

УДК 669.854.536.2

Температуропроводность и электросопротивление иттрия и гадолиния при высоких температурах

НОВИКОВ И. И., МАРДЫКИН И. П.

Результаты исследований теплоемкости иттрия и гадолиния при высоких температурах (> 1000 К) были опубликованы в работе [1]. В настоящем сообщении приводятся данные о температуропроводности Y, Gd и об удельном электросопротивлении гадолиния при $T > 1100$ К.

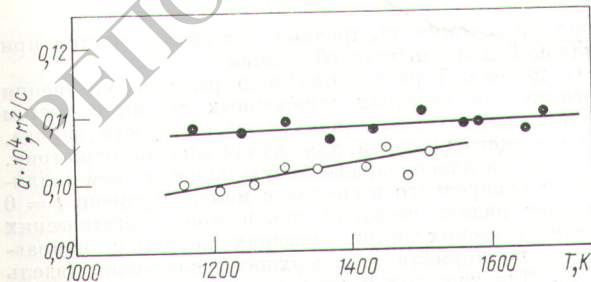
Исследования поставлены в связи с малочисленностью опубликованных данных, большим их расхождением, узостью температурного интервала проведенных исследований.

Температуропроводность измерялась методом радиальных температурных волн на основе одной из разновидностей регулярного теплового режима третьего рода. Температуропроводность можно определить либо по фазе первой гармоники температурных колебаний, либо по разности времен, соответствующих максимальному значению температуры и моменту включения периодического электронного нагрева образца [2].

Исследованы образцы иттрия и гадолиния чистотой 99,8 и 99,75% соответственно в виде полых цилиндров длиной 7 см, наружным диаметром 15 мм и внутренним 6 мм. Состав примесей в иттрии, %: Gd, Tb, Dy, Ho $< 0,1$; Fe $< 0,01$; Ca $< 0,03$; Cu $< 0,05$; Ta $\sim 0,06$; в гадолинии: Y $\sim 0,08$; Tb $\sim 0,07$; Eu $\sim 0,04$; Cu $\sim 0,025$; Fe $\sim 0,02$; Ca $< 0,004$. Систематическая погрешность результатов по температуропроводности $\sim 5\%$.

Данные по удельному электросопротивлению (ρ) получены четырехзондовым методом, измерения проведены на постоянном токе. Использовался нагрев электронной бомбардировкой внутренней поверхности полых цилиндрических образцов (внешний диаметр 15 мм, внутренний 6 мм, длина 7 см). Проведены также измерения ρ с использованием нагрева в печи сопротивления сплошных цилиндров диаметром 6 мм, длиной 7 см [3]. Систематическая погрешность данных по ρ составляет $\sim 2\%$ для твердой фазы и $\sim 3\%$ для жидкой.

На рис. 1 представлены результаты измерения температуропроводности иттрия и гадолиния в интервале 1100–1700 К. Среднее квадратическое отклонение отдельных точек от сглаженных величин $\sim 3\%$.



Р и с. 1. Температуропроводность Y, Gd при высоких температурах: ● — для иттрия; ○ — для гадолиния

Полученные данные для Gd близки к результатам работы [4]. Расхождение $\sim 6\%$ при $T \sim 1400$ К и выше, оно близко к суммарным систематическим погрешностям.

Результаты измерений удельного электросопротивления гадолиния представлены на рис. 2. В интервале 1100–1500 К они сравнительно близки с данными работ [4, 5].

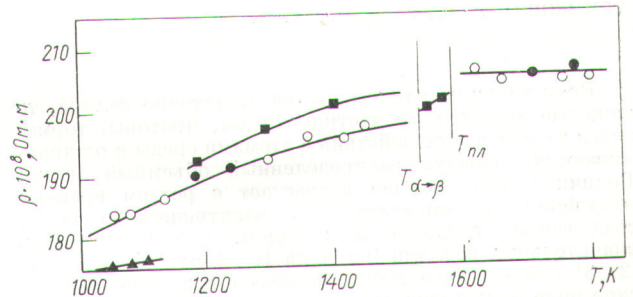
В точке фазового перехода при $T_{\alpha \rightarrow \beta} = 1537$ К [5] изменяется структура гадолиния (от ГПУ к ОЦК), электросопротивление изменяется незначительно. По данным работы [6] при этом наблюдается существенное изменение теплоемкости гадолиния.

Теплопроводность Y, Gd ($\lambda \cdot 10^2$ Вт/(м·К) при высоких температурах

Элемент	T, К			
	1100	1300	1500	1700
Y	0,17	0,18	0,19	0,20
Gd	0,17	0,19	0,21	0,20*

* Оценка по данным для ρ на основе закона Видемана — Франца.

Для β -фазы $\rho \sim 200 \mu\Omega$ см. Случайные погрешности при этом несколько больше, чем для α -фазы при $T \sim 1500$ К, так что заключения о наличии особенностей в поведении ρ в этой области можно сделать лишь после существенного увеличения точности. Можно отметить отклонение от линейной зависимости $\rho(T)$, что является типичным для лантаноидов [3].



Р и с. 2. Удельное электросопротивление Gd при высоких температурах: ▲, ■ — данные работы [4, 5] соответственно; ○ — наши экспериментальные данные для сплошных цилиндров; ● — для полых цилиндров;

Электросопротивление жидкого гадолиния равно $\sim 205 \mu\Omega$ см, и в интервале от $T_{пл}$ до 1800 К не зависит от температуры, $\rho_{ж}/\rho_{тв} \sim 1,04$. Незначительное изменение ρ при плавлении отмечалось в работе [7] для переходных металлов.

Данные работы [1] по объемной теплоемкости гадолиния и иттрия, результаты настоящей работы по теплопроводности использованы для получения значений теплопроводности этих элементов (таблица).

Опубликованные сведения о теплопроводности Y, Gd при температурах ~ 1200 К и выше весьма ограничены: известны лишь результаты работ [4,8] о теплопроводности Y, Gd в интервале 900—1500 К и данные, приводимые в [9], о теплопроводности Y в интервале 350—1150 К. Сопоставить эти результаты трудно, так как теплопроводность Y существенно зависит от содержания в образце водорода [9].

Теплопроводность Y, Ga увеличивается с ростом температуры. Полученные данные о ρ и λ использованы для оценки чисел Лоренца L . Величины L отличаются (в сторону увеличения) от теоретического значения, что может быть связано с фоновым вкладом в теплопроводность. Значительная величина этого компонента является одной из особенностей лантаноидов. Используя данные работ [10, 4] в интервале температур 90—310 и 900—1400 К соответственно и результаты наших экспериментов, можно сделать вывод о монотонном росте теплопроводности гадолиния в области парамагнитного состояния (270—1500 К). Аналогичные заключения сделаны для теплоемкости, электросопротивления. Схожий характер поведения тепловых свойств отмечается и для иттрия [1,8].

Обсуждение данных по ρ основано на предположении о преобладающей роли упругих процессов рассеяния выше точек Кюри и Нееля (и температуры Дебая), при этом применимо правило Маттисена. Отмеченные особенности поведения ρ в парамагнитной области во многом определяются рассеянием электронов на разупорядоченных спинах [11].

Анализ теплопроводности проводится на основе предположения о справедливости закона Видемана —

Франца и представления ее в виде суммы фоновой и электронной составляющих. Такой подход для переходных элементов встречает возражения [12].

Следует также считаться с возможностью существования других вкладов в теплопроводность [10], в том числе и в области выше температур магнитного упорядочения.

Следует отметить, что полное рассмотрение особенностей поведения свойств элементов ряда лантана затрудняется отсутствием достаточно полной информации о структуре этих элементов, об особенностях энергетического спектра.

Поступило в Редакцию 31/III 1975 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Новиков И. И., Мардыкин И. П. «Атомная энергия», 1974, т. 37, вып. 4, с. 348.
2. Филиппов Л. П. Исследование тепловых свойств твердых и жидких металлов при высоких температурах. изд. МГУ, 1967.
3. Мардыкин И. П. «Теплофизика высоких температур», 1975, т. 13, № 1, с. 211.
4. Зиновьев В. Е. и др. «Физика твердого тела», 1972, т. 14, с. 2747.
5. Spedding F., Hanak J., Daane A. «J. Less. Comm. Met.», 1961, v. 3, p. 110.
6. Dennison D., Gschneidner K., Daane A. «J. Phys. Chem.», 1966, v. 44, p. 4273.
7. Перель А. Р. В сб.: Структура и свойства жидких металлов. Изд-во АН СССР, 1959, с. 3.
8. Зиновьев В. Е., Гельд П. В. «Физика твердого тела», 1971, т. 13, с. 2261.
9. Thermophysical Properties of High Temperature Materials, ed. Y. S. Touloukian, v. 1. N.Y.— London, Macmillan Company, 1967.
10. Chuah D., Ratnalingam R. «J. Low Temper. Phys.», 1974, v. 14, p. 257.
11. Kasuya T. «Progr. Theor. Phys.», 1956, v. 16, p. 45.
12. Laubitz M. «High Temper.— High Press.», 1972, v. 4, p. 379.

УДК 539.124.17

Влияние внедренного объемного заряда на распределение частиц по пробегам

РЕМИЗОВИЧ В. С., РУДЕНКО А. И.

Если толщина слоя вещества достаточно велика, то тяжелые заряженные частицы (ионы, протоны) тормозятся за счет взаимодействия с атомами среды и останавливаются, образуя распределенный объемный заряд. Величина этого заряда возрастает с ростом времени облучения, и напряженность электрического поля, создаваемая внедренным зарядом, может достигать значительных величин (порядка 10^6 В/см) [1]. Из работ [2, 3] следует, что макроскопическое электростатическое поле может существенно влиять как на прохождение заряженных частиц в веществе, так и на механические свойства самого вещества. В то же время в связи с важной в настоящее время проблемой внедрения ионов в вещество представляет интерес вычисление распреде-

ления по глубине внедренных в вещество частиц при различной длительности облучения.

В настоящей работе получено решение уравнения переноса для тяжелых заряженных частиц с учетом влияния самосогласованного поля объемного заряда, возникающего в мишени, для случая плоской геометрии.

Пусть на плоскопараллельную пластину неметаллического однородного вещества в момент времени $t = 0$ начинает падать широкий пучок моноэнергетических нерелятивистских частиц, имеющих скорость v_0 , направленную по нормали к поверхности пластинки (вдоль оси x). Для тяжелых частиц можно пренебречь отклонением скорости от первоначального направления и флюктуациями потерь энергии в процессе торможе-