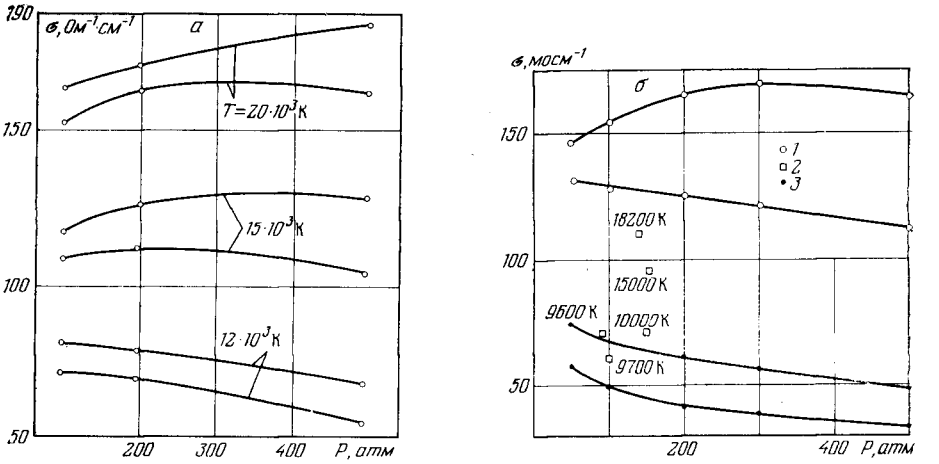

Рис. 2. Изотермы электропроводности с учетом и без учета рассеяния электронов проводимости на возбужденных атомах для плазмы Li (*а*) и Cs (*б*): *1* — 16 000 K; *2* — эксперимент [1]; *3* – 10 000 K

тодике, описанной в [6]. Использование сечений рассеяния на возбужденных атомах при вычислении σ улучшает согласие между расчетными и экспериментальными данными [1] для достаточно высоких температур и качественно изменяет поведение электропроводности с ростом давления (рис. 2, *а*, *б*).

Проведенные расчеты проводимости и сечений, несмотря на приближенный характер в данном интервале энергий, указывают на существенное влияние возбужденных атомов в плотной плазме щелочных металлов при $kT \sim E_1$ на электронные коэффициенты переноса. Этот эффект необходимо также учитывать при обработке экспериментов, связанных с выделением кулоновской части из измеренной проводимости.

Московский физико-технический институт

Поступило в редакцию 28 VI 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. А. Сеченов, Э. Е. Сон, О. Е. Щекотов.* ТВТ, *15*, № 2, 1976; Письма в ЖТФ, *1*, 891, 1975.
2. *H. Tai, R. H. Bassel, E. Gerjuoy, V. Franco.* Phys. Rev., *A1*, 1819, 1970.
3. *H. R. J. Walters.* J. Phys., B6, 1003, 1973.
4. *В. К. Грязнов, А. Н. Иванова, И. Л. Иосилевский, В. Е. Фортов.* Тр. IV Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Киев, 1975.
5. *С. Н. Крюгер, М. Мичнер, И. Дайбелдж.* РТК, *6*, № 9, 110, 1968.
6. *В. К. Грязнов, И. Л. Иосилевский, В. Е. Фортов.* ПМТФ, № 3, 1973.

УДК 533.932

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ЦЕЗИЕВОЙ ПЛАЗМЫ *

В. А. Сеченов, Э. Е. Сон, О. Е. Щекотов

В настоящем сообщении обсуждаются данные об уравнении состояния и проводимости, полученные за отраженной ударной волной на подогреваемой цезиевой ударной трубе [1]. Измеряемые параметры: скорость падающей ударной волны u, удельный объем в падающей волне v_2, удельный объем в отраженной волне v_5 [2]. Давление p_5, энтальпия H_5 за отраженной ударной волной вычисляются из законов сохранения на скачке. Точности определения термодинамических параметров: $\delta v_5 = \pm 5\%$; $\delta p_5 = \pm 5\%$; $\delta H_5 = \pm 5\%$. Указанная точность может быть обоснована с помощью следующих прямых и косвенных аргументов. Во-первых, проведена и обработана серия запусков на ксеноне [3]. Проводилось сравнение измеренного удельного объема за падающей и отраженной ударными волнами с результатами вычисле-

* См. сноску на стр. 409.

ний $v(p, H)$ по кольцевому приближению в большом каноническом ансамбле. Малые степени ионизации и неидеальности ксенона позволяют это сделать с достаточной определенностью. Отличие не превосходит указанной точности. Во-вторых, расчеты $v(p, H)$ и $v_{эксп}$ для цезия совпадают в пределах указанной погрешности для падающей и отраженной ударных волн в двух предельных случаях [4]: *а*) слабая ударная волна (падающая), малая ионизация, $H=5pV/2$; *б*) сильная ударная волна (отраженная), высокая температура, малая степень неидеальности. Здесь все модели сливаются и совпадают с экспериментальными точками. В-третьих, проведена серия экспериментов на цезии [4], в которой p, v, H-параметры отраженной волны выходят в область падающей ударной волны. Отличие также не превосходит указанной погрешности. И, наконец, проведен анализ поверхности $H(p, v)$ [4] всего экспериментального массива. При этом сравнивались поверхности, построенные с включением p, v, H-данных отраженной волны и без них. Результаты совпадают в пределах ошибок эксперимента.

Проводимость измеряется индукционным методом с помощью плоской катушки индуктивности, расположенной на торце ударной трубы [5, 6]. Точность определения проводимости $\delta\sigma=\pm15\%$. Индукционный метод измерения проводимости дает надежные результаты при выполнении следующих геометрических и временных соотношений. Для полного пространственного использования датчика необходимо, чтобы толщина пробки отраженной волны l_0 в момент измерения превышала либо размер скин-слоя в плазме ($l_0>\delta_{с.п}$), либо длину пространственной чувствительности датчика ($l_0>l_{п.ч}$, $l_{п.ч}=2$ *мм*). Кроме того, необходимо, чтобы время релаксации датчика ($\tau_{рел}=2$ *мкс*), определяемое электрическими параметрами его контура, было меньше времени измерения ($\tau_{рел}<\tau_{изм}$), которое определялось непосредственно из осциллограмм датчика проводимости [5] по выходу сигнала на стационарный уровень ($\tau_{изм}=5-15$ *мкс*), причем бóльшим временам соответствует меньшая скорость ударной волны. Размер пробки определяется скоростью отраженной ударной волны $u_5=(0{,}3\div1)$ *км/с*, $l_0=u_5\tau_{изм}$ и в худшем случае равен 5 *мм*; отсюда ясно, что требуемые условия выполнены с запасом. Это обеспечивает точность измерения проводимости $\delta\sigma=\pm15\%$, за исключением предельных интенсивностей, когда время существования ударной волны малó и нарушаются условия $l_0>\delta_{с.п}$; $l_0>l_{п.ч}$. Так, для $T=25\,000$ К, когда $u_5=1$ *км/с*, $\tau_{изм}=3$ *мкс* равно времени существования ударной волны, при этом $l_0=3$ *мм*, и ошибка определения проводимости превышает 15%. Оценки погрешностей проводятся на основании совместного рассмотрения графиков пространственной чувствительности и тарировки датчика.

Другим источником погрешности в измерении электропроводности за отраженной ударной волной является охлаждение ударно-сжатой пробки за время измерения. Эта погрешность наиболее существенна для мощных ударных волн, когда температура за отраженной волной составляет $(15\div25)\cdot10^3$ К. Для того чтобы погрешность измерения электропроводности была невелика, требуется выполнение следующих условий: во-первых, необходимо, чтобы толщина пленки возможного конденсата цезия на торце трубы была меньше величины скин-слоя в жидком цезии ($\delta_ж\ll\delta_{сж}$), во-вторых размер зоны охлажденной плазмы не должен превышать размера пространственной чувствительности датчика проводимости ($l_{х.пл}\ll l_{п.ч}$). Толщина скин-слоя в жидком цезии равна 0,5 *мм*. Толщину конденсированой пленки цезия на торце трубы можно оценить сверху [7], используя известное количество тепла, переданного в торец, и удельную энтальпию фазового перехода газ – жидкость Δh

$$\delta_ж(t)<\frac{Q_w(t)}{\rho_ж\Delta h}=\frac{2}{\pi^{1/2}}(\lambda_w\rho_w c_w t)^{1/2}[T_s(p)-T_w], \qquad (1)$$

где λ_w, ρ_w, c_w – теплопроводность, плотность и удельная теплоемкость материала торца (Al_2O_3); T_w – начальная температура торца; $T_s(p)$ – температура насыщенного пара в докритической области или температура перехода металл – диэлектрик в закритической; t – время, прошедшее с момента отражения волны от торца. Оценка (1) получена из решения задачи о распространении тепловой волны в материале торца при постоянной температуропроводности. Для характерных времен измерения проводимости $t=5-15$ *мкс* толщина слоя конденсированной пленки не превышает 10^{-2} *мм* ($p=200$ *атм*, $T_s=3000$ К). Таким образом, первое условие выполняется.

При расчете зоны охлажденной плазмы пренебрежем наличием конденсированной пленки цезия, так как ее температуропроводность не слишком отличается от температуропроводности материала стенки. Из элементарных оценок, полученных при постоянной теплопроводности плазмы, следует, что размер охлажденной плазмы составляет ~0,2 *мм*, что превышает росселандовы пробеги излучения. Поэтому при расчете распределения температуры охлажденной зоны необходимо учитывать электронную теплопроводность при высоких температурах и перенос тепла атомами и молекулами цезия при низких. В расчете использовались эффективные коэффициенты переноса в частично ионизованной плазме [8], учитывающие отсутствие тока в плазме в направлении торца. Поскольку газ за отраженной волной движется вследствие охлаждения, удобнее использовать лагранжевы координаты в уравнении теплопроводности для плазмы. Уравнение теплопроводности в материале стенки ($x<0$) может быть решено аналитически, а в плазме ($x>0$) вследствие зависимости тепло-

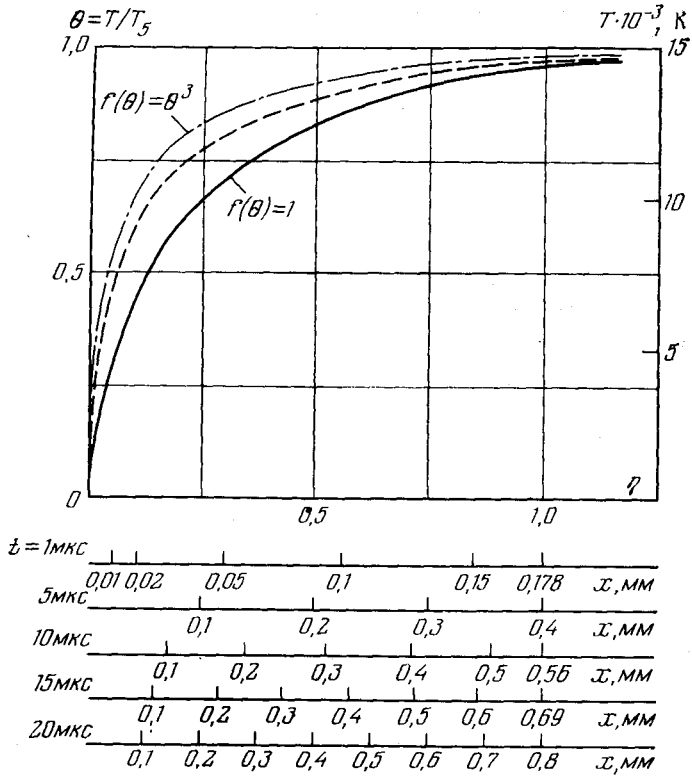

Рис. 1. Автомодельный профиль температуры за отраженной ударной волной

проводности от температуры, необходимо численное решение нелинейной задачи теплопроводности

$$x<0: \quad \frac{\partial T}{\partial t} = \chi_w \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}; \qquad \chi_w = \frac{\lambda_w}{\rho_w c_w}, \tag{2}$$

$$x>0; \quad \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x}\right); \qquad \rho\, dx = \rho_5\, da. \tag{3}$$

В последнем уравнении непрерывности a – лангранжева координата, индексом 5 обозначены параметры непосредственно за фронтом отраженной ударной волны.

Отсутствие характерного размера в задаче позволяет свести ее к дифференциальному уравнению по автомодельной переменной $\xi = a/\sqrt{\chi_5 t}$ ($\chi = \lambda/\rho c_p$ — температуропроводность плазмы)

$$\frac{d}{d\xi}\frac{\rho\lambda}{\rho_5\lambda_5}\frac{dT}{d\xi} + 2\xi\frac{c_p}{c_{p5}}\frac{dT}{d\xi} = 0. \tag{4}$$

Граничные условия определяются известной температурой за отраженной волной и равенством тепловых потоков на границе торца с плазмой

$$\begin{gathered} \xi=\infty: \quad T=T_5; \quad m = \frac{2}{\pi^{1/2}}\left(\frac{\lambda_w\rho_w c_w}{\lambda_5\rho_5 c_{p5}}\right), \\ \xi=0: \quad \frac{dT}{d\xi} = \frac{m(T-T_w)}{f(T/T_w)}; \quad f(T/T_w) = \frac{\rho\lambda}{\rho_5\lambda_5}. \end{gathered} \tag{5}$$

Рассчитанные профили температуры приведены на рис. 1 в зависимости от безразмерной координаты $\eta = x/\sqrt{\chi_5 t}$. Внизу даны шкалы, соответствующие различным временам, прошедшим с момента отражения ударной волны от торца. Для сравнения

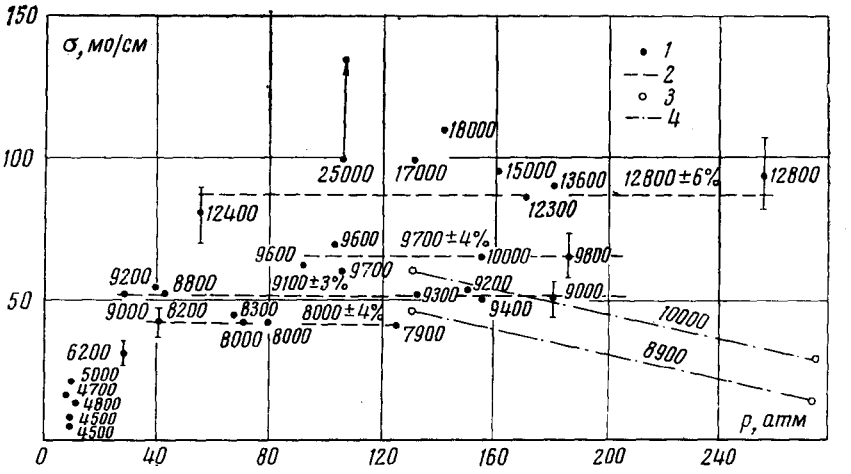

Рис. 2. Данные по электропроводности цезиевой плазмы: *1* – данные авторов; *2* – изотермы электропроводности; *3*, *4* – [9]

на рис. 1 приведены результаты расчета с $f(\theta)=1$ и $f(\theta)=\theta^3$ (последнее соответствует приближению лучистой теплопроводности, когда вследствие сильной зависимости теплопроводности от температуры профиль становится более крутым).

Излучение плазмы имеет два аспекта. С одной стороны, вследствие выхода излучения из охлажденной зоны последняя еще больше охлаждается, с другой стороны, эта зона прогревается излучением, идущим со стороны фронта ударной волны. Учет только первого эффекта снижает температуру не более чем на 20% и поэтому не слишком сказывается на размере охлажденной зоны, хотя для более точного учета влияния излучения следует решить полностью уравнение переноса излучения.

Проведенные расчеты охлаждения плазмы показывают, что неравенство $\delta_{\text{х.пл}} \ll l_{\text{п.ч}}$ выполнено, и поэтому погрешность измерения проводимости не превышает 20% для всех случаев, когда температура за отраженной ударной волной ниже 20 000 К.

Экспериментальные результаты приведены на рис. 2 в виде изотерм 8000, 9000, 10 000, 13 000 К; кроме того, имеются также отдельные точки при более низких, от 4500 К и более высокой 18 000 К. Измерения, проведенные при 25 000 К, имеют заниженные, примерно за 30%, значения вследствие охлаждения плазмы и невыполнения геометрических соотношений. Температура рассчитывалась по кольцевому приближению в БКА по заданным давлению и плотности, надежность такого метода расчета подтверждается имеющимися термодинамическими исследованиями [4].

Интерпретация результатов измерения будет проведена в другой работе, пока же отметим некоторые экспериментально найденные закономерности. Во-первых, вдоль изотерм проводимость постоянна в изученном интервале давлений до 250 *атм*, а вдоль изобар проводимость возрастает с температурой. При температурах ниже 5000 К проводимость немонотонна, что, по-видимому, объясняется неточностью определения температуры в этих точках, и не имеет особого физического смысла.

В исследованной области температур и давлении есть данные по проводимости цезиевой плазмы, полученные в капиллярном разряде [9], где был обнаружен минимум проводимости на изотермах 8900 и 10 000 К при давлении около 250 *атм*. Хотя в наших экспериментах и не удалось провести измерения в точке минимума, тем не менее тенденции к падению проводимости с давлением нами не обнаружено.

Авторы выражают благодарность И. Л. Иосилевскому за проведение термодинамических и Н. И. Кузнецову и Г. Б. Лаппо – оптических расчетов цезиевой плазмы.

Московский физико-технический институт

Поступило в редакцию 28 VI 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. *Б. Н. Ломакин, В. Е. Фортов.* ЖЭТФ, *63*, 92, 1972.
2. *В. А. Сеченов, О. Е. Щекотов.* ТВТ, *10*, 967, 1972.
3. *В. А. Сеченов, О. Е. Щекотов.* ТВТ, *12*, 652, 1974.
4. *А. В. Бушман, Б. Н. Ломакин, В. А. Сеченов, В. Е. Фортов, О. Е. Щекотов, И. И. Шарипджанов.* ЖЭТФ, *69*, 1624, 1975.
5. *В. А. Сеченов, О. Е. Щекотов.* ТВТ, *13*, 652, 1975.
6. *В. А. Сеченов, Э. Е. Сон, О. Е. Щекотов. Письма* в ЖТФ, *1*, 891, 1975.

7. *К. И. Серяков.* Автореф. канд. дис., ИВТАН, 1968.
8. *Г. А. Павлов, Э. Е. Сон.* ПМТФ, № 4, 91, 1975.
9. *S. G. Barolskii, N. V. Yermokhin, B. M. Kovaliov, P. P. Kulik, V. A. Piabii.* XII Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Eindhoven, 1975, p. 181.

УДК 537.525.5

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ И ЛУЧИСТОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ ЦЕЗИЯ *

П. П. Кулик, Е. К. Розанов, В. А. Рябый

Работа посвящена расчетной обработке вольт-амперных характеристик стабилизированного прозрачной стенкой капилляра дугового разряда высокого давления (до 1100 *атм*) в парах щелочных металлов [1, 2]. Изучение физики такого разряда в цезии [3] показало: 1) в условиях опытов [1, 2] разгорание канала капилляра мало, а примеси в цезии отсутствуют, так как согласно оценкам диффузионное и даже турбулентное смешения тонкого пограничного слоя паров стенки (SiO_2) со спутным потоком цезия незначительно; это позволяет характеризовать цезиевую плазму средней проводимостью $\bar{\sigma}=I/\pi R^2E$, где $R=d/2$ – радиус канала капилляра; 2) регистрируемая снаружи интенсивность излучения столба плазмы в видимой части спектра неизменна вдоль оси и, будучи дополнена затратами на испарение стенки и потерями в ней, отвечает температуре наружной поверхности $T_{\text{нп}}=(IE/2\pi R\varkappa)^{1/4}$, соответствующей закону Стефана – Больцмана т. е. столб разряда является черным излучателем, для которого росселандова средняя длина пробега фотонов $l_{\text{ф}}\ll d$; 3) теплообмен в столбе разряда стационарный и определяется лучистой теплопроводностью λ_R, что следует из экспериментальных оценок составляющих баланса мощности и расчетных оценок электронной и молекулярной теплопроводности.

Таким образом, для любого режима разряда, характеризуемого величинами $\bar{\sigma}$ и $T_{\text{нп}}$, справедлива система уравнений:

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}r\lambda_R\frac{dT}{dr}+\sigma E^2=0, \tag{1}$$

$$T_{r=R}=T_{\text{нп}}=(IE/2\pi R\varkappa)^{1/4}, \tag{2}$$

$$dT/dr|_{r=0}=0, \tag{3}$$

$$\bar{\sigma}=I/\pi R^2E=2R^{-2}\int_0^R\sigma r\,dr, \tag{4}$$

где (2) и (3) – граничные условия, необходимые для интегрирования (1).

В [1, 2] решалась частичная обратная задача определения температурной зависимости $\sigma(T)$ для щелочных металлов на основании решения системы уравнений (1) – (4) для заданных экспериментальных изобар $\bar{\sigma}$ $(T_{\text{нп}})$ и расчетной функции $\lambda_R(T)$ не учитывающей эффектов неидеальности и потому вносившей в результаты [1, 2] некоторую неопределенность. Цель данной работы – восстановление температурных зависимостей как $\sigma(T)$, так и $\lambda_R(T)$ только на основании данных эксперимента. Эта так называемая полная обратная задача физики электрических дуг решалась рядом исследователей. Ее особенность в рассматриваемых условиях состоит в том, что здесь известна лишь одна точка $T_{\text{нп}}$ радиального температурного профиля $T(r)$, и величина $T_{\text{нп}}$ зависит от подведенной мощности IE.

Для достижения поставленной цели экспериментальная изобара $\bar{\sigma}(T_{\text{нп}})$ разбивалась на ряд участков, внутри каждого из которых решение искалось в виде отрезков непрерывных и монотонных пробных функций $\sigma_{\text{п}}(T)$ и $\lambda_{\text{п}}(T)$. Совокупность этих отрезков для всех участков изобары $\bar{\sigma}(T_{\text{нп}})$ позволяет получить результирующие зависимости $\sigma(T)$ и $\lambda_R(T)$ более сложного вида, чем сами пробные функции. Конкретный вид последних при таком подходе влияет лишь на величину методической погрешности итогового результата. В данной работе использовались $\sigma_{\text{п}}(T)=aT^n$ и $\lambda_{\text{п}}(T)=b=\text{const}$.

Система уравнений (1) – (4) решалась численным итерационным методом с разбиением R на N нарастающих к оси радиальных зон ($20\leqslant N\leqslant 300$), что приводило к получению для каждого режима разряда уравнения вида $F(a, b, n, \bar{\sigma}, T_{\text{нп}})=0$. Для нахождения искомых параметров необходимо иметь три таких уравнения, поэтому на каждом участке изобары $\bar{\sigma}(T_{\text{нп}})$ фиксировались три экспериментальных режима.

---

* См. сноску на стр. 409.