требуется рассмотреть систему из двух пластин (рис. 4).

Нижняя пластина 1 совершает нормальные колебания. При этом скорость движения пластины существенно меньше средней тепловой скорости молекул газа. Расстояние между пластинами существенно меньше средней длины свободного пробега газовых молекул. Выше пластины 2 и ниже пластины 1 состояние газа описывается максвелловской функцией распределения молекул по скоростям.

Граничные условия для данной задачи следуют из кнудсеновского определения КАНИ. Начало декартовой системы координат выбирается на нижней колеблющейся пластине 1. Верхняя пластина неподвижна и соответствует второй обкладке конденсатора, включенного в колебательный контур LC -генератора.

Далее делаются следующие предположения. Функция распределения по скоростям отраженных молекул имеет максвелловский вид. Число межмолекулярных столкновений пренебрежимо мало по сравнению с числом столкновений молекул газа с поверхностью.

Потоки нормального импульса молекул, отраженных от внутренних поверхностей пластин, могут быть записаны следующим образом:

$$|P_{nr}^1| = (1 - \alpha_n^1)|P_{ni}^1| + \alpha_n^1|P_{nw}^1|, \quad |P_{nr}^2| = (1 - \alpha_n^2)|P_{ni}^2| + \alpha_n^2|P_{nw}^2|.$$

Исходя из геометрии задачи соотношения между основными потоками можно записать в виде

$$|P_{nr}^2| = |P_{ni}^1|, \quad |P_{nr}^1| = |P_{ni}^2|.$$

После соответствующих подстановок получим систему уравнений

$$\begin{aligned} |P_{nr}^1| &= (1 - \alpha_n^1)(1 - \alpha_n^2)|P_{nr}^1| + (1 - \alpha_n^1)\alpha_n^2|P_{nw}^2| + \alpha_n^1|P_{nw}^1|, \\ |P_{nr}^2| &= (1 - \alpha_n^2)(1 - \alpha_n^1)|P_{nr}^2| + (1 - \alpha_n^2)\alpha_n^1|P_{nw}^1| + \alpha_n^2|P_{nw}^2|, \end{aligned}$$

из которой находим полную нормальную составляющую импульса, передаваемого пластине:

$$P_{ni}^1 + P_{nr}^1 = \frac{2\alpha_n^1\alpha_n^2}{\alpha_n^1 + \alpha_n^2 + \alpha_n^1\alpha_n^2}(P_{nw}^1 + P_{nw}^2).$$

Для дальнейшего рассмотрения задачи необходимо сделать ряд существенных упрощений, которые неизбежно приводят либо к неадекватному описанию реальной картины, либо к результатам, подобным полученным выше для геометрии с одиночной пластиной. В противном случае аналитические выражения приобретают настолько сложный вид, что обработка экспериментальных данных становится практически невозможной.

Результаты измерений. Известно, что в условиях сверхвысокого вакуума существенную роль играют дегазационные процессы, которые могут оказывать значительное влияние на состав исследуемой среды. Так как скорость дегазации зависит от времени, можно провести измерения коэффициента затухания колебаний пластины при различных общем давлении и составе газовой среды, а затем определить значения КАНИ.

Измерения проводились в условиях натекания остаточных газов в вакуумной камере при различных положениях вентиля 5 и выключенном магниторазрядном насосе (см. рис. 2), что обеспечивало формирование различных газовых смесей. Получены смеси, которые в одном случае состояли из 96 %-го азота, а в другом — из 62 %-го водорода. В первом случае остаточной примесью являлся аргон (4 %), во втором — гелий (13 %), вода (11,6 %), азот (12,2 %) и аргон (1,2 %). Зависимость коэффициента затухания от давления для двух различных смесей газа представлена на рис. 5 (P_0 — давление, при котором начинаются измерения; P — текущее давление газа).

Для того чтобы определить КАНИ из уравнения (2), необходимо знать абсолютное давление газа. Поскольку измерение абсолютного давления газа в условиях высокого вакуума является достаточно сложной задачей, проводились масс-спектрометрические измерения относительного изменения парциальных давлений компонентов.

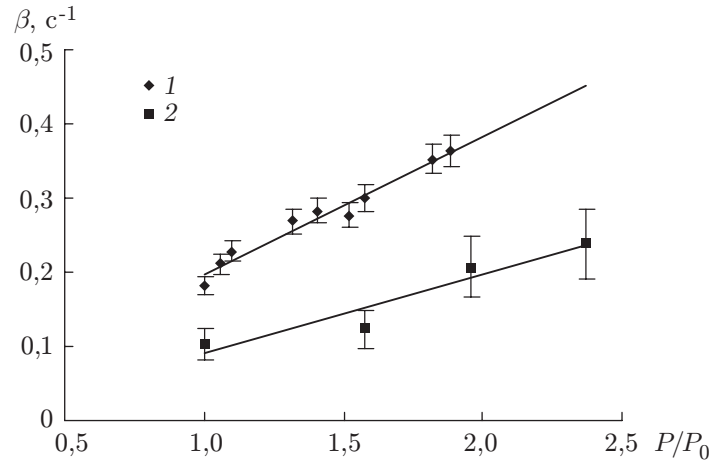


Рис. 5. Зависимость коэффициента затухания β от давления газа для двух смесей: 1 — азотная смесь, 2 — водородная смесь

Свободномолекулярный режим обеспечивался тем, что давление газа изменялось в пределах $10^{-3} \div 10^{-4}$ Па при достаточно малых амплитудах колебаний упругой пластины (менее 10^{-3} мм).

Анализ полученных экспериментальных результатов (рис. 5) позволяет сделать следующие выводы. Относительная погрешность измерения коэффициента затухания составляет в среднем 10 %, при этом сам коэффициент линейно зависит от давления. На рис. 5 углы наклона прямых для двух смесей газа существенно различаются, что обусловлено различием не только эффективной массы молекул смесей газов, но и значений КАНИ.

Результаты измерений удовлетворительно описываются уравнением (2), полученным для геометрии с одной пластиной (линейная зависимость β от p).

Для газовой смеси уравнение (2) может быть записано в виде

$$\beta_s = \frac{2 - \alpha_n}{\rho h} p \sqrt{\frac{2m_{eff}}{\pi kT}},$$

где m_{eff} — некоторая эффективная масса молекулы газовой смеси.

Согласно аддитивности силы, входящей во второе слагаемое уравнения (1), эффективная масса молекулы газовой смеси может быть определена как

$$m_{eff} = \sum_i (x_i \sqrt{m_i})^2,$$

где x_i — концентрация соответствующего компонента газовой смеси.

Из регрессионного анализа кривых затухания (рис. 5) следует

$$(2 - \alpha_n^1)/(2 - \alpha_n^2) = 0,78 \tag{3}$$

(α_n^1, α_n^2 — некоторые эффективные КАНИ для азотной и водородной смесей соответственно).

Учитывая, что КАНИ изменяется в пределах от 0 до 1, можно оценить пределы изменения отношения (3):

$$1/2 < (2 - \alpha_n^1)/(2 - \alpha_n^2) < 2. \tag{4}$$

Полученное в эксперименте отношение значений КАНИ, входящее в уравнение (3), находится в интервале допустимых значений отношения (4). Кроме того, в экспериментах,

результаты которых приведены в [4, 5], значение КАНИ для азота и аргона находится в интервале от 0,7 до 1,0. Тогда значение КАНИ для газовой смеси с большим содержанием водорода будет находиться в интервале от 0,33 до 0,71. Этот результат не противоречит известным данным [4].

Проведение более точных оценок значений КАНИ затруднительно в силу указанных выше причин, связанных с измерением абсолютного давления газа в условиях высокого вакуума и учетом реальной геометрии экспериментальной установки. Трудность сравнения полученных значений КАНИ связана также с тем, что в большинстве случаев КАНИ измерялись в существенно неравновесных условиях, которые имеют место в экспериментах с молекулярными пучками. Кроме того, физико-химические условия на межфазной границе газ — твердое тело могут существенно различаться в каждом эксперименте.

Выводы. Таким образом, динамический метод применим для исследования процессов переноса нормальной составляющей импульса в системе газ — твердое тело в условиях высокого вакуума. Проведенная оценка КАНИ показывает, что полученные значения удовлетворительно согласуются с известными экспериментальными результатами.

Проведен теоретический анализ геометрических параметров задачи с целью получения аналитических уравнений, позволяющих интерпретировать экспериментальные данные.

Рассмотрение задачи о колебаниях одиночной пластины в разреженном газе без учета влияния неподвижного электрода дает удовлетворительные результаты. Можно предположить, что рассмотренный метод найдет применение при изучении других физических задач.

Тем не менее существует ряд проблем, связанных с получением абсолютных значений КАНИ. Частично эти проблемы могут быть решены путем изменения конструкции экспериментальной установки и использования результатов численного моделирования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дэшман С. Научные основы вакуумной техники. М.: Мир, 1975.
2. Уэстон Дж. Техника сверхвысокого вакуума. М.: Мир, 1988.
3. Черчиньяни К. Теория и приложения уравнения Больцмана. М.: Мир, 1978.
4. Баранцев Р. Г. Взаимодействие разреженных газов с обтекаемыми поверхностями. М.: Наука, 1975.
5. Гудман Ф., Вахман Г. Динамика рассеяния газа поверхностью. М.: Мир, 1980.
6. Borisov S. F., Polykarpov Ph. J. An experimental study of momentum accommodation in gas — solid body system // Rarefied gas dynamics — 1996: Proc. of the 20th Intern. symp., Beijing, China, Aug. 19–23, 1996. Beijing: Peking Univ. Press, 1997. P. 387–391.
7. Polykarpov Ph. J., Borisov S. F. Normal momentum transfer in gas mixture — surface interaction // Rarefied gas dynamics — 1998: Book of abstr. of the 21st Intern. symp., Marseille, France, July 26–31, 1998. Marseille: Univ. de Provence, 1998. V. 2. P. 64, 65.
8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. М.: Наука, 1987.

*Поступила в редакцию 24/VI 2002 г.,
в окончательном варианте — 16/IX 2002 г.*