I. M. Bespalov, A. Y. Polishchuk, V. E. Fortov,
METAL CONDUCTIVITY FROM THE ROOM-TEMPERATURE TO 10-6-K - COMPARISON OF WIDE-RANGE CALCULATION WITH AN EXPERIMENT,
Pisma v Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki, 1990, Volume 16, Issue 11, 80–83

https://www.mathnet.ru/eng/pjtf3294

[7] Б у л ь б и ч А.А. // Металлофизика. 1987. Т. 9. № 4. С. 88-92.
[8] Б е н д е л и а н и И.А., П о п о в а С.В., В е р е щ а г и н П.Ф. // Геохимия. 1967. № 6. С. 677-682.

Поступило в Редакцию
14 октября 1989 г.
В окончательной редакции
23 февраля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 11 12 июня 1990 г.

04; 05.2

ПРОВОДИМОСТЬ МЕТАЛЛА ОТ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ДО 10^6 К. СРАВНЕНИЕ ШИРОКОДИАПАЗОННОГО МЕТОДА РАСЧЕТА С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

И.М. Б е с п а л о в, А.Я. П о л и щ у к,
В.Е. Ф о р т о в

В предыдущих работах авторов [1, 2] был предложен метод расчета статической и динамической проводимости и теплопроводности плазмы в широком диапазоне плотностей и температур, который является синтезом двух моделей - расчета ионизационного равновесия с учетом как термической ионизации, так и эффекта делокализации связанных электронных состояний (переход металл-диэлектрикж и кулоновских столкновений в неидеальной плазме. Основой моделей, с одной стороны, являются строгие теоретические результаты, справедливые в определенных предельных случаях, а с другой - апелляция к физическому смыслу при разработке интерполяционных соотношений. Хотя физический смысл играет немаловажную роль в оценке достоверности широкодиапазонной модели в областях, где строгие результаты отсутствуют (и их получение затруднено), в конечном итоге степень достоверности определяется сравнением с экспериментальными данными. До последнего времени такими данными являлись экспериментальные результаты для конденсированной фазы металлов при относительно невысоких температурах от 300 К до 4000 К. После публикации упомянутых работ [1, 2] авторам стало известно, что проведен эксперимент [3], в котором измерялся коэффициент отражения плазмы алюминия плотности $\rho \cong 2.7$ г/см^3 в экстремально широком температурном интервале от 300 до 10^6 К. Тем самым возникает возможность количественного сопоставления широкодиапазонной модели [1, 2] с широкодиапазонным экспериментом [3].

Далее необходимо хотя бы вкратце изложить общие характеристики эксперимента [3] (детали можно найти в тексте самой работы): ультракороткий 400 фемтосекундный 308 нм лазерный импульс с варьируемой мощностью от $5\cdot10^{11}$ до 10^{15} Вт/см^2 прогревает алюминиевую фольгу. Авторы [3] приводят численное соответствие между мощностью и температурой T_e до которой нагреваются электроны мишени. Электронная температура в [3] измерялась следующим образом: скорость расширения плазмы в вакуум зависит от скорости звука, определяемой T_e. Измерение сдвига частоты отраженного излучения позволяет оценить скорость расширения и температуру T_e. Длительность импульса достаточно мала для того, чтобы плотность фольги $\rho \cong 2.7$ г/см^3 не изменилась за время измерения коэффициента отражения.

Коэффициент отражения определяется комплексным показателем преломления n:

$$n^2 = 1 + \frac{i}{\omega}\,\frac{[\nu(\omega) + i\omega]\,\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2(\omega)}, \tag{1}$$

где $\nu(\omega)$ – динамическая частота столкновений, ω_p – плазменная частота. Последняя определяется термодинамическим расчетом для плотности ρ_0 и температуры T_e (ионизационное равновесие слабо зависит от ионной температуры). Таким образом, из эксперимента выделяется величина $\nu(\omega)$ в широком температурном интервале.

Применение ультракоротких лазерных импульсов, позволяющее производить измерения при постоянной плотности, приводит к специфическим условиям сравнения расчетной модели с экспериментом. Дело в том, что характерное время электрон-фотонной релаксации может оказаться меньше характерного времени импульса 0.4 0.4 пс. Что касается эффекта обмена энергией между электронами и ионами при твердотельной плотности ρ = 2.7 г/см^3, мы примем для оценки, что механизм деформационного взаимодействия [4] сохраняется и при высоких температурах. Используя такой подход легко показать, что потери энергии электронной подсистемы в единице объема за единицу времени равны (здесь и далее мы пользуемся атомными единицами):

$$\dot{E} = \frac{m_e^2 C^2 k_d^4}{2(2\pi)^3 \rho}(T_e - T_i), \tag{2}$$

где m_e – масса электрона, k_d – дебаевский импульс, C – константа электрон-фононного взаимодействия, T_i – ионная, T_e – электронная температура. Константа деформационного взаимодействия C определяет также и проводимость σ:

$$\sigma = \frac{\pi n_e \rho s^2}{\rho C^2 T m_e^2}, \tag{3}$$

где s – скорость звука, p –совпадает с фермиевским импульсом p_f при $p_f^2 > m_e T_e$. Таким образом, зная значение проводимости Al при некоторой температуре (например, при температуре плавления), с учетом того, что число свободных электронов на атом в Al равно трем, легко определить значение C в уравнении (2). Расчеты по уравнению (2) показывают, что за промежуток времени 0.4 пс электронная температура слабо меняется за счет передачи энергии ионам, а ионная температура достигает значений $T_i \cong 0.03\,T_e$.

В соответствии с результатами [1] частота столкновений $\nu(\omega)$ определяется ионным структурным фактором при нулевой передаче импульса $S(0)$:

$$\nu(\omega) = S(0)\,\nu_0(\omega), \qquad (4)$$

где ν_0 – частота столкновений, вычисленная в предположении независимых столкновений электронов с ионами, которая зависит от степени ионизации, плотности и электронной температуры и определяется по формулам, приведенным в [1]. Зависимость от ионной температуры T_i содержится только в $S(0)$:

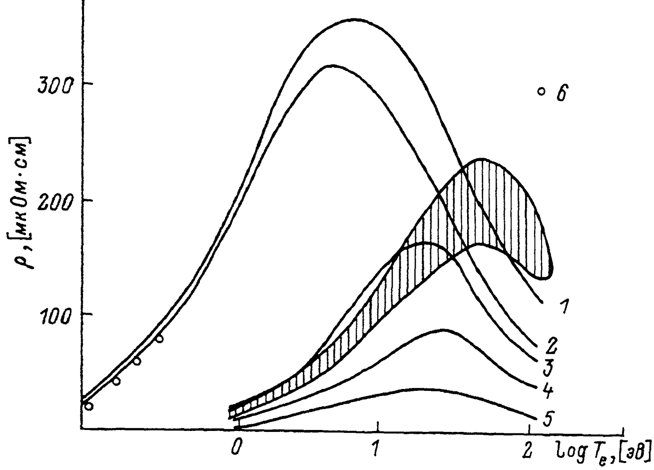
$$S(0) = T_i/(37\,T_m + T_i), \qquad (5)$$

однако теперь в отличие от [1] $T_i \neq T_e$ (T_m – температура плавления). Таким образом, формулы работы [1] могут быть сопо/ставлены с результатами измерений.

На рисунке сопоставляются расчетные и экспериментальные величины

$$\rho(\omega) = \frac{\nu(\omega) m_e}{n_e e^2}, \qquad (6)$$

где e – заряд электрона, n_e – их числовая концентрация. При ω = 0 величина (6) совпадает с удельным сопротивлением. Область экспериментальных данных [3] на рисунке затемнена. Здесь же приведены экспериментальные данные по удельному сопротивлению [5]. Кривые соответствуют различным приближениям при оценке величины $\rho(\omega)$. В эксперименте [5] реализуются условия термодинамического равновесия. Действительно, расчет ρ при $T_i = T_e$ хорошо согласуется с результатами [5], но не описывает экспериментальные данные [3]. Это связано с тем, что в условиях эксперимента [3] равновесие не успевает установиться. Видно, что учет конечной скорости релаксации и частотной зависимости величины $\nu(\omega)$ заметно улучшает количественное согласие с экспериментом, несмотря на приближенный характер оценки (2), (3). Экспериментальные данные [3] позволяют анализировать и проблему электрон-ионной релаксации. Несколько более удовлетворительное описание экспериментальных данных достигается, если время релаксации, рассчитанное по (2), (3), уменьшить в 3 раза.



Удельное сопротивление Al при нормальной плотности: 1 – ω = 4 эВ, $T_i = T_e$; 2 – ω = 0, $T_i = T_e$; 3 – ω = 4 эВ, T_i = = $0.1 T_e$; 4 – ω = 4 эВ, T_i = $0.03 T_e$; 5 – ω = 0, T_i = = $0.03\ T_e$; 6 – эксперимент [5]. Плотность от 1.78 до 2.42 г/см^3. Область экспериментальных данных [3] заштрихована.

Список литературы

[1] Полищук А.Я. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 10 С. 24–28.
[2] Беспалов И.М., Полищук А.Я. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 2. С. 4–9.
[3] Milchberg H.M., Freeman R.R., Davey S.C. and More R.M. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. N 20. P. 2364–2367.
[4] Давыдов А.С. Теория твердого тела. М.: Наука. 1976.
[5] Gathers G.R. // Int. J. Thermophys. 1983. V. 4. P. 209.

Институт высоких
температур АН СССР

Поступило в Редакцию
1 декабря 1989 г.
В окончательной редакции
28 марта 1990 г.