

с водой, имеющий достаточные размеры (сечение 70×70 см и высота 50 см), и устанавливается в неглубоком колодце; подача проб в позиции облучения и измерения проводится с помощью механической системы; перестановка источников при смене блоков занимает не более 1 мин, при этом источники вынимаются из блока вместе с держателями (длина около 30 см) и временно помещаются в защитный контейнер. Некоторые операции можно ликвидировать, если установить блок *a* на блок *b* (см. рисунок). Тогда, имея единые сквозные каналы для источников и пробы, можно фиксировать их в нужном блоке с точностью 0,5—1,0 мм.

Данную установку без каких-либо переделок можно использовать для определения меди, марганца. Фтор можно определять по реакции $^{19}\text{F}(n, p)^{18}\text{F}$, идущей на быстрых нейтронах, если применить в качестве детекторов два монокристалла иодистого натрия ($d = 150$, $h = 70 - 100$ мм). Использование дополнительных блоков и более мощных нейтронных источников даст возможность анализировать другие элементы, повысить чувствительность и экспрессность.

Поступило в Редакцию 25/III 1977 г.

УДК 539.2:24:22

Теплофизические свойства твердого и жидкого гадолиния

НОВИКОВ И. И., ФИЛИППОВ Л. П., КОСТЮКОВ В. И.

В исследованиях теплофизических свойств твердых и жидких металлов редкоземельные элементы занимают особое место. Обращают на себя внимание малое изменение тепло- и электропроводности при плавлении, аномальные температурные коэффициенты электропроводности у некоторых металлов этой группы, наличие полиморфных превращений в твердой фазе. В то же время теплофизические свойства гадолиния изучены слабо. В работах [1, 2] приведены результаты измерений тепловых свойств гадолиния в твердой фазе до температуры полиморфного превращения, в [3] имеются сведения об энтальпии.

В настоящей работе даны результаты экспериментального исследования комплекса тепловых характеристик: теплоемкости, температуро- и теплопроводности, а также электропроводности гадолиния при температуре от 110 до 2100 К.

Для измерения тепловых свойств использован метод радиальных температурных волн, создаваемых модулированной электронной бомбардировкой внутренней поверхности полого цилиндрического тигля, заполненного исследуемым металлом [4]. Наряду с вариантом периодического изменения мощности использован новый способ одиночных П-образных импульсов нагрева и охлаждения образца; этот способ позволяет расширить интервал исследованных температур

и получить более уверенные данные в низкотемпературной области, где относительно велико соотношение шум/сигнал [5]. Систематические погрешности результатов измерений теплоемкости, температуро- и теплопроводности составляют 3—4; 2—3; 5—7% соответственно. Коэффициент теплового расширения взят из работы [6].

В работе использован образец со следующим составом примесей, %: Y < 0,01; Tb < 0,01 Eu, Sm не обнаружены; Cu — 0,01; Fe — 0,01; Si — 0,01; N — 0,001; N — 0,005; F — 0,007; C — 0,02.

Для измерений электропроводности применен четырехзондовый метод (нагрев в высокочастотной индукционной печи [7]). Погрешность данных составляет ~1%.

Результаты измерений теплофизических свойств изображены на рис. 1—3. Сглаженные данные приведены в табл. 1. Полученные значения для теплоемкости твердого гадолиния (см. рис. 1) отличаются примерно на 3 и 7% от результатов работ [3, 1] соответственно, что не превышает суммы систематических погрешностей экспериментов. Теплоемкость твердой фазы и ее температурный коэффициент близки к значениям для тугоплавких металлов.

На рис. 1 пунктирная кривая проведена в соответствии с формулой $C_p = 6 + 3T/T_{пр}$, полученной

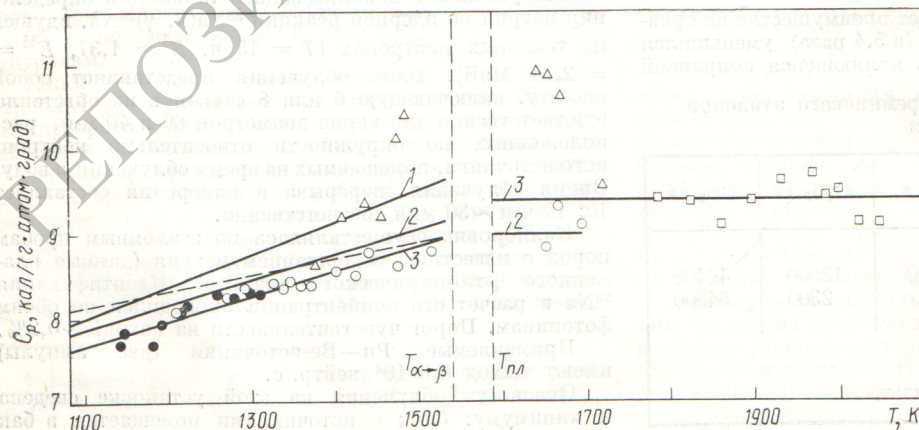


Рис. 1. Теплоемкость гадолиния:

1, 2, 3 — данные работы [1, 3] и авторов соответственно; — — — [8]; ●, □ — импульс нагрева и охлаждения; ○ — периодическое изменение мощности

Рис. 2. Температуро-проводность гадолиния:

1, 2 — данные работы [2] и авторов соответственно (обозначения, как на рис. 1)

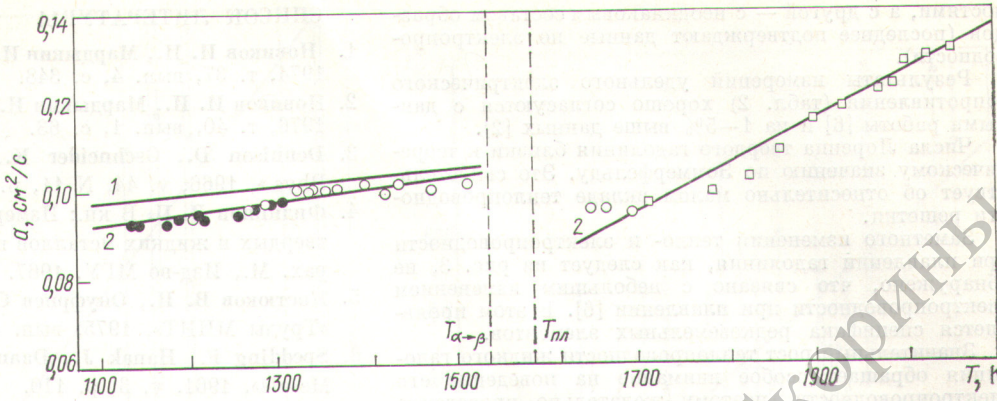
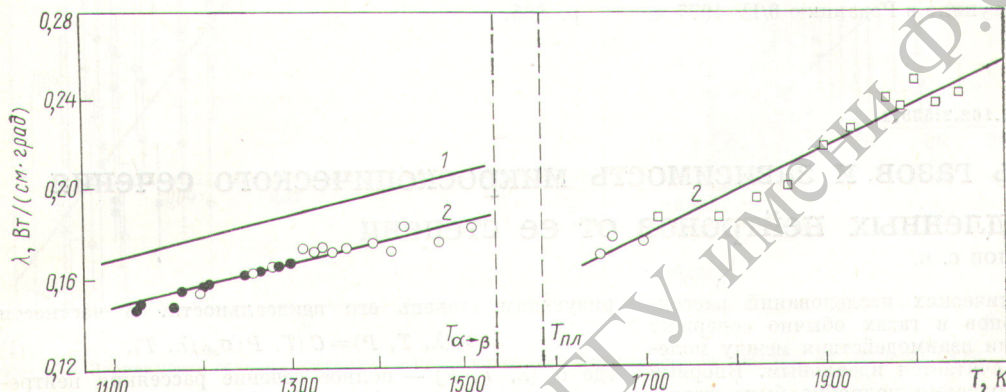


Рис. 3. Теплопроводность гадолиния: 1, 2 — данные работы [2] и авторов соответственно (обозначения, как на рис. 1)



в [8], как результат обобщения совокупности данных для твердых металлов 4—6-й групп, где $T_{пр}$ — температура фазового превращения. Результаты измерений теплоемкости жидкого гадолиния согласуются с полученными из сведений об энтальпии [3]. Существенного изменения теплоемкости при плавлении, как и у других металлов, не обнаружено. Абсолютные значения теплоемкости жидкой фазы гадолиния не-

сколько превышают результаты, свойственные большинству легкоплавких металлов.

Данные, обозначенные треугольниками, относятся к образцу, подвергнутому многократному нагреву и охлаждению. Различие в поведении теплоемкости этого образца, по-видимому, объясняется загрязнением.

Из рис. 2,3 следует, что температурная зависимость температуро- и теплопроводности твердого гадолиния хорошо согласуется с данными работы [2].

Различие абсолютных значений теплопроводности связано, с одной стороны, с систематическими погреш-

Теплофизические свойства гадолиния Таблица 1

T, K	C_p , кал/(г·атом·град)	α , cm^2/s	λ , Вт/(см·град)
1100	7,66	0,093	0,145
1200	7,98	0,095	0,155
1300	8,30	0,098	0,166
1400	8,61	0,100	0,172
1500	8,93	0,102	0,180
1600	9,36	0,084	0,160
1700	9,36	0,094	0,177
1800	9,36	0,104	0,195
1900	9,36	0,114	0,214
2000	9,36	0,124	0,233
2100	9,36	0,134	0,252

Удельное электрическое сопротивление и число Лоренца гадолиния Таблица 2

T, K	$\rho \cdot 10^8$, Ом·м			$L \cdot 10^8$, Вт·Ом/град ²
	[2]	[6]	Данные авторов	
1100	185	185	194	2,49
1200	189	194	195	2,48
1300	192	198	197	2,51
1400	196	201	200	2,47
1500	200	203	201	2,40

ностями, а с другой — с неодинаковым составом образцов (последнее подтверждают данные по электропроводности).

Результаты измерений удельного электрического сопротивления (табл. 2) хорошо согласуются с данными работы [6] и на 1—5% выше данных [2].

Числа Лоренца твердого гадолиния близки к теоретическому значению по Зоммерфельду. Это свидетельствует об относительно малом вкладе теплопроводности решетки.

Заметного изменения тепло- и электропроводности при плавлении гадолиния, как следует из рис. 3, не обнаружено, что связано с небольшим изменением электропроводности при плавлении [6]. В этом проявляется специфика редкоземельных элементов.

Значительный рост теплопроводности жидкого гадолиния обращает особое внимание на поведение его электропроводности, поэтому желательны проведение соответствующих измерений.

Поступило в Редакцию 6/IV 1977 г.

УДК 539.171.02:539.171.4.162.2:539.2

Неидеальность газов и зависимость микроскопического сечения рассеяния медленных нейтронов от ее степени

ЖИТАРЕВ В. Е., СТЕПАНОВ С. Б.

Большинство теоретических исследований рассеяния медленных нейтронов в газах обычно содержит допущение об отсутствии взаимодействия между молекулами газа, т. е. газ считается идеальным. Впервые корректность этого допущения подробно была исследована в работах [1—3], где был предложен метод вычисления сечения рассеяния медленных нейтронов системой взаимодействующих частиц [2] с использованием статистико-механического подхода. В частности, было показано [1], что для слабо неидеального газа с классической статистикой справедливо так называемое квазиидеальное приближение, в рамках которого рассеяние полностью некогерентно. Форма спектра рассеянных нейтронов такая же, как при рассеянии на идеальном газе, а сечение отличается от рассчитанного в приближении идеального газа множителем, зависящим от температуры и давления газа и характе-

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Новиков И. П., Мардыкин И. П. «Атомная энергия», 1974, т. 37, вып. 4, с. 348.
2. Новиков И. П., Мардыкин И. П. «Атомная энергия», 1976, т. 40, вып. 1, с. 63.
3. Dennison D., Gschneider K., Daane A. «J. Chem. Phys.», 1966, v. 44, N 11, p. 4273.
4. Филиппов Л. П. В кн.: Измерение тепловых свойств твердых и жидких металлов при высоких температурах. М., Изд-во МГУ, 1967.
5. Костюков В. И., Онуфриев С. Н., Филиппов Л. П. «Труды МИИТ», 1975, вып. 479, с. 144.
6. Spedding F., Hanak J., Daane A. «J. Less-Common Metals», 1961, v. 3, p. 110.
7. Банчила С. Н. Канд. дис. М., МГУ, 1972.
8. Filippow L. «J. Heat Mass Transfer», 1973, v. 16, p. 865.

ризующим степень его неидеальности. В частности

$$\sigma_s(\lambda, T, P) = C(T, P) \sigma_{s0}(\lambda, T), \quad (1)$$

где $\sigma_s(\lambda, T, P)$ — полное сечение рассеяния нейтронов с длиной волны λ ; $\sigma_{s0}(\lambda, T)$ — сечение рассеяния для идеального газа; T и P — температура и давление газа.

В [3] было показано, что

$$C(T, P) = \rho/\rho_0, \quad (2)$$

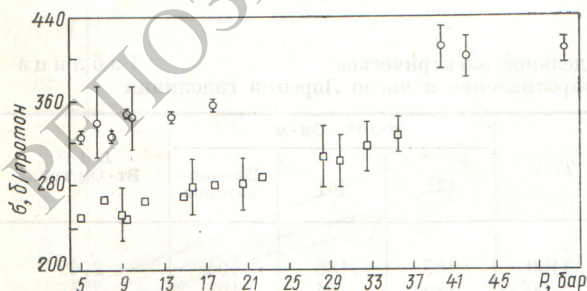
где ρ — плотность газа при указанной температуре и давлении; ρ_0 — плотность, рассчитанная из уравнения состояния идеального газа.

Впервые о влиянии взаимодействия молекул газа на полное сечение рассеяния нейтронов сообщалось в [4], где изложены результаты предварительных измерений в парах воды и бензола.

В настоящей работе измерены полные сечения взаимодействия нейтронов с длиной волны в интервале 13—19 Å и перегретых паров воды и бензола. Измерения выполнены на однокристалльном спектрометре [5]. Проведено несколько серий измерений для обоих веществ при температуре паров 513 и 553 К и давлениях 5—37 (бензол) и 5—52 бар (вода).

Все результаты свидетельствуют о зависимости сечения рассеяния нейтронов от плотности пара (рис. 1). Сечение рассеяния на атом водорода $\sigma_S^H(\lambda)$ рассчитывали из полного сечения взаимодействия путем вычитания сечений поглощения всех входящих в молекулу атомов и деления остатка на число атомов водорода в молекуле.

Результаты были также обработаны в форме, позволяющей сравнить их с предсказаниями теории [1]. Для этого определяли зависимость $K_{ij}^\sigma = f(K_{ij}^C)$.



Р и с. 1. Зависимость сечения рассеяния в парах воды (O) и бензола (□) при $T = 553$ К; $\lambda = 15,7$ и $15,2$ соответственно от давления паров