

УДК 541.27

ЗАВИСИМОСТЬ ВЯЗКОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

Р. М. Севастьянов

Предлагаются две формулы для коэффициента вязкости разреженных газов соответственно в области больших и умеренных значений температуры. Формулы получены аппроксимацией интеграла столкновений для потенциала взаимодействия (12—7). Приведено сравнение вычисленных значений вязкости неона, криптона, азота и воздуха с экспериментальными результатами для температур до 2100 К.

За последние пять лет произошло существенное уточнение опытных данных по вязкости разреженных газов [1—5]. Это явилось результатом создания новой измерительной аппаратуры и тщательного учета различных факторов, что позволило устранить систематические ошибки предшествующих измерений, достигавшие 2—3% при 100 К и 6—10% при 2000 К. Уточнение экспериментальных данных вызвало критический пересмотр не только ранее опубликованных таблиц и эмпирических формул, но и модельных потенциалов взаимодействия, на основе которых проводились расчеты в области температур, где опытных результатов недостаточно или они отсутствуют. При этом было вновь подтверждено, что потенциал Леннарда—Джонса (12—6) является слишком мелким вблизи минимума и слишком глубоким на больших расстояниях по сравнению с истинным парным потенциалом [6].

В работе [7] для описания свойств газов из сферических или слабоасимметричных неполярных молекул был предложен эмпирический парный потенциал (12—7):

$$\varphi(R) = 5,106 \varepsilon \left[\left(\frac{\sigma}{R} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{R} \right)^7 \right], \quad (1)$$

где ε и σ — силовые постоянные.

Потенциал (1) глубже и круче потенциала (12—6). Для потенциала (12—7) были вычислены интегралы столкновений [8], второй и третий вириальные коэффициенты [9], а также получено полуэмпирическое уравнение состояния плотного газа [10]. Это позволило определить силовые постоянные потенциала (1) из условия минимальных отклонений расчетных значений равновесных (второй вириальный коэффициент и фактор сжимаемости) и переносных свойств одноатомных газов, метана, азота и воздуха (коэффициентов вязкости и теплопроводности) от соответствующих экспериментальных данных (табл. 1). Для одноатомных газов эти отклонения, как правило, не превышают погрешности эксперимента во всей области температур, где имеются надежные опытные результаты. Для многоатомных газов аналогичное совпадение имеет место лишь при температурах, вдвое превышающих критическую. При меньших температурах влияние несферичности молекул приводит к отклонениям, которые выходят за пределы погрешности эксперимента.

В данной работе предложены две приближенные формулы, описывающие температурную зависимость коэффициента вязкости разреженных газов. Обе

Таблица 1

Газ	ε/k , К	σ , Å	$c_1 \cdot 10^{-7}$, $\frac{\text{н} \cdot \text{с}}{\text{м}^2}$	$c_2 \cdot 10^{-7}$, $\frac{\text{н} \cdot \text{с}}{\text{м}^2}$
Неон	45,0	2,709	81,74	77,1
Аргон	150,4	3,320	140,0	132,0
Криптон	211,3	3,534	212,2	200,0
Ксенон	290,0	3,862	260,5	246,0
Метан	187,0	3,645	83,11	78,4
Азот	120,5	3,555	91,59	86,4
Воздух	126,0	3,489	98,84	93,3

формулы получены аппроксимацией интегралов столкновений $\Omega^{(2,2)*}$ для потенциала взаимодействия (12—7) [8]. Первая формула дает надежную корреляцию коэффициента вязкости (для одноатомных газов также и теплопроводности) при умеренных и высоких температурах ($T^* \geq 2$). Для иллюстрации ее точности приведено сравнение экспериментальных и вычисленных значений для неона, криптона, азота и воздуха при температурах до 2100 К. Вторая формула представляет интерес при введении определяющей (или приведенной) энтальпии для расчета характеристик сжимаемого ламинарного пограничного слоя на плоской пластине.

Как известно из кинетической теории, коэффициент вязкости разреженного газа записывается в виде [13]

$$\mu = \frac{5}{16} \frac{\sqrt{\pi m k T}}{\pi \sigma^2 \Omega^{(2,2)*}} f_{\mu}(T^*), \quad (2)$$

где m — молекулярный вес, k — постоянная Больцмана, $T^* = \frac{kT}{\varepsilon}$ — приведенная температура. Функция $f_{\mu}(T^*)$, учитывающая высшие приближения (по сравнению с первым), изменяется незначительно: в пределах от 1,000 до 1,008.

Для потенциала (1) интегралы столкновений $\Omega^{(l,s)*}$ ($l=1, 2$; $s=1, 2, 3$) затабулированы В. З. Свойским [8]; с их помощью также вычисляется поправка $f_{\mu}(T^*)$.

Простой и точной аппроксимацией функции $\Omega^{(2,2)*}(f_{\mu})^{-1}$ для потенциала (12—7) при умеренных и высоких температурах является

$$\frac{\Omega^{(2,2)*}}{f_{\mu}} = \frac{1,340}{(T^*)^{1/6}} \left[1 - \frac{0,3133}{(T^*)^{5/12}} + \frac{0,5420}{(T^*)^{4/3}} \right]. \quad (3)$$

Первые два члена в этой формуле получены теоретически с помощью разложения Дона [11]; третий член подобран эмпирически. Погрешность формулы (3) не превышает 0,3% при $T^* \geq 2$.

Таким образом, при $T^* \geq 2$ зависимость коэффициента вязкости разреженного газа от температуры описывается выражением:

$$\mu = \frac{c_1 (T^*)^{2/3}}{1 - \frac{0,3133}{(T^*)^{5/12}} + \frac{0,5420}{(T^*)^{4/3}}}, \quad (4)$$

где $T^* = \frac{kT}{\varepsilon}$, а c_1 и ε/k — постоянные (см. табл. 1).

Сравнение экспериментальных значений коэффициента вязкости неона, криптона и азота при температурах 300—2100 К [2—5] с величинами, вычисленными по формуле (4), приведено в табл. 2. Здесь же даны расчетные значения коэффициента вязкости недиссоциированного воздуха при температурах до 3000 К; сравнение с экспериментом при температурах 25—500°C [12] показано в табл. 3. Для воздуха погрешность экспериментальных данных оценивается

Таблица 2

T, K	Неон			Криптон			Азот			Воздух
	$\mu \cdot 10^7, \frac{\text{н} \cdot \text{с}}{\text{м}^2}$									
	[2]	[3]	расчет	[2]	[4]	расчет	[2]	[5]	расчет	расчет
300	318,2		321,3	256,5			179,1		177,8	185,1
400	388,5		388,3	331,3		327,6	223,0		221,7	231,4
500	449,8		448,8	397,0		395,4	260,8		260,4	272,3
600	505,9		504,7	456,6		456,6	294,9		295,7	309,4
700	558,4		557,2	511,7		512,8	326,5		328,4	343,8
800	608,2		607,0	563,4		565,2	356,2		359,1	376,1
900	655,9		654,6	612,4		614,6	384,6		388,2	406,7
1000	701,9		700,3	659,1		661,5	411,7		416,0	436,0
1100	746,4	754,2	744,4	703,9	716,3	706,2	437,9	443,7	442,7	464,0
1200	789,6	803,9	787,0	747,0	760,1	749,2	463,2	470,9	468,4	491,1
1300	831,6	846,2	828,4	788,7	801,9	790,7	487,7	495,1	493,3	517,2
1400	872,7	890,1	868,7	829,1	843,4	830,8	511,6	520,3	517,5	542,6
1500	912,8	931,2	908,0	868,3	881,8	869,7	534,9	542,5	541,1	567,3
1600	952,1	965,3	946,4	906,5	921,7	907,5	557,7	564,7	564,0	591,4
1700		1005,0	984,0		956,5	944,4		586,9	586,4	614,9
1800		1040,0	1021,0		995,4	980,4		608,4	608,3	637,9
1900		1070,0	1057,0		1031,0	1016,0		629,3	629,6	660,4
2000		1102,0	1092,0		1063,0	1050,0		650,3	650,9	682,6
2100		1141,0	1127,0			1084,0		671,4	671,6	704,3
2200			1161,0			1117,0			691,9	725,6
2300			1195,0			1150,0			711,9	746,5
2400			1128,0			1182,0			731,5	767,2
2500			1261,0			1213,0			750,9	787,5
2600			1293,0			1244,0			770,0	807,5
2700			1325,0			1275,0			778,8	827,3
2800			1357,0			1305,0			807,4	846,7
2900			1388,0			1335,0			825,8	866,0
3000			1418,0			1364,0			843,9	885,0
$\delta \mu_{\text{ср}}, \%$	0,35	1,8		0,32	1,4		0,84	0,21		
$\delta \mu_{\text{max}}, \%$	0,98	2,5		1,1	1,6		1,2	0,73		

авторами в 0,1%, для других газов — в 1%; однако расхождения между результатами различных измерений составляют 0,5—1,0% при 300 К и 1,5—3,0% при 1500 К.

В диапазоне приведенных температур $T^* = 0,9 - 9,0$ функция $\Omega^{(2,2)*}(f_\mu)^{-1}$ может быть представлена следующим приближенным выражением

$$\frac{\Omega^{(2,2)*}}{f_\mu} = \frac{1,420}{\sqrt{T^*}} (1 + 0,088T^*). \quad (5)$$

Подставляя (5) в соотношение (2), для коэффициента вязкости получим

$$\mu = \frac{c_2 T^*}{1 + 0,088T^*}. \quad (6)$$

Таблица 3

T, K	Эксперимент	Расчет	T, K	Эксперимент	Расчет
	$\mu \cdot 10^7, \frac{\text{н} \cdot \text{с}}{\text{м}^2}$			$\mu \cdot 10^7, \frac{\text{н} \cdot \text{с}}{\text{м}^2}$	
298,15	184,5	184,2	573,15	299,3	299,8
373,15	219,8	219,6	673,15	334,9	334,8
473,15	261,2	261,7	773,15	367,0	367,6

Среднее отклонение 0,13%, максимальное 0,19%.

Значения постоянной c_2 для ряда газов приведены в табл. 1. Погрешность формулы (6) в указанном диапазоне температур не превышает 1,2%, т. е. точность ее не меньше, чем известной формулы Сезерленда [13]. Последняя, как показывает анализ уточненных опытных данных [2—5], [12], имеет погрешность не выше 1,0% при $T^* = 0,8—6,0$. Постоянная Сезерленда в этом случае равна ε/k .

ЛИТЕРАТУРА

1. Hanley H. J. M., Childs G. E. Discrepancies between viscosity Data for Simple Gases, Science, vol. 159, p. 1114, 1968.
2. Dawe R. A., Smith E. B. Viscosities of inert Gases J. Chem. Phys., vol. 52, p. 693, 1970.
3. Goldblatt M., Wageman W. E. High temperature viscosity for xenon, Phys. of Fluids, vol. 14, p. 1024, 1971.
4. Guevara F. A., Stensland G. High temperature viscosity ratios for neon, Phys. of Fluids, vol. 14, p. 746, 1971.
5. Guevara F. A., McInteer B. B., Wageman W. E., High temperature viscosity ratios for hydrogen, helium, argon and nitrogen, Phys. of Fluids, vol. 12, p. 2493, 1969.
6. Темперли Г., Роулинсон Дж., Рашбрук Дж. Физика простых жидкостей. М., „Мир“, 1971.
7. Севастьянов Р. М., Зыков Н. А. Потенциал взаимодействия сферических неполярных молекул. „Теплофизика высоких температур“, т. 9, № 1, 1971.
8. Свойский В. З. Интегралы столкновений для сферических неполярных молекул. „Ученые записки ЦАГИ“, т. II, № 5, 1971.
9. Зыков Н. А., Севастьянов Р. М. Виральные коэффициенты для потенциала (12—7), „Теплофизика высоких температур“, т. 9, № 5, 1971.
10. Севастьянов Р. М., Зыков Н. А. Уравнение состояния плотного газа, „Теплофизика высоких температур“, т. 10, № 5, 1972.
11. Donth E. Zähigkeit und zwischenmolekulares potential kugelsymmetrischer molecule bei hohen temperaturen, zeitschrift fur Phys. Chemie, b. 233, № 5/6 1966.
12. Dipippo R., Kestin I. Proceedings of the fourth symposium on thermophysical properties, New York, 1968.
13. Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М., Изд. иностр. лит., 1961.

Рукопись поступила 30/XI 1972 г.