АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР

ТОМ 27 ВЫПУСК 3

МАЙ — ИЮНЬ

1989

МОСКВА · «НАУКА»

Журнал основан в 1963 году

Выходит 6 раз в год

УДК 533.9

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ НЕИДЕАЛЬНОЙ ЦЕЗИЕВОЙ ПЛАЗМЫ

Боржиевский А. А., Сеченов В. А., Хорунженко В. И.

Приведены результаты экспериментального исследования электропроводности неидеальной плазмы цезия при $T=(2-5)\cdot 10^3$ К, $p=0{,}5-6$ МПа. Для получения плазмы использовалась подогреваемая адиабатическая труба (ПАТ). Образующаяся в процессе сжатия цезиевого пара в ПАТ пленка конденсата цезия оказывает значительное влияние на результаты измерения электропроводности плазмы при использовании традиционных методов диагностики. В этих условиях электропроводность цезиевой плазмы измерялась с помощью специально разработанного импульсного двухзондового метода с охранным электродом.

Создание ряда перспективных энергетических устройств связано с использованием рабочих веществ при температурах от единиц до десятков тысяч градусов и давлениях в десятки МПа. Рабочие вещества при этих параметрах находятся в плазменном состоянии, характеризующемся сильным межчастичным взаимодействием (неидеальная плазма). В настоящее время строгое теоретическое описание неидеальной плазмы отсутствует, что выдвигает на первый план экспериментальное исследование ее свойств.

Большое количество экспериментальных работ посвящено изучению электропроводности неидеальной плазмы как наиболее важной в практическом отношении ее характеристики. Подробно исследована электропроводность неидеальной цезиевой плазмы. При температурах $T\leqslant 2500$ К и давлениях $p\leqslant 10^2$ МПа результаты получены на установках печного типа [1–5], при $T=(4{,}5-25)\cdot 10^3$ К и $p=(1-25)$ МПа — в ударно-волновых экспериментах [6]. В промежуточной области параметров цезиевая плазма может быть получена сжатием цезиевых паров в подогреваемой адиабатической трубе [7–10]. Однако диагностика плазмы цезия в ПАТ затруднена из-за охлаждения и конденсации цезиевого пара на стенках установки.

Описание подогреваемой адиабатической трубы и методов диагностики термодинамических параметров плазмы щелочных металлов приведено в [8]. С целью снижения скорости конденсации цезиевого пара на стенки установки эксперименты проводились на смеси цезия с аргоном. Мольная доля цезия в смеси составляла ~30%. В этих условиях сжатие плазмы в ПАТ происходит изэнтропично [8].

Электропроводность плазмы смеси цезия с аргоном в диапазоне параметров, реализуемом на ПАТ, практически полностью определяется цезиевой компонентой. Это объясняется значительной разницей в потенциа-

© Издательство «Наука»,
Теплофизика высоких температур, 1989 г.

лах ионизации атомов цезия и аргона и сечениях рассеяния на них электронов.

Альтернативными методами исследования электропроводности плазмы щелочных металлов на ПАТ являются метод добротности колебательного контура и четырехзондовый метод. Из них предпочтительнее использовать метод, менее чувствительный к пристеночной пленке конденсата. В обоих методах цилиндрическая геометрия датчика электропроводности является наиболее удобной.

В методе добротности колебательного контура при использовании цилиндрической катушки индуктивности, охватывающей плазму, погрешность измерений электропроводности минимальна в случае отсутствия скин-эффекта в плазме, т. е. при условии

$$\delta_{пл}/D \geqslant 0{,}6, \tag{1}$$

где $\delta_{пл}$ — толщина скин-слоя в плазме; D — внутренний диаметр датчика [9]. При проведении измерений электропроводности плазмы пленка конденсата цезия, образующаяся на стенках датчика, экранирует плазму и приводит к дополнительной диссипации энергии колебательного контура. Экранировка плазмы отсутствует при выполнении условия

$$\Delta \ll \delta_{кн}, \tag{2}$$

где Δ — толщина пленки конденсата; $\delta_{кн}$ — толщина скин-слоя в жидком цезии.

Мощность диссипации энергии электромагнитных колебаний контура в пленке конденсата и в плазме

$$N = N_{пл} + N_{кн} = \int\limits_{V_{пл}} \sigma_{пл}\overline{E^2}\, dV + \int\limits_{V_{кн}} \sigma_{кн}\overline{E^2}\, dV, \tag{3}$$

где E — напряженность вихревого электрического поля, наведенного катушкой индуктивности датчика (черта над $\overline{E^2}$ означает осреднение по времени). Интегрирование проводится по объемам, занимаемым плазмой ($V_{пл}$) и конденсатом ($V_{кн}$). При выполнении условий (1), (2) в приближении длинного соленоида магнитное поле катушки датчика H однородно по радиусу и $E = rH/(2c)$ (r — расстояние от оси датчика). Диссипацией энергии электромагнитного поля катушки датчика в пленке конденсата можно пренебречь, если

$$\frac{N_{кн}}{N_{пл}} = 8\frac{\sigma_{кн}}{\sigma_{пл}}\frac{\Delta}{D} \ll 1, \tag{4}$$

т. е. при толщине пленки конденсата

$$\Delta \ll \frac{1}{8}\frac{D\sigma_{кн}}{\sigma_{пл}}. \tag{5}$$

Для датчика с внутренним диаметром $D = 10^{-2}$ м и частоте колебательного контура $\nu = 2$ МГц, использованных на ПАТ в [11, 12], в диапазоне изменения электропроводности плазмы $\sigma_{пл} = 1 - 10^3$ См/м условие (5) оказывается в $2 \cdot 10^4 - 20$ раз сильнее, чем (2). Следовательно, в методе добротности колебательного контура влиянием пленки конденсата на результаты измерения можно пренебречь при выполнении критерия (5), а не (2), как это предполагалось в [11, 12].

В четырехзондовом методе электропроводность плазмы определяется по формуле

$$\sigma_{пл} = FR_{пл}^{-1}, \tag{6}$$

где F — геометрический фактор датчика; $R_{пл}$ — сопротивление плазменного проводника между потенциальными зондами. Пленка конденсата цезия, образующаяся на стенках датчика, шунтирует плазменный объем. Для датчика цилиндрической формы с измерительным током, направленным вдоль его оси, регистрируемое в эксперименте сопротивление R определяется соотношением

$$1/R = 1/R_{пл} + 1/R_{кн}, \tag{7}$$

где $R_{пл}=4l/(\pi D^2\sigma_{пл})$ и $R_{кн}=l/(\pi D\Delta\sigma_{кн})$ — сопротивления плазменного проводника и пленки конденсата (l — расстояние между потенциальными зондами). Поэтому для четырехзондового метода критерий, аналогичный (4), имеет вид

$$\frac{R_{пл}}{R_{кн}}=4\frac{\sigma_{кн}}{\sigma_{пл}}\frac{\Delta}{D}\ll 1. \qquad (8)$$

Таким образом, погрешность измерения электропроводности плазмы, связанная с образованием пленки конденсата на стенках датчика, в четырехзондовом методе в 2 раза меньше, чем в методе добротности колебательного контура.

Конденсация цезиевого пара на стенках ПАТ возможна в течение времени, когда его парциальное давление в пристеночном слое выше давления насыщенных паров цезия $p_н$ при температуре стенок T_0. Это условие выполняется при степенях сжатия плазмы, больших величины $P_н/P_{Cs\,0}$ ($P_{Cs\,0}$ — начальное давление цезия в смеси), т. е. на большем участке изоэнтропы сжатия и расширения плазмы. В течение этого промежутка времени величины $N_{кн}$ и $1/R_{кн}$ и, следовательно, абсолютная величина погрешности измерения (завышения) электропроводности плазмы в обоих методах растут пропорционально толщине пленки конденсата. Поэтому в случае конденсации пара цезия определенная экспериментально электропроводность на этапе расширения плазмы окажется выше, чем на этапе сжатия. Это обстоятельство может быть использовано для экспериментального контроля за погрешностью измерений электропроводности плазмы, связанной с конденсацией цезия на стенках датчика. Для реализации этой возможности необходимо ограничить внутренний объем измерительного узла. В противном случае степень сжатия плазмы и ее давление могут оказаться недостаточными для того, чтобы вызвать обратный ход поршня. Это требование затрудняет применение метода добротности колебательного контура на ПАТ, поскольку его чувствительность сильно падает с уменьшением измерительного объема. Напротив, зондовые методы легко допускают миниатюризацию датчика электропроводности. Именно это и обусловило их выбор для измерения электропроводности плазмы на ПАТ.

На результаты измерения электропроводности цезиевой плазмы на ПАТ может оказывать влияние не только пленка конденсата, но и холодный пристеночный слой. Пар цезия в этом слое близок к насыщению и в соответствии с данными [1, 2] имеет аномально высокую электропроводность. Толщина холодного пристеночного слоя нарастает со временем. Поэтому в случае заметного его влияния на результаты измерения электропроводности плазмы, ее значения на этапе расширения будут выше, чем на этапе сжатия, как и при пленочной конденсации.

Описание четырехзондового метода диагностики электропроводности неидеальной цезиевой плазмы на ПАТ дано в [13]. Исследования проведены в серии из 31-го эксперимента с одинаковыми начальными параметрами смеси цезия с аргоном: температурой $T_0=1095$ К, давлением $p_0=0{,}352$ МПа, парциальным давлением цезия $p_{Cs\,0}=0{,}111$ МПа, энтропией $S=2{,}26$ кДж/кг. Во всех опытах зависимость измеренной электропроводности от термодинамических параметров плазмы на начальном участке изоэнтропы сжатия одинакова: начиная с момента времени, когда пар цезия в холодном пристеночном слое становится насыщенным, наблюдается ее рост, который практически прекращается через ~0,3 мс. При дальнейшем сжатии плазмы величина электропроводности остается постоянной до температур $\simeq 3{,}2\cdot 10^3$ К, а затем резко увеличивается. В 24-х экспериментах результаты измерения электропроводности на этапе расширения плазмы сильно завышены. В отдельных опытах это завышение достигает двух порядков величин и свидетельствует о влиянии на результаты пленки конденсата цезия и, возможно, аномально проводящего пристеночного слоя пара. И только в семи опытах серии при температурах $T\geqslant 3{,}2\cdot 10^3$ К величина электропроводности на этапе расширения плазмы меньше, чем на этапе сжатия. В соответствии с проведенным анализом

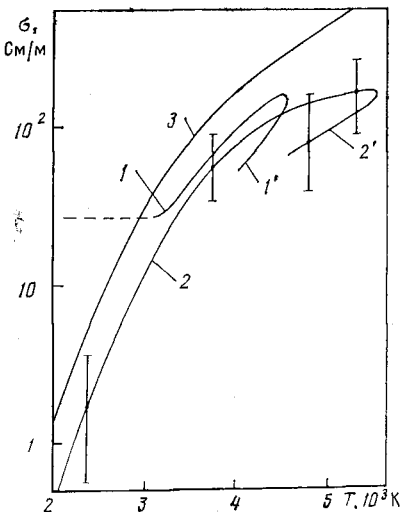

Рис. 1

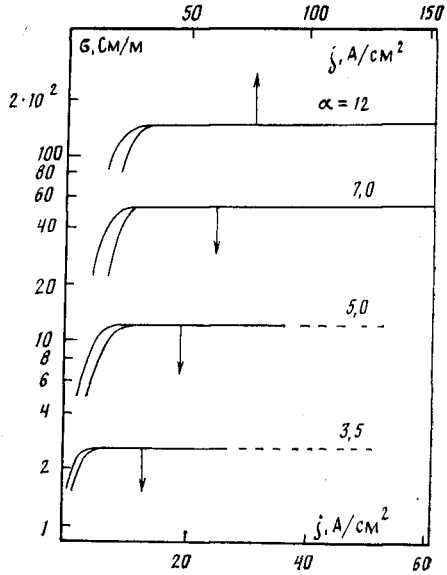

Рис. 3

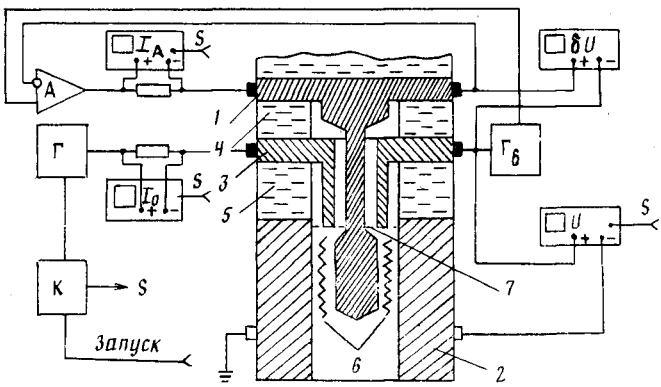

Рис. 2

Рис. 1. Электропроводность неидеальной цезиевой плазмы на изоэнтропах сжатия смеси цезия с аргоном: *1* – четырехзондовый метод, *2* – импульсный двухзондовый метод с охранным электродом, *3* – расчет [14]

Рис. 2. Схема диагностической аппаратуры и измерительного узла импульсного двухзондового метода с охранным электродом

Рис. 3. Результаты измерения зависимости электропроводности цезиевой плазмы от плотности зондового тока

это означает, что в пределах полосы экспериментальных погрешностей суммарная проводимость пленки конденсата и холодного пристеночного слоя пара цезия, шунтирующих измерительный плазменный объем, при $T \geqslant 3{,}2 \cdot 10^3$ К остается постоянной. Максимальное абсолютное значение завышения электропроводности плазмы на этом участке изоэнтропы не превышает уровня электропроводности, регистрируемого при $T \simeq 3{,}2 \cdot 10^3$ К.

Экспериментальные данные, полученные усреднением указанных результатов, представлены на рис. 1 в зависимости от температуры плазмы (*1'* соответствует этапу расширения плазмы). Эти результаты сравниваются с рачетными значениями, полученными в рамках модели электронного переноса [14]. При $T \geqslant 3{,}2 \cdot 10^3$ К наблюдается удовлетворительное соответствие между экспериментом и расчетом. При меньших температурах определить погрешность полученных данных не представляется возможным.

Конденсат и насыщенный пар цезия находятся на границах невозмущенного плазменного объема. Поэтому их влияние на измерения электропроводности плазмы можно устранить известным в измерительной технике методом, основанным на применении охранных электродов. В этом случае используется обычная двухзондовая схема, в которой один из зондов для предотвращения попадания на него тока, протекающего вне однородного плазменного объема, снабжается охранным электродом, собирающим указанный ток. Потенциалы измерительного зонда и охранного электрода поддерживаются одинаковыми. Таким образом, в двухзондовом методе с охранным электродом влияние пристеночных явлений на результат измерения сопротивления плазмы в межзондовом промежутке исключается. До настоящей работы этот метод в импульсных экспериментах не применялся, что, по-видимому, объясняется трудностью поддержания в таких опытах одинаковых потенциалов на измерительном зонде и охранном электроде, а также необходимостью учета приэлектродных падений напряжения.

Схема диагностической аппаратуры и измерительного узла импульсного двухзондового метода с охранным электродом представлена на рис. 2. Измерительный узел состоит из зондов *1*, *2* и охранного электрода *3*, изолированных друг от друга диэлектрическими кольцами из лейкосапфира. Зонды и охранный электрод выполнены из жаропрочной стали. Зонд *2* соединен с корпусом установки. При проведении измерений напряжение к охранному электроду прикладывается с выхода генератора Г, а потенциал центрального зонда поддерживается практически на том же уровне с помощью усилителя А. Ток центрального зонда I_A, охранного электрода $I_{охр}$, напряжение между зондами U, а также между охранным электродом и зондом *1* δU регистрируется с помощью универсальных запоминающих осциллографов типа С8-13 и С8-17.

В измерительном узле ток от зонда *1* разветвляется на две составляющие: ток I_A', протекающий через плазму в измерительной ячейке *6* к внешнему зонду *2*, и ток I_A'', текущий к охранному электроду. Ток I_A' определяется уровнем электропроводности плазмы, разностью напряжений между зондами и суммарной величиной приэлектродных падений напряжения

$$I_A' = [\sigma_{пл}(U - \Delta\varepsilon)]/F, \qquad (9)$$

где F — геометрический фактор измерительной ячейки. Ток I_A'' определяется напряжением δU между зондом *1* и охранным электродом и величиной сопротивления между ними.

Электропроводность плазмы определяется по следующей методике. С помощью генератора *Г* к охранному электроду прикладываются ступенчато нарастающие импульсы напряжения. Синхронизация их фронтов и срезов обеспечивается сигналом *T* управляющего генератора *К*. С некоторой задержкой по времени τ_1 на зонде *1* устанавливается потенциал, с точностью до величины δU равный потенциалу охранного электрода. Время установления τ_1 ($\leqslant 25$ мкс) определяется динамическими характеристиками усилителя *А*. С момента выравнивания потенциалов зонда *1* и электрода *3* и до прихода следующего импульса *T* генератор *К* формирует управляющие импульсы *S*, разрешающие запись осциллограмм на экранах осциллографов. Осциллограммы всех регистрируемых сигналов состоят, таким образом, из отдельных фрагментов длительностью $\tau_2 = 50-150$ мкс, разделенных промежутками продолжительностью τ_1. Время τ_2 составляет всего 1—3% характерного времени сжатия плазмы. Поэтому практически все фрагменты осциллограмм представляют собой прямолинейные участки, которые легко экстраполируются на промежутки времени τ_1, когда осциллографирование сигналов невозможно из-за переходных процессов в диагностической аппаратуре. С помощью такой экстраполяции определяются приращения всех электрических сигналов

$$\Delta I_A(t_i),\ \Delta I_{охр}(t_i),\ \Delta U(t_i),\ \Delta(\delta U(t_i))$$

(t_i — моменты времени, задаваемые строб-импульсом *T*), соответствующих

мгновенному приложению импульса напряжения к охранному электроду и зонду *1*.

Осциллографирование сигналов производится только в моменты времени, когда погрешность δU находится в заданных пределах. При этом ток I_A'' может изменяться из-за увеличения толщины пленки конденсата на изоляторе *4*. В процессе эксперимента величина тока I_A'' контролируется. Для этого напряжение между охранным электродом и зондом *1* модулируется с помощью генератора *Г*. Если величина тока выходит за пределы погрешности регистрации тока зонда *1*, это обнаруживается по появлению модуляции его амплитуды на осциллограмме. В этом случае в величину $\Delta I_A(t_i)$ вводится поправка либо, если эта поправка сравнима с током зонда *1*, соответствующий фрагмент осциллограммы исключается при обработке. С учетом этой процедуры получаем

$$\Delta I_A(t_i)=\Delta I_A'(t_i). \tag{10}$$

Величина приэлектродных скачков потенциала зависит от плотности зондового тока, свойств плазмы и материала, из которого изготавливаются зонды. Однако, как установлено в многочисленных экспериментах, при достаточно большой плотности тока зонда происходит разогрев приэлектродного слоя и величина приэлектродного скачка потенциала перестает зависеть от плотности зондового тока. В этом случае форма вольт-амперной характеристики зондов становится линейной, а ее наклон соответствует сопротивлению плазмы в измерительном объеме (см., например, [15]). Тогда $\Delta(\Delta\varepsilon(t_i))=0$ и электропроводность плазмы может быть определена по формуле

$$\sigma_{пл}=F\Delta I_A(t_i)/\Delta U(t_i). \tag{11}$$

С использованием импульсного двухзондового метода с охранным электродом в серии экспериментов исследована изоэнтропа смеси цезия с аргоном. Начальные параметры этой изоэнтропы ($T_0=1095$ К, $p_0=0{,}364$ МПа, $p_{Cs\,0}=0{,}101$ МПа, $S=2{,}72$ кДж/кг) и изоэнтропы, исследованной четырехзондовым методом, близки друг к другу. В проведенной серии экспериментов амплитуды импульсов на выходе генератора *Г* выбирались различными. В результате были получены зависимости величины $\sigma_{пл}$, вычисленной по (11), от плотности тока j на зонд *1* при фиксированных степенях сжатия и, следовательно, значениях электропроводности плазмы (рис. 3). Из рисунка видно, что, начиная с некоторого значения плотности зондового тока j_{min}, увеличивающегося с ростом степени сжатия плазмы α на изоэнтропе, величина $\sigma_{пл}$ при $\alpha=\text{const}$ также становится постоянной. Значения $\sigma_{пл}$, вычисленные по (11), в пределах полосы экспериментальной погрешности при $T\geqslant 3{,}2\cdot 10^3$ К совпадают с результатами четырехзондовых измерений. Это подтверждает достоверность данных, полученных импульсным двухзондовым методом с охранным электродом и представленных на рис. 1 кривой *2* (*2'* соответствует этапу расширения плазмы). Расчетные значения электропроводности плазмы для исследованных изоэнтроп отличаются не более чем на 10%. Поэтому они показаны на рис. 1 одной кривой.

Во всем исследованном диапазоне параметров плазмы $T=(2-5)\cdot 10^3$ К, $p=10{,}5-6$ МПа и параметра неидеальности $\Gamma=e^2/(kTr_D)=0{,}2-1{,}9$ (r_D — радиус Дебая) характер зависимости электропроводности от термодинамических параметров плазмы оказался таким же, как и в модели [14]. Однако измеренные значения лежат систематически ниже расчетных. Возможно, это объясняется неопределенностью сечения электрон-атомного взаимодействия цезия, использованного в [14]. Увеличение расхождения между экспериментом и расчетом при высоких температурах может быть связано с охлаждением плазмы, на что указывают занижденные значения измеренной электропроводности на этапе расширения плазмы. Максимальное снижение температуры плазмы на этапе расширения не превышает 5% и по результатам термодинамических измерений не обнаруживается. При исследовании электропроводности цезиевой плазмы на ПАТ в

Рис. 4. Осциллограмма тока охранного электрода на начальном участке изоэнтропы сжатия плазмы при $T \leqslant 3{,}2 \cdot 10^3$ К

Рис. 5. Экспериментальные данные по электропроводности плазмы цезия

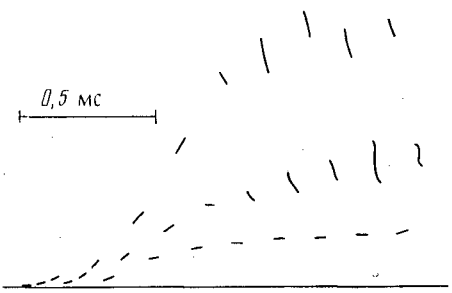

Рис. 4

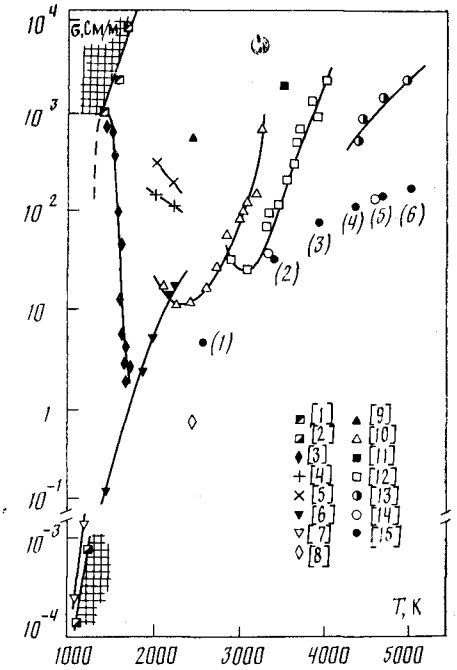

Рис. 5

диапазоне температур $T \geqslant 5 \cdot 10^3$ К процесс охлаждения плазмы необходимо учитывать.

В данной работе осуществлен перенос всех экспериментальных погрешностей на основную измеряемую величину — электропроводность плазмы. Погрешность ее определения на участке изоэнтропы при $T \geqslant 3 \cdot 10^3$ К составляет 40—60%. В области низких температур из-за ухудшения точности измерения термодинамических параметров и электропроводности эта погрешность увеличивается до 200—300% (при $T \simeq 2 \cdot 10^3$ К). Последнее обстоятельство затрудняет исследование на ПАТ электропроводности цезиевой плазмы при температурах, меньших $2 \cdot 10^3$ К.

Из сравнения данных, полученных разными методами, следует, что проводящий слой на границах плазменного объема образуется на начальном участке изоэнтропы сжатия при $T \leqslant 3{,}2 \cdot 10^3$ К. Для выяснения причины этого явления был проведен специальный эксперимент. Этот эксперимент основывался на различии во временах тепловой релаксации холодного пристеночного слоя и пленки конденсата пара цезия после их прогрева импульсом тока.

Нагретый проводящий слой остывает за характерное время $\tau_p \sim \Delta^2 \rho c_p / \varkappa$, где ρ, c_p, $\varkappa$ — соответственно его плотность, теплоемкость и теплопроводность. В процессе сжатия плазмы толщина и плотность холодного пристеночного слоя пара цезия увеличиваются, тогда как величины c_p и $\varkappa$ изменяются незначительно. Предположим, что постоянный уровень электропроводности, регистрируемый четырехзондовым методом на участке изоэнтропы при $T \leqslant 3{,}2 \cdot 10^3$ К, связан с шунтированием плазменного проводника слоем аномально проводящего пара цезия. Тогда для времени тепловой релаксации этого слоя на «пологом» участке изоэнтропы электропроводности получаем оценку: $\tau_{p\,\text{пара}} \geqslant 3 \cdot 10^{-4}$ с. Толщина пленки конденсата на участке изоэнтропы при $T \leqslant 3{,}2 \cdot 10^3$ К не превышает $\Delta \leqslant {}^1/_4 D \sigma_{\text{пол}} / \sigma_{\text{кн}} \simeq 6 \cdot 10^{-5}$ м. Следовательно, время ее остывания после импульсного прогрева $\tau_{p\,\text{кн}} \leqslant 10^{-9}$ с (данные для ρ, c_p, $\varkappa$ жидкого цезия при температуре стенки $T_0 \simeq 1100$ К взяты из [16]).

В эксперименте использовался импульсный двухзондовый метод с охранным электродом. Исследовался процесс тепловой релаксации проводящего слоя на поверхности изолятора *5* (рис. 2). К охранному элект-

роду прикладывалась серия ступенчато нарастающих импульсов напряжения. Нижний уровень напряжения выбирался таким, чтобы не вызвать заметного прогрева пристеночного слоя. Нагрев его осуществлялся двумя последовательными импульсами большой амплитуды. Осциллограмма тока охранного электрода приведена на рис. 4. Из осциллограммы видно, что при нагреве проводящего слоя ток через него и, следовательно, его проводимость уменьшаются. После снижения напряжения на охранном электроде за время, меньшее 25 мкс, проводимость слоя восстанавливается. В соответствии с проведенным выше анализом это означает, что на начальном участке изоэнтропы сжатия при $T \leqslant 3{,}2 \cdot 10^3$ К на стенках датчика электропроводности образуется пленка конденсата и, возможно, адсорбированного пара цезия.

На рис. 5 полученные данные сравниваются с экспериментальными результатами других работ. Значительное различие между значениями электропроводности в данной работе и в [11, 12] объясняется неучетом влияния пленки конденсата цезия на результаты измерений в указанных работах.

Московский физико-технический институт

Поступила в редакцию 20.X.1988

ЛИТЕРАТУРА

1. *Renkert H., Hensel F., Frank E. U.* // Ber. Bungenges-Phys. Chem. 1971. B. 75. S. 507.
2. *Alekseev V. A., Vedenov A. A., Ovcharenko V. G. et al.* // High Temp.-High Press. 1975. V. 7. P. 677.
3. *Ермохин Н. В., Ковалев Б. М., Кулик П. П. и др.* // ТВТ. 1971. Т. 9. № 10. С. 665.
4. *Iermohin N. N., Kovaliov B. M., Kulik P. P. et al.* // J. Phys. 1978, T. 39. P. 200.
5. *Боржиевский А. А., Сеченов В. А., Хорунженко В. И.* // ТВТ. 1988. Т. 26. № 4. С. 722.
6. *Сеченов В. А., Щекотов О. Е.* // ТВТ. 1975. Т. 13. № 3. С. 652.
7. *Кунавин А. Т., Асиновский Э. И., Кириллин А. В. и др.* // ТВТ. 1973. Т. 11. № 2. С. 261.
8. *Боржиевский А. А., Сеченов В. А., Хорунженко В. И.* // ТВТ. 1983. Т. 21. № 1. С. 181.
9. *Побережский Л. П.* // ТВТ. 1968. Т. 6. № 6. С. 975.
10. *Исаков И. М., Ломакин Б. Н.* // ПТЭ. 1980. Т. 3. № 1. С. 173.
11. *Исаков И. М., Ломакин Б. Н.* // ТВТ. 1979. Т. 17. № 2. С. 262.
12. *Исаков И. М., Ломакин Б. Н., Лопатин А. Д. и др.* // VI Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Тез. докл. Т. 1. Л.: ЛИЯФ, 1983; *Лопатин А. Д.* Дис. на соискание уч. ст. канд. физ.-мат. наук. М.: МФТИ, 1984. 103 с.
13. *Borzhievsky A. A., Sechenov V. A., Horunzhenko V. I.* // XVII ICPIG, F-3. Budapest, 1985.
14. *Грязнов В. К., Иосилевский И. Л., Красников Ю. Г. и др.* // В сб.: Теплофизические свойства рабочих сред газофазного ядерного реактора/Под ред. В. М. Иевлева. М.: Атомиздат, 1980.
15. *Макаров Ю. В., Чекалин Э. К.* Физические процессы в электромагнитных ударных трубах. М.: Атомиздат, 1968.
16. *Варгафтик Н. Б.* Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972.