

## ЛИТЕРАТУРА

1. Covacs M. A., Flynn G. W., Javan A. Q-switching of molecular laser transitions. Appl. Phys. Letters, 1966, vol. 8, No. 3.
2. Wood O. R., Schwarz S. E. Passive Q-switching of a CO<sub>2</sub> laser. Appl. Phys. Letters, 1967, vol. 11, No. 3.
3. Hansl P. L., Morreal J. A., Henson W. J. Repetitive pulsing of the CO<sub>2</sub> laser by means of CO<sub>2</sub> gas and other absorbers. Appl. Phys. Letters, 1968, vol. 2, No. 3.
4. Лосев В. В., Папуловский В. Ф., Фебина Т. А. Модуляция добротности молекулярного газового лазера при помощи насыщающихся фильтров. Оптика и спектроскопия, 1970, т. 28, вып. 2.

УДК 533.722

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ СРАВНЕНИЕ МЕТОДОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ  
ТЕРМИЧЕСКОГО КОЭФФИЦИЕНТА АККОМОДАЦИИ**

*А. Д. Терехов, Е. Н. Фролова*

(Ленинград)

В работе приведены результаты экспериментального сравнения двух распространенных методов определения коэффициентов аккомодации: метода свободно-молекулярного потока и метода скачка температур. Найдены значения коэффициентов, которые необходимо вводить в расчетные соотношения метода скачка температур, теоретически менее строгого, для получения истинных значений коэффициентов аккомодации. Поправочные коэффициенты определены как для одноатомных, так и для многоатомных газов.

В настоящее время для измерения термического коэффициента аккомодации  $a$  используются два метода: метод свободно-молекулярного потока и метод скачка температуры. Основные расчетные соотношения обоих методов приведены в работе [1].

Сравнение экспериментальных данных по коэффициенту аккомодации, полученных тем и другим методами [2], показывает, что хотя разброс данных для каждого из методов и значителен, он меньше, чем разность между значениями  $a$  (для одной и той же поверхности и одного и того же газа), полученными двумя разными методами. Такая плохая согласуемость результатов поставила вопрос об адекватности значений  $a$ , полученных методом низких давлений и методом скачка температуры, так как априори не было известно, является ли это различие теоретически обоснованным или результатом неидентичности условий определения.

Экспериментальной проверке этого вопроса посвящена, по существу, лишь работа Томаса и Гоулайка [2], которые попытались произвести тщательное сравнение методов так, чтобы методика эксперимента и условия опыта в пределах ограничений, накладываемых самими методами (различие давлений), сохранялись одинаковыми. Полученные ими данные не дали ответа на поставленный вопрос и, по свидетельству самих авторов, могут рассматриваться как лишнее подтверждение возможной зависимости коэффициента аккомодации от давления из-за адсорбции газа на поверхности при повышении давления.

Метод скачка температуры в его классическом виде [1] недостаточно строго обоснован теоретически. Попытку построить точную теорию температурного скачка для одноатомного разреженного газа на основании решения уравнения Больцмана для молекулярной функции распределения предпринял Веландер [3]. Им было получено следующее выражение для температурного скачка:

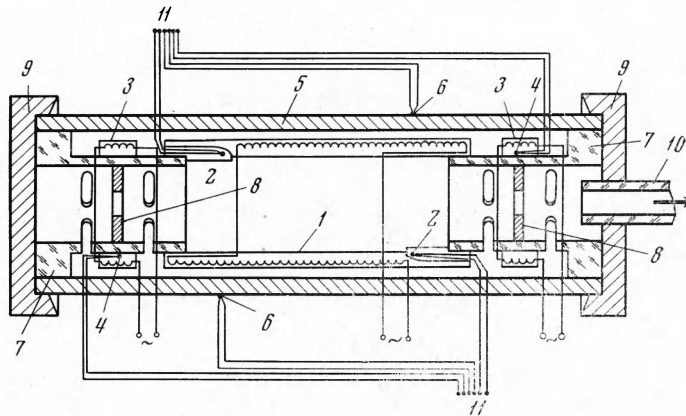
$$\Delta T = \frac{75\pi}{128} \frac{2 - Ka}{a} l \left( \frac{dT}{dx} \right)_n \quad (1)$$

которое согласуется с общепринятым выражением [1] во всем, кроме коэффициента  $K$  ( $l$  — длина свободного пробега молекул газа). В формуле (1)  $\Delta T$  — температурный скачок;  $K$  — поправочный коэффициент для метода скачка температуры;  $(dT/dx)_n$  — градиент температуры по нормали к поверхности.

Для одноатомных газов Веландер расчетным путем получил значение  $K = 0.827$ . Следует отметить, что из-за сложности математических вычислений интеграла столкновений в уравнении Больцмана теоретически вычислить величину  $K$  для многоатомных газов весьма затруднительно и единственным способом ее отыскания в настоящее время является эксперимент.

Целесообразно экспериментально проверить сходимость данных по коэффициенту аккомодации, полученных методом скачка температуры и методом низких давлений в строго идентичных условиях, а также экспериментально определить величину коэффициента  $K$  как для одноатомных, так и для многоатомных газов.

С этой целью был поставлен следующий эксперимент. Коэффициент аккомодации определялся из уравнений теплового потока, передаваемого в малом кольцевом зазоре



$\Delta$  между двумя коаксиальными цилиндрами, на которых поддерживалась разность температур ( $T_1 - T_2$ ) порядка  $5^\circ$ . (Здесь  $T_1, T_2$  — температура наружной поверхности внутренней трубы и внутренней поверхности наружной трубы соответственно.) Уровень температур в эксперименте был  $\sim 290^\circ \text{K}$ . Зазор заполнялся исследуемым газом. Диаметры цилиндров были выбраны с соблюдением следующего условия: отношение величины зазора к радиусу  $\Delta/r < 0.1$ , что сводило задачу к случаю теплопередачи между двумя плоскими бесконечными поверхностями. В качестве материала для цилиндров использовалась хромоникелевая сталь 1X18H10T.

Внутренний цилиндр нагревался до температуры  $T_1$ . Мощность основного электрического нагревателя (нихромовой спирали), определяемая по его сопротивлению и напряжению на нем, в общем случае расходуется на отдачу тепла газу в зазоре между коаксиальными цилиндрами, на тепловое излучение с поверхности внутреннего цилиндра и на тепловые потоки в местах заделки концов цилиндров. Конструкция использованных в эксперименте цилиндров предусматривала наличие концевых охранных колец с охранными нагревателями на них, призванных скомпенсировать концевые оттоки тепла и обеспечить равномерность температурного поля вдоль образующих внутреннего цилиндра.

Схема установки показана на фигуре, где 1, 5 — исследуемые коаксиальные цилиндры; 2, 4, 6 — термопары; 3 — охранные кольца; 7 — фторлоновые пробки; 8 — медные отражающие диски; 9 — крышки вакуумной заделки труб; 10 — вакуумпровод; 11 — выходы к потенциометру.

Об эффективности такой компенсации можно было судить по показаниям системы термопар, расположенных на наружной поверхности этого цилиндра.

Крепление цилиндров относительно друг друга производилось с помощью пробок из фторлона 4В — материала, обладающего низкой теплопроводностью. Сквозные прорезы в теле фторлоновых пробок прерывают возможные концевые теплооттоки. Осевой радиационный поток отражается вмонтированными в пробки отполированными медными дисками, находящимися при температуре охранных колец. Все перечисленные конструктивные особенности сводят к минимуму концевые оттоки, а охранные нагреватели компенсируют остающиеся потоки тепла.

Температура  $T_2$  наружного цилиндра поддерживается постоянной помещением всей конструкции в специальную камеру, по которой циркулирует термостатирующая жидкость, поступающая из жидкостного термостата, снабженного контактным термометром с термореле. Эта температура измеряется термопарами, заделанными в теле наружного цилиндра.

Радиационная доля теплопереноса учитывается аналогичными тепловыми измерениями в вакууме при той же разности температур, т. е. когда давление газа в зазоре настолько низкое, что его молекулярной теплопроводностью по сравнению с радиацией можно пренебречь. Давления газа в зазоре в диапазоне от  $1.5 \cdot 10^{-1}$  до  $5 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст. измерялись при помощи компрессионного абсолютного манометра Мак-Леода, а более высокие — дифференциальным масляным манометром. Во время измерений давление оставалось постоянным в пределах точности показаний манометра Мак-Леода, по которому этот контроль неоднократно производился. Выдерживание всей системы при самых низких давлениях в течение длительного времени позволило определить, что налетание и испарение в ней составляет менее  $10^{-3}$  мм рт. ст. за трое суток.

Таблица 1

Пары труб	Класс чистоты	Длина труб, мм	Наружный диаметр, мм	Внутренний диаметр, мм	Величина зазора, мм
1 наружная внутренняя	8	180.0 121.5	33.50	33.99	0.245
2 наружная внутренняя	12	179.8 120.9	33.42	34.15	0.365
3 наружная внутренняя	8	179.8 121.6	36.94	39.71	1.390
4 наружная внутренняя	8	179.8 121.0	35.91	39.72	1.905
5 наружная внутренняя	8	180.0 121.1	33.94	39.75	2.900
6 наружная внутренняя	8	179.9 120.8	31.96	39.69	3.866
7 наружная внутренняя	12	180.3 121.0	31.48	40.20	4.358

Всего в эксперименте было использовано семь пар коаксиальных цилиндров. В табл. 1 приведены данные по геометрии всех пар. Особое внимание было уделено получению идентичных поверхностей. Пять пар цилиндров были обработаны на круглошлифовальном станке до восьмого класса чистоты, а две пары при помощи хонингования (внутренние поверхности) и суперфиниша (наружные поверхности) были доведены до 12 класса чистоты. Результаты обработки контролировались с помощью профилограмм, снимаемых с исследуемых поверхностей.

В качестве исследуемых газов были выбраны: гелий, неон, аргон, ксенон, углекислый газ, воздух и пары воды.

Выборные для труб 8 и 12 классов чистоты зазоры позволяли при одном и том же давлении получать по разным парам труб одного класса чистоты числа Кнудсена, изменяющиеся примерно в 20 раз. Тем самым были созданы условия и свободно-молекулярного режима (для труб с малыми зазорами) и скачка температур (для труб с большими зазорами) при одном и том же давлении, т. е. при совершенно одинаковых условиях на поверхности. Следует отметить, что на исследуемых поверхностях обязательно присутствие адсорбированных пленок, так как поверхность стали после высокотемпературного нагрева при механической обработке адсорбционно активна, а никакой специальной очистки от этих пленок в эксперименте не производилось. И хотя полученные данные по коэффициентам аккомодации нельзя относить к чистой поверхности стали 1X18N10T, постоянство условий (одинаковые давления и свойства поверхности) для всех пар цилиндров одного класса чистоты позволяет производить сравнение методов определения термического коэффициента аккомодации с желаемой точностью.

Сопоставление выражения (1) с общепринятым выражением для длины температурного скачка приводит к следующему соотношению для коэффициента  $K$ :

$$K = 1 - \left( \frac{1}{a''} - \frac{1}{a'} \right)$$

Здесь  $a'$  и  $a''$  — эффективные значения коэффициентов аккомодации для двух поверхностей, полученные методом низких давлений и методом скачка температур соответственно.

Данные, полученные по коэффициентам  $a'$  и  $a''$  и по коэффициенту  $K$ , приведены в табл. 2.

Обнаруженная в эксперименте независимость коэффициентов аккомодации от давления во всем диапазоне давлений от  $5 \cdot 10^{-4}$  до 10 мм рт. ст. для всех газов позволя-

Таблица 2

Газы	$a'$	$a''$	$K$
Гелий	0.265	0.250	0.78
Неон	0.582	0.525	0.82
Аргон	0.740	0.655	0.83
Ксенон	0.990	0.830	0.81
Воздух	0.693	0.655	0.92
Углекислый газ	0.763	0.705	0.89
Пары воды	0.530	0.560	1.10

ла производить определение этих коэффициентов по целому ряду точек как в режиме скачка температуры, так и в свободно-молекулярном режиме, что значительно снижает погрешность измерений. Тщательный анализ и расчет последних показал, что экспериментальная среднеквадратичная относительная погрешность определения среднего коэффициента аккомодации по каждому из режимов не превышает 3%, тогда как ее расчетное значение порядка 4–5%.

Независимость коэффициента аккомодации от давления при наличии на поверхностях стальных цилиндров адсорбционной пленки можно рассматривать лишь как следствие стабильности последней во всем рабочем диапазоне давлений.

Как видно из табл. 2, коэффициент  $K$  для одноатомных газов (гелия, аргона, неона, ксенона) получился близким к значению  $K = 0.83$ , найденному Веландером расчетным путем. Можно сказать, что для одноатомных газов эксперимент подтвердил необходимость введения в выражение для длины температурного скачка коэффициента  $K = 0.83$  при использовании метода скачка температуры для получения значений коэффициентов аккомодации.

Что же касается многоатомных газов, то здесь коэффициент  $K$ , по полученным данным, проявляет тенденцию к увеличению.

Поступила 30 VIII 1971

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Kennard E. H. Kinetic theory of gases. New York — London, McGraw Hill Book Co. Inc., N. Y., 1938.
2. Thomas L. B., Golike R. C. A comparative study of accommodation coefficients by the temperature jump and low — pressure methods and thermal conductivities of He, Ne and CO<sub>2</sub>. J. Chem. Phys., 1954, vol. 22, No. 2.
3. Девин М. Течения и теплообмен разреженных газов. М., Изд-во иностр. лит., 1962.