

$$\frac{\delta B(x)}{\delta \varphi(y)} = \lim_{\xi \rightarrow 0, \xi^2 < 0} \frac{T \frac{\delta A(x + \xi)}{\delta \varphi(y)} A(x - \xi)}{(2\pi)^{3/2} F_0(\xi)} +$$

$$+ \lim_{\xi \rightarrow 0, \xi^2 < 0} \frac{TA(x + \xi) \frac{\delta A(x - \xi)}{\delta \varphi(y)}}{(2\pi)^{3/2} F_0(\xi)} = 0.$$

Поскольку условие причинности Боголюбова может выделить некоторый подкласс в классе Борхерса поля $A(x)$, то оно может различать поля $B(x)$ и $B_1(x)$, неразличимые в подходе ЛСЦ.

Автор приносит благодарность М. К. Поливанову за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Haag R. Phys. Rev., **112**, 669, 1958.
2. Nishijima K. Phys. Rev., **112**, No. 3, 1958.
3. Zimmerman W. Nuovo Cim., **10**, 567, 1958.
4. Nishijima K. High Energy Physics and Elementary Particles Lectures Presented at the Senanor On High Energy Physics Anol Elementary Particles. Trieste, 1965.
5. Медведев Б. В. ДАН СССР, **153**, 313, 1963.
6. Borchers H. G. Nuovo Cim., **15**, 784, 1960.
7. Боголюбов Н. Н., Медведев Б. В., Поливанов М. К. Вопросы теории дисперсионных соотношений. М., 1958.

Поступила в редакцию

7.7 1969 г.,

после переработки

1.2 1974 г.

Кафедра

теоретической физики

УДК 536.216 : 536.63

Л. Н. ТРУХАНОВА, С. Н. БАНЧИЛА

ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА ПЛАТИНЫ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Изучение свойств тугоплавких металлов при высоких температурах представляет интерес в связи с возможностью исследования области состояний, характеризуемой относительно большими величинами отношения абсолютной температуры к характеристической дебаевской температуре. Этой области состояний присущи свои специфические особенности, не проявляющиеся у легкоплавких веществ. Для получения достаточно надежного экспериментального материала необходимо, чтобы различные свойства были определены на одних и тех же объектах, в одних и тех же условиях.

Для исследования тепловых свойств платины нами была использована комплексная методика измерения теплоемкости и теплопроводности [1], основанная на нагреве проволочных образцов током. В этой методике объединен стационарный метод определения теплопроводности, основанный на изучении экспоненциального распределения температуры вдоль проволочного образца с помощью дифференциального оптического пирометра, с нестационарным методом измерения теплоемкости, основанным на использовании периодического изменения температуры во времени.

Исследуемые образцы платины марки ПЛ-1 представляли собой проволоку диаметром 0,1—0,2 мм и длиной ~11 см. Образцы помещались в вакуумную камеру (вакуум порядка $\sim 10^{-5}$ мм рт. ст.) и нагревались постоянным током при определении теплопроводности и суммой постоянного и переменного тока при определении теплоемкости. До начала измерений образец прокаливался в течение 1,5 час при температуре $\sim 1800^\circ\text{K}$. Дополнительной обработке поверхность проволоки не подвергалась. Стабильность состояния поверхности контролировалась повторными измерениями излучательных характеристик при высоких температурах. Изменения степени черноты при этом не обнаруживались, что позволяет считать, что полученные значения степени черноты относятся к чистой поверхности металла.

Проведение измерений теплоемкости и теплопроводности предполагает знание абсолютной температуры, которая нужна не только как температура отнесения, но и

для расчета пульсаций температуры. Для построения шкалы абсолютной температуры в нашей работе исследовалась зависимость удельного электрического сопротивления от истинной температуры путем использования модели абсолютно черного тела. Эта модель представляла собой танталовую трубку диаметром ~ 10 мм; $\delta R = R_2 - R_1 = 0,15$ мм, длиной ~ 100 мм, закрытую с торцов танталовыми пробками. Трубка разогревалась высокочастотными токами индукционной печи ГЛП-15. Исследуемая платиновая проволока размещалась по оси трубки и грузиком (~ 2 г) поддерживалась в натянутом состоянии. По проволоке пропускался ток 5–10 ма. По величине тока, проходящего через проволоку, и напряжению на ее средней части (измерялись компенсационным методом) вычислялось электрическое сопротивление. В качестве потенциальных зондов использовалась платиновая проволока диаметром 20 мкм, приваренная к образцу точечной сваркой. Потенциальные зонды протягивались из трубки через просверленные отверстия диаметром 0,5 мм и изолировались от нее алуидовыми соломками. Истинная температура в полости определялась визированием пирометра ЭОП-51 сквозь малое отверстие (диаметром 1 мм) в стенке трубки.

Построенная шкала температур позволила определить монохроматический коэффициент черноты излучения путем сопоставления значений $\rho(T)$, полученных в экспериментах с абсолютно черным телом, со значениями $\rho(S)$, полу-

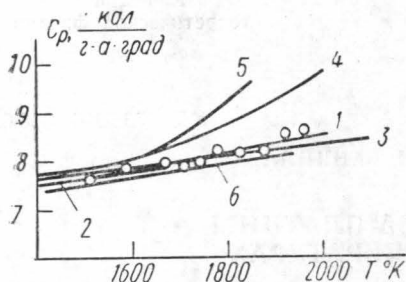


Рис. 1. Теплоемкость платины при высоких температурах: 1 — по нашим данным, 2, 3, 4 — по данным работ [3, 4 и 5]; 5 и 6 — по данным работы [6]

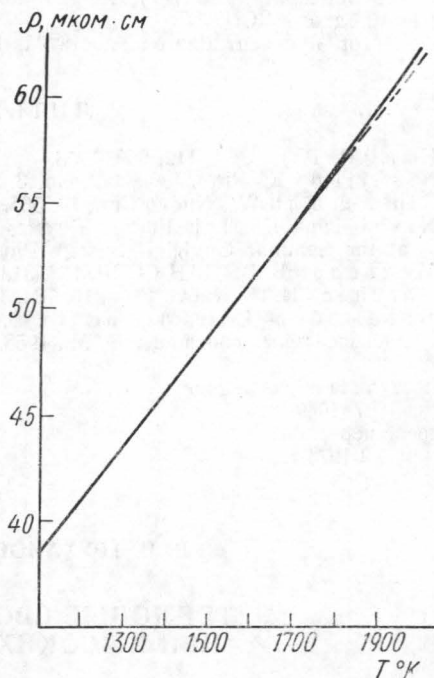


Рис. 2. Сравнение данных по удельному электрическому сопротивлению

ченными с образцами в рабочей камере (S — яркостная температура).

При определении интегральной полусферической степени черноты использовалось уравнение теплового баланса, записанное для установившегося температурного состояния проволочного образца, нагреваемого пропусканием тока. При обработке результатов поправка на тепловое расширение вводилась согласно данным работы [2].

В соответствии с оценками работы [1], максимальные систематические погрешности составляют: теплоемкость — 3,5%, теплопроводность — 3,6%, электропроводность — 1%, интегральная степень черноты — 3,7%, спектральная степень черноты — 16–12%; случайные погрешности: C_{p-1} , λ —5,5, ρ —0,6, v_T —2,5 и $\epsilon_{\lambda T}$ —1,5%.

На рис. 1 представлены результаты измерения теплоемкости платины. Из рисунка видно, что в пределах 1% наши результаты согласуются с данными работы [3], а также с данными, рекомендованными в справочнике [4]. Наибольшее различие наших данных наблюдается с данными работ, в которых воспроизведен метод Крафтмахера (у Крафтмахера 5–13,5% в [5], у нас 5–15% в [6]). В последнем случае данные согласуются с нашими в пределах 3%. Нелинейный высокотемпературный подъем теплоемкости Я. А. Крафтмахер связывает с ролью вакансий и приходит к выводу, что концентрация вакансий вблизи температуры плавления достигает 1%.

Значительные различия в экспериментальных данных объясняются следующим обстоятельством. Метод измерения теплоемкости, используемый в [5], основан на опре-

деления пульсации температуры проволоки ($\varnothing 0,05$ мм) по изменению ее сопротивления и требует поэтому знания производной сопротивления по температуре $d\rho/dT$. Точность теплоемкости определяется при этом точностью величины $d\rho/dT$. Последняя находится дифференцированием зависимости $\rho(T)$, причем для высоких температур, где существует обсуждаемый эффект, дифференцирование должно проводиться вблизи границы функции $\rho(T)$. При этом малые погрешности измерений сопротивления могут, вообще говоря, привести к отнюдь не малым погрешностям в величине $d\rho/dT$.

Для иллюстрации приведем рис. 2, на котором сплошной кривой изображена зависимость $\rho(T)$ по измерениям Я. А. Крафтмахера, а пунктирной — та зависимость, которая должна иметь место, чтобы высокотемпературный подъем теплоемкости (с использованием наших данных по C_p) в измерениях этого автора отсутствовал. Различие в значениях ρ при этом лишь немногим превышает 1%. В связи с этим нам кажется, что критика Я. А. Крафтмахером методов смешения, в которых теплоемкость определяется дифференцированием кривой температурной зависимости энтальпии, примерно в той же мере должна быть отнесена к его собственному методу.

На рис. 3 представлены результаты наших измерений теплопроводности платины в сравнении с данными Джайна и др. [7], полученными также при пропускании тока через образец. Мы не приводим их предыдущие результаты [8], а ограничимся лишь этими, так как они получены с помощью усовершенствованной методики. Максимальное различие между нашими данными не превышает 10%. Теплопроводность платины слегка возрастает с увеличением температуры, что характерно и для других металлов VIII группы периодической системы (родия, иридия) [1].

Результаты измерения удельного электрического сопротивления, спектрального $\epsilon_{\lambda T}$ и суммарного ϵ_T коэффициентов черноты излучения платины приведены в таблице.

T °К	1200	1300	1400	1500	1600	1700	1800	1900
ρ , мком·см	41,1	43,7	46,2	48,8	51,4	54	56,6	59,2
ϵ_T		0,149	0,158	0,166	0,175	0,183	0,192	0,200
$\epsilon_{\lambda T}$ ($\lambda=0,65$ мкм)	0,333	0,333	0,333	0,333	0,333	0,333	0,333	0,333

В заключение авторы благодарят доктора физ.-мат. наук Л. П. Филиппова за обсуждение полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Труханова Л. Н. Реферат канд. диссертации. МГУ, 1970.
2. Vines R. The platinum metals and their alloys. N. Y., 1941.
3. Jaeger E., Rosenbohm E. Rec. Trav. Chim., 51, No. 1, 1932.
4. Thermophys. Prop. of High Temper. Solid. Mater. N. Y. — L., 1967.
5. Крафтмахер Я. А., Ланина Е. Б. «Физика твердого тела», 7, вып. 1, 1965.
6. Зиновьев В. Е., Коршунов И. Г., Гельд П. В. «Физика твердого тела», 13, вып. 11, 1971.
7. Jain S., Goel T., Narayan V. J. Phys. (Brit. J. Appl. Phys.), D 2, No. 1, 109—113, 1969.
8. Krishnan K. Jains Brit. J. Appl. Phys., 5, 426, 1954.

Поступила в редакцию
3.6 1972 г.

Кафедра
молекулярной физики

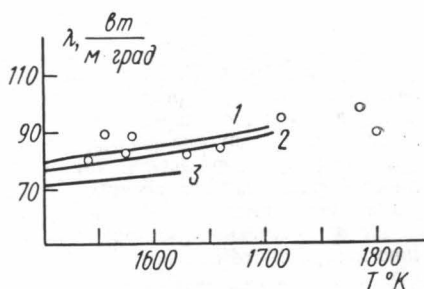


Рис. 3. Теплопроводность платины при высоких температурах: \circ — наши данные, 1, 2, 3 — данные работы [7] для образцов в виде фольги (чистота 99,99% Pt), проволоки (диаметр 1 мм, чистота 99,99%) и проволоки (диаметр 2 мм, чистота 99,9% Pt)