

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Ивановский, Ф. А. Козлов. «Атомная энергия», 17, 406 (1964).
2. П. Л. Кириллов и др. «Атомная энергия», 8, 30 (1960).
3. Жидкометаллические теплоносители. Перев. с англ.

Под ред. А. Е. Шейндлина. М., Изд-во иностр. лит., 1958.

4. А. Аморози, Дж. Евик. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии». Избр. докл. иностр. ученых. Т. 4. М., Атомиздат, 1959, стр. 477.

УДК 621.039.534.3

Теплопроводность гелия при температуре 0—1000° С и давлении 1—200 атм

Н. Б. Варгафтик, Н. Х. Зимица

В последние годы опубликовано несколько работ, посвященных исследованию теплопроводности λ гелия в широком интервале температур и давлений [1—7]. Однако результаты опытов различных авторов недостаточно хорошо согласуются, что затрудняет определение зависимости $\lambda = f(t, p)$.

Цель настоящей работы — экспериментальное изучение теплопроводности гелия в интервале температур 0—1000° С при давлении 1 атм, а также анализ опубликованных экспериментальных данных по теплопроводности этого газа при различных значениях t и p . Исследования проводились на установке, описанной в работе [8], с использованием метода нагретой нити. (Там же приводится методика расчета и обработки экспериментальных данных.)

Особое значение при обработке экспериментальных данных имеет правильность учета поправки на скачок температуры, так как при высоких температурах величина поправки для гелия, даже при $p = 1$ атм, как это будет показано ниже, значительна.

Как известно [9], для учета поправки на скачок температуры используется соотношение

$$\Delta t = \Delta t_{\text{газ}} + B \left(\frac{1}{p} \right), \quad (1)$$

где Δt — измеренный перепад температур между проволокой и внутренней поверхностью стенки измерительной трубки; $\Delta t_{\text{газ}}$ — истинный перепад температуры в слое газа; B — величина, зависящая от физических свойств газа, материала проволоки, а также от геометрии прибора и общего количества выделяемого нитью тепла Q .

Таким образом, при $Q = \text{const}$ между Δt и $1/p$ должна быть линейная зависимость. По измеренным значениям Δt , соответствующим различным давлениям при одной и той же средней температуре газа, можно построить линейную зависимость $\Delta t = f(1/p)$.

Экстраполяция Δt к величине $\frac{1}{p} = 0$ позволяет найти величину $\Delta t_{\text{газ}}$, входящую в основную формулу для определения теплопроводности газа λ методом нагретой нити:

$$\lambda = A \frac{Q}{\Delta t_{\text{газ}}}, \quad (2)$$

где A — постоянная прибора. Поправка на скачок температуры $\delta t_{\text{ск}}$ для данного давления газа при определенных температуре и геометрии прибора может быть найдена по формуле

$$(\delta t_{\text{ск}})_p = \frac{\Delta t_p - \Delta t_{\text{газ}}}{\Delta t_p}, \quad (3)$$

где индекс p соответствует давлению газа, при котором определяется величина поправки.

Для каждого значения температуры мы проводили опыты при четырех различных давлениях: 760, 360, 200 и 110 мм рт. ст. По этим значениям с целью определения $\Delta t_{\text{газ}}$ были построены зависимости $\Delta t = f\left(\frac{1}{p}\right)$ (рис. 1). В табл. 1 приведены полученные нами экспериментальные результаты. Максимальная погрешность опытов составляет 1,5% в диапазоне

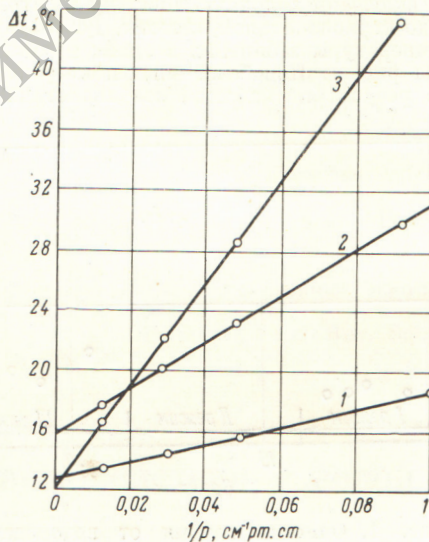


Рис. 1. Зависимость $\Delta t = f\left(\frac{1}{p}\right)$ при различных значениях температуры, °С: 1 — 355; 2 — 652; 3 — 962.

0—600° С и 2,0% в диапазоне 600—1000° С. На рис. 2 эти результаты сопоставлены с данными других авторов. Видно, что результаты настоящей работы хорошо согласуются с данными работ [2—4, 6]. На рис. 2 нет данных работы [1]. Авторы проводили опыты с одноатомными газами при $p = 350 \div 760$ мм рт. ст., и в этом диапазоне давлений они не учитывали поправку на температурный скачок, которая особенно велика для легкого газа (гелия). К сожалению, в этой работе не приведены точные значения давлений газа и, сле-

Таблица 1

Экспериментальные значения теплопроводности гелия при $p = 1$ атм

Номер экспериментальной точки	$t, ^\circ\text{C}$	$Q, \text{ кал/ч}$	$Q_{\text{изл}}, \text{ кал/ч}$	$\Delta Q_R/Q, \%$	$\Delta t_{\text{газ}}, ^\circ\text{C}$	$\lambda, \times 10^6 \text{ кал/(см} \times \text{сек} \cdot ^\circ\text{C)}$
1	37	228,7	0,2	1,1	5,42	374
2	114	410,1	0,7	1,1	8,21	442
3	123	693,0	1,3	1,1	13,43	455
4	354	569,6	4,0	1,08	8,10	620
5	355	893,5	6,4	1,08	12,77	617
6	472	649,2	7,8	1,08	8,19	695
7	481	1424,1	16,9	1,08	17,80	703
8	645	875,2	19,6	1,08	9,27	813
9	652	1472,0	33,7	1,08	15,60	813
10	802	953,8	35,2	1,08	8,95	900
11	962	1517,5	93,6	1,08	12,35	1012
12	965	1524,0	98,0	1,08	12,65	989

Обозначения: Q — общее количество тепла, выделяемое нитью; $Q_{\text{изл}}$ — количество тепла, приходящееся на излучение в единицу времени; t — средняя температура газа; $\Delta t_{\text{газ}}$ — истинный перепад температуры в слое газа; $\Delta Q_R/Q$ — доля тепла, отводимая концами нити.

довательно, невозможно строго учесть влияние скачка температуры.

Особый интерес представляет работа Джоаннина и др. [6], посвященная теплопроводности гелия. Измерения проводились методом коаксиальных цилиндров (зазор между серебряными цилиндрами составлял 0,2 мм) при температуре 30—356° С и давлении 1—200 атм. В этой работе было проведено сравнение экспериментальных данных с результатами, рассчитанными по формуле Энскага для теплопроводности

сжатых газов [10]:

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = b\rho \left(\frac{1}{Y} + 1,2 + 0,755Y \right), \quad (4)$$

где λ — теплопроводность сжатого газа; λ_0 — теплопроводность газа в идеальном газовом состоянии; ρ — плотность газа. Для твердых сферических молекул величина Y определяется из выражения

$$Y = b_0\rho + 0,625(b_0\rho)^2 + 0,287(b_0\rho)^3 + 0,115(b_0\rho)^4. \quad (5)$$

Здесь $b_0 = \frac{2}{3} N_0 r_m^3$ — второй, вириальный коэффициент для твердых сфер, где N_0 — число Авагадро; $r_m = 3,22 \text{ \AA}$ [6].

Значения ρ были взяты из работы [11], в которой эти величины приведены для округленных значений температур $t^\circ \text{ F}$. В связи с этим авторы работы [6] интерполировали свои экспериментальные данные по λ ; две крайние изотермы соответствовали 37,8 и 315,6° С (100 и 400° F). На рис. 3 приведены экспериментальные и расчетные результаты, полученные по формуле Энскага для t , равной 37,8 и 315,6° С. Из рисунка следует, что расхождения между экспериментальными и расчетными данными увеличиваются с ростом давления на начальном участке кривой, а при более высоких давлениях остаются постоянными.

В работе [6] не были установлены причины расхождения между экспериментом и теорией Энскага, которая была разработана применительно к одноатомным газам. Однако в этой работе не учитывалась поправка на скачок температуры между газом и поверхностями коаксиальных цилиндров, которая оказывается весьма существенной для легких газов, даже при $p > 1$ атм.

Наши опыты, проведенные при различных давлениях, позволили установить величину поправки на температурный скачок между гелием и платиной. В установке Джоаннина, Вильсона и Водара [6] цилиндры

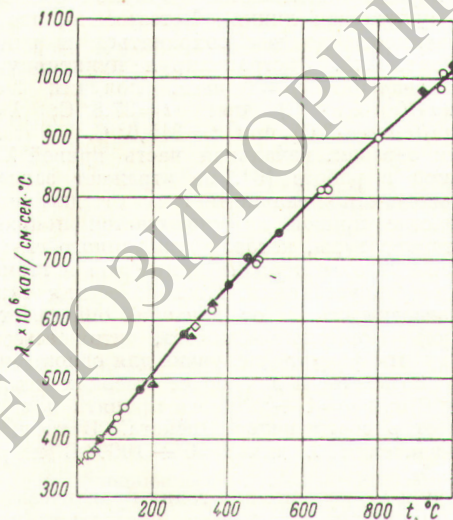


Рис. 2. Экспериментальные данные различных авторов по теплопроводности гелия при $t = 1 \div 1000^\circ \text{C}$ и $p = 1$ атм.

Данные работ: \circ — настоящей; \bullet — [2]; \times — [3]; \triangle — [4]; \square — [6]; \blacktriangle — [6], исправленные с учетом поправки на скачок температуры; \blacksquare — [7].

были изготовлены из серебра. Естественно, что величина температурного скачка зависит от соотношения атомных (молекулярных) весов газа и твердого тела. Однако этот вопрос с количественной стороны еще мало исследован. Поэтому мы воспользовались результатами опытов Ротмана [12] по температурному скачку

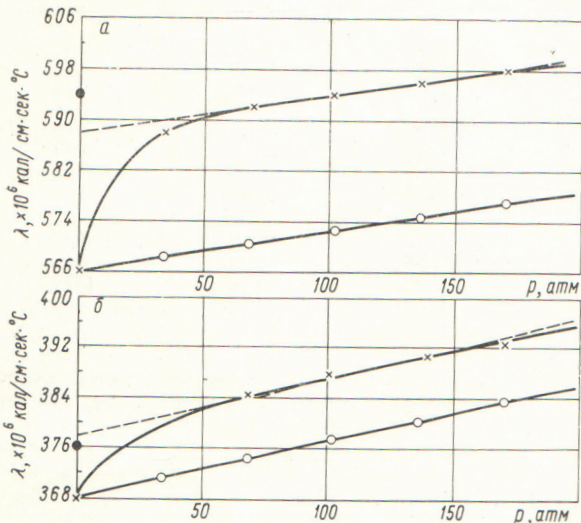


Рис. 3. Сравнение экспериментальных данных работы [6] с результатами, полученными по теоретической формуле Энскага при температуре 315,6 (а) и 37,8° С (б): ○ — расчет по формуле (5) при значениях λ_0 , взятых из работы [6]; × — экспериментальные данные работы [6]; ● — величина λ , полученная с учетом скачка температуры; — — расчет по Энскагу при повышенных давлениях и экстраполяция значений λ к $p = 0$.

между гелием и серебряными цилиндрами, которые получены только при $t = 686^\circ \text{C}$. Величина зазора в этой установке составляла 0,6 мм. При этой температуре и $p = 1 \text{ атм}$ оказалось:

$$(\delta t_{\text{СК}})_p = \frac{(\Delta t_p - \Delta t_{\text{газ}}) \cdot 100\%}{\Delta t_p} = \frac{(2,22 - 2,10) \cdot 100\%}{2,22} = 5,4\%,$$

где индекс p соответствует 1 атм. Для коаксиальных цилиндров (при одинаковом материале цилиндров и одинаковых p и t) величина $\delta t_{\text{СК}}$ обратно пропорциональна величине зазора [12]:

$$\frac{(\delta t_{\text{СК}})_1}{(\delta t_{\text{СК}})_2} = \frac{\delta_2}{\delta_1} \quad (6)$$

Следовательно, для установки, описанной в работе [6], при $t = 686^\circ \text{C}$ и $p = 1 \text{ атм}$ $\delta t_{\text{СК}} = 16,2\%$, поскольку в установке французских авторов $\delta = 0,2 \text{ мм}$, а в установке Ротмана $\delta = 0,6 \text{ мм}$.

На рис. 4 приведена кривая $\delta t_{\text{СК}} = f(t)$ при $p = 1 \text{ атм}$, построенная на основании экспериментов по теплопроводности гелия в использованной нами установке. Из этой кривой следует, что при $t = 686^\circ \text{C}$ величина $\delta t_{\text{СК}} = 12\%$. Таким образом, в установке, описанной в работе [6], $\delta t_{\text{СК}}$ в 1,35 раза больше, чем в нашей установке. Можно полагать, что для гелия этот пересчетный коэффициент 1,35, который зависит от материала цилиндров и их геометрических размеров, будет таким же и при других температурах.

Это позволяет построить кривую $\delta t_{\text{СК}} = f(t)$ для гелия применительно к установке, описанной в работе [6] (см. пунктирную кривую на рис. 4). Из кривой следует, что в данные работы [6] при $p = 1 \text{ атм}$ необходимо внести следующие поправки: +2% при $t = 37,8^\circ \text{C}$; +6% при $t = 315,6^\circ \text{C}$. Исправленные опытные данные работы [6] для $p = 1 \text{ атм}$ приведены на рис. 3.

Оказывается, что при повышенных давлениях гелия, при которых практически можно не учитывать поправку на скачок температуры, экспериментальные

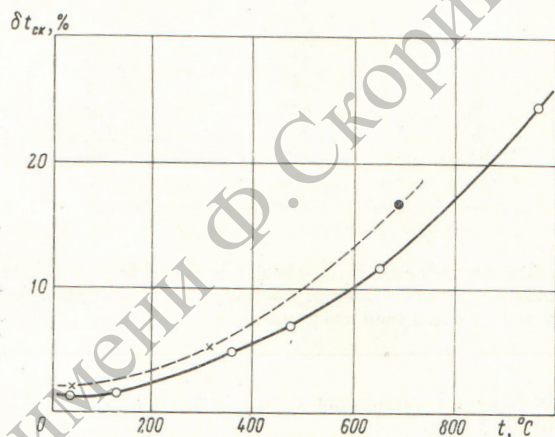


Рис. 4. Зависимость $\delta t_{\text{СК}} = f(t)$, полученная в настоящей работе и [6]:

○ — экспериментальные данные настоящей работы; ● — пересчет с использованием данных работы [12]; × — значения $\delta t_{\text{СК}}$, принятые для изотерм 37,8 и 315,6° С [6]. — — — предполагаемый ход зависимости для работы [6].

данные хорошо описываются формулой Энскага (см. рис. 3, пунктирная линия). Естественно, что характер зависимости должен сохраняться и для более низких давлений. Экстраполируя пунктирную прямую к значению $p = 1 \text{ атм}$, получим $\lambda = 378 \times 10^6 \text{ кал/(см·сек·°C)}$ при $t = 37,8^\circ \text{C}$; $\lambda = 588 \times 10^6 \text{ кал/(см·сек·°C)}$ при $t = 315,6^\circ \text{C}$.

Таким образом, начальная часть кривой $\lambda = f(p)$, полученной в работе [6], не отражает зависимости теплопроводности реального газа от давления. На этом участке кривой не учитывается поправка на скачок температуры, которая для данного газа и давления зависит от материала цилиндров и геометрических размеров установки. После внесения такой поправки зависимость λ от давления описывается теоретической формулой Энскага, что естественно, поскольку эта формула получена для одноатомных газов. Это позволяет и для более высоких температур (до 1000°C) при $p = 1 \div 200 \text{ атм}$ принять для зависимости λ от p соотношение Энскага. В табл. 2 приведены значения λ для $t = 0 \div 1000^\circ \text{C}$ и $p = 1 \div 200 \text{ атм}$.

Значения λ_0 , которые для гелия практически можно принять за λ при $p = 1 \text{ атм}$, рассчитаны по уравнению

$$\lambda \cdot 10^6 \text{ кал/(см·сек·°C)} = a + bt + ct^2 + dt^3, \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} a &= 341,9; & c &= -2,844 \cdot 10^{-4}; \\ b &= 0,877; & d &= 0,088 \cdot 10^{-6}. \end{aligned}$$

Таблица 2

Значения теплопроводности гелия [$\lambda \cdot 10^6$ кал/(см·сек·°C)] для равных интервалов температур и давлений

Интервал давлений, атм	Интервал температур, °C										
	0	100	200	300	400	500	600	700	800	900	1000
1	341,9	426,8	506,7	581,8	652,9	720,4	784,4	846,8	906,7	964,3	1022,6
100	351,1	435,6	514,6	588,5	658,5	724,7	788,0	849,3	908,8	966,3	1024,7
200	360,3	444,4	522,5	595,2	664,0	729,0	791,1	851,9	910,8	968,2	1026,7

Коэффициенты этого уравнения определены по методу наименьших квадратов на основании опытов, проведенных в настоящей работе и наиболее надежных экспериментальных данных различных авторов работ [2—4] и [6] с учетом поправки на скачок температуры.

Отклонение экспериментальных точек от значений, рассчитанных по уравнению (7), не превышает 2%. На рис. 2 сплошная линия соответствует величинам теплопроводности гелия, определенным по уравнению (7). Это уравнение можно использовать для определения теплопроводности гелия при $p=1$ атм и для $t = 0 \div 1000^\circ \text{C}$.

Что касается работы Блейса и Манна [7], то их опыты проводились начиная с $t \approx 1000^\circ \text{C}$, тогда как в наших опытах верхний предел температур несколько ниже 1000°C . При 1000°C расхождения составляют 2,5% и находятся в пределах точности опытов этих авторов.

Поступило в Редакцию 21/XII 1964 г.
В окончательной редакции 14/V 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Kannuliik, E. Sarman. Proc. Phys. Soc., 65B, 701 (1952).

2. Л. С. Зайцева. ЖТФ, 29, 497 (1959).
3. W. Leidenfrost. Intern. J. Heat and Mass Transfer, 7, No. 4 (1964).
4. E. Comings, J. Lenoir. Chem. Engng Prog., 47, 223 (1954).
5. Н. В. Цедерберг, В. Н. Попов, Н. А. Морозова. Теплофизические свойства гелия. М.—Л., Госэнергоиздат, 1961, стр. 45.
6. P. Johannin, M. Wilson, B. Vodar. Second Symposium on Thermophysical Properties, sponsored by ASME, 24—26 January, 1962, Academic Press, New York, 1962, p. 418.
7. N. Blais, J. Mann. J. Chem. Phys., 32, 1459 (1960).
8. Н. Б. Варгафтик, Н. Х. Зиминая. «Теплофизика высоких температур», 2, 716 (1964).
9. Д. Л. Тимрот, Н. Б. Варгафтик. «Изв. Всесоюз. теплотехн. ин-та», № 9, 1 (1935).
10. Дж. Гиршфельдер, Ч. Кертисс, Р. Берд. Молекулярная теория газов и жидкостей. М., Изд-во иностр. лит., 1961, стр. 497.
11. M. Wilson. Jr. O.T.S. Dept of Comm. Ga 1355, January 1960.
12. A. Rothman. Thermal Conductivity of Gases at High Temperatures. United States Atomic Commission, January 1954.

УДК 621.039.538.7

Защитные параметры бетонов

Л. Н. Зайцев, П. А. Лавданский, В. В. Мальков, Б. С. Сычев

Химический состав основных материалов, используемых в качестве заполнителей для бетонов, а также некоторые защитные параметры для этих материалов даны в табл. 1 [1—4]. Большая часть из приведенных материалов имеет одинаковый массовый коэффициент ослабления γ -излучения (табл. 2). Однако некоторые материалы, обладающие высокой концентрацией водорода, бора, железа и бария, не подчиняются указанной закономерности, поэтому они выделены отдельно.

Защитные параметры отдельных элементов для нейтронов спектра деления и γ -излучения с энергией до 10 Мэв взяты из работ [4—7]. Коэффициент ослабления γ -излучения высоких энергий принимался рав-

ным $\mu_{\text{мин}}$ [5]. В работе [8] для расчета ослабления потоков нейтронов с энергиями выше 10 Мэв используются приближенные выражения микроскопических сечений выведения для отдельных элементов:

$$\sigma_{rem}(E) = \sigma_{in}(E) + \frac{3}{E} \sigma_s(E) \text{ при } 10 < E < 50 \text{ Мэв}; \quad (1)$$

$$\sigma_{rem}(E) = \sigma_{in}(E) \text{ при } 50 < E < 100 \text{ Мэв}. \quad (2)$$

Некоторые данные по сечениям взаимодействия нейтронов с ядрами взяты из работы [9, 10]. Недостающие значения сечений взаимодействия для элементов, входящих в состав бетонов, получены интерполяцией.