

Материалы Международной научно-технической конференции «Энергоэффективность-2012»

УДК 533.9.01

**Жовтянский В.А.¹, Колесникова Э.П.²,
Лелюх Ю.И.¹, Гончарук Ю.А.²**

¹Институт газа НАН Украины, Киев

²Национальный технический университет Украины «КПИ», Киев

Особенности процессов тепло- и массопереноса в пристеночной области плотной плазмы : Исследования на основе применения электрических зондов

Показано, что для изучения процессов переноса в пристеночной области плотной электродуговой плазмы целесообразно использовать электрические зонды, учитывая выводы, вытекающие из теории зондов в плотной плазме. В отличие от широко известных методов исследования плазмы в ленгмюровском режиме, поведение зондов в предлагаемых приложениях определяется диффузионными процессами, а результат измерений характеризует интегральные свойства пристеночного слоя. Показано, что стандартное предположение о равенстве температуры тяжелой компоненты у стенки температуре самой стенки в условиях пристеночного слоя может не выполняться. Это расхождение является тем большим, чем большим является плотность теплового потока на стенку. Определяющим относительно температуры тяжелой компоненты в пристеночном слое плазмы является коэффициент аккомодации частиц на поверхности стенки.

Ключевые слова: электрическая дуга, плотная плазма, процессы переноса, амбиполярная диффузия, электрический зонд, двойные зонды, неравновесность плазмы.

Показано, що для вивчення процесів перенесення у пристінковій області щільної електродугової плазми доцільно використовувати електричні зонди, враховуючи висновки, що витікають з теорії зондів у щільній плазмі. На відміну від широко відомих методів дослідження плазми у ленгмюрівському режимі, поведінка зондів у пропонуваніх застосуваннях визначається дифузійними процесами, а результат вимірювань характеризує інтегральні властивості пристінкового шару. Показано, що стандартне припущення щодо рівності температури важкої компоненти біля стінки температурі самої стінки, в умовах пристінкового шару може не виконуватись. Ця розбіжність є тим більшою, чим більшою є густина теплового потоку на стінку. Визначальним щодо температури важкої компоненти у пристінковому шарі плазми є коефіцієнт акомодатії частинок на поверхні стінки.

Ключові слова: електрична дуга, щільна плазма, процеси перенесення, амбіполярна дифузія, електричний зонд, подвійні зонди, нерівноважність плазми.

Настоящая работа является актуальной в связи с активным развитием в последние годы технологий, основанных на применении плотной электродуговой плазмы [1–3], а также методов их моделирования [4–6].

В большинстве исследований в области физики и технологического применения плазмы речь идет о создании либо исследовании плазменных объектов с акцентом на их объемные свойства. Конечная цель создания плазмы, по крайней мере технологической, реализуется через ее поверхностные свойства. Если речь идет о том или ином воздействии плазмы посредством ее излучения, то и в этом случае пристеночная область плазмы может существенно влиять на спектральный состав пропускаемого ею излучения или даже сама являться источником излучения в отдельных спектральных областях. Если говорить о наиболее общих термодинамических свойствах плазмы, не рассматривая вопросы ее технологического применения, то и здесь адекватный учет пристеночных свойств плазмы является очень важным, так как уровень энергетических потерь из ее объема и массоперенос являются доминирующими для определения ее отклонений от локального термического равновесия (ЛТР).

Таким образом, пристеночный слой плазмы является своеобразным фильтром, который в значительной мере определяет характер процессов переноса из объема плазмы на окружающие стенки. Важен адекватный учет его влияния на уровень энергетических потерь из объема плазмы: ее технологическое воздействие в практическом применении; взаимосвязанный вопрос термодинамического состояния плазмы; результаты диагностики плотной плазмы контактными и бесконтактными (например, оптическими) методами.

К ним примыкает проблема, связанная с моделированием физических процессов в каналах электрических дуг [4–6]. В дугах вследствие значительного энерговыделения, которое может достигать сотен киловатт в условиях ограниченного объема (обычно от долей до сотен кубических сантиметров), электроды или элементы стенок канала охлаждаются проточной водой. Радиальное распределение температуры в длинной цилиндрической дуге определяется уравнением баланса энергии Эленбааса-Хеллера:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dS}{dr} \right) + \sigma E^2 = 0; \quad (1)$$

$$S = \int_0^T \lambda(T) dT. \quad (2)$$

Введенный здесь потенциал потока тепла S позволяет сгладить влияние нерегулярно изме-

няющегося в функции от температуры коэффициента теплопроводности $\lambda(T)$, входящего под знак дифференцирования в уравнении (2); второе слагаемое описывает энерговыделение за счет протекания разрядного тока с учетом электропроводности плазмы σ и электрического поля E в дуге. Обычно принимаются такие граничные условия:

$$dS/dr (r = 0) = 0; \quad (3)$$

$$S (r = r_w) = S_w. \quad (4)$$

Здесь на стенке радиуса r_w величина S_w характеризует температуру холодной стенки. Однако при нормальных условиях теплопроводность газа у стенки слишком низка, чтобы замкнуть на нее значительные тепловые потоки из объема плазмы. Из-за этого в практических расчетах приходится существенно завышать эту температуру, что противоречит условиям эксперимента.

Процессы, происходящие в пристеночной области в плотной плазме, схожи по характеру с явлениями в прикатодной области дуговых разрядов [7–10]. Эти явления чаще всего исследовались в условиях плазмы электрической дуги в аргоне при атмосферном давлении с характерными температурами электронов и тяжелой компоненты $T_e = T_h = 10000$ К и концентрацией электронов, ионов и атомов $N_e \sim N_i \sim N_a \sim 10^{17}$ см⁻³ (плазма в ее основном объеме считается равновесной).

Толщина пристеночного слоя в атмосферной дуге, как правило, не превышает 0,1 мм, поэтому спектроскопические методы исследования здесь особых перспектив не имеют. Для их изучения могут быть привлечены выводы, вытекающие из теории электрического зонда в плотной плазме. Конечно, зонды не могут быть применены для локальных измерений параметров плазмы пристеночного слоя при упомянутой его толщине, однако сам зонд окружен подобным слоем, о свойствах которого на основе зондовых электрических измерений можно делать определенные выводы. В этом смысле по отношению к упомянутому слою зонд выступает как инструмент для измерений его интегральных параметров.

Для заключений о свойствах призондовой области плотной плазмы могут использоваться результаты исследований поведения электрического зонда в сильноионизированной плазме высокого давления [11–14]. Они наиболее близки к явлениям в прикатодной области в режиме ионных токов насыщения. Следует учитывать и некоторые различия: в призондовой области температура электронов определяется температурой окружающей зонд плазмы, а в прикатодной области — протекающими здесь процессами.

В работах [11, 12] исследованы условия работы зонда в плотной плазме щелочных паров, но не учтено важное обстоятельство, связанное с разницей температур зонда и окружающей плазмы. Она может быть незначительной в условиях плазмы щелочных металлов, но становится существенной в плотной плазме инертных газов, температура которой значительно превышает температуру плавления материала зонда. Такая ситуация в случае, когда электроны охлаждаются в процессе диффузии на зонд, рассмотрена в работах [13, 14].

Эксперимент. Температура электродуговой плазмы, создаваемой при атмосферном давлении, может достигать около 10000 К. В большинстве случаев зонды для ее исследований должны быстро перемещаться через область дуги или применяться в условиях импульсного разряда во избежание их разрушения.

В настоящей работе роль пристеночных процессов изучалась в импульсной плазме, получаемой в видоизмененном варианте электрической ударной трубки (ЭУТ). Она представляла собой стеклянную трубку внутренним диаметром 1,6 см, в которую вваривались кольцевые электроды Э1 и Э2 из кобальта таким образом, чтобы их внутренние поверхности и стекла совпадали. Длина разрядной части (изолирующей вставки между электродами) 5 см (рис.1).

Плазма создавалась одиночным импульсом тока в разрядной части между электродами Э1 и Э2 от емкостного генератора импульсных токов (ГИТ) амплитудой до 20 кА и длительностью 3 мкс; форма импульса близка к полупериоду синусоиды [15]. Для обеспечения осевой симметрии плазмы обеспечивалась симметрия обратных по отношению к плазменному шнуру токопроводов ОТ. Они выполнялись в виде трех или шести стержней из меди, располагаемых симметрично по отношению к разрядной секции ЭУТ на расстоянии около двух радиусов от ее оси.

ЭУТ наполнялась аргоном или гелием при начальном давлении $p_0 = 70\text{--}1400$ Па. С учетом достижимых в разряде температур плазмы это

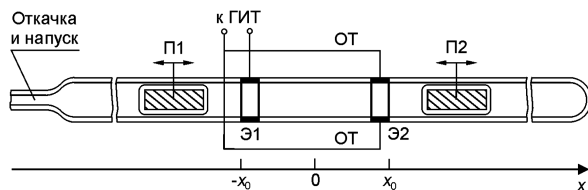


Рис.1. Схема ЭУТ для исследования рекомбинационных процессов в ее разрядной части: Э1, Э2 — кольцевые электроды; ОТ — обратные токопроводы; П1, П2 — подвижные поршни; ГИТ — генератор импульсных токов.

означает, что давление в разрядной части импульсно возрастало и могло превышать атмосферное. Поэтому ранее такие устройства рассматривались как перспективный источник получения высокоскоростных потоков за фронтом ударной волны (УВ) [16]. Действительно, получаемый скачок давления распространяется за электродами Э1 и Э2 — в так называемой области расширения ЭУТ. Однако получаемый за фронтом УВ поток оказался сильно турбулизированным и плохо воспроизводимым [17].

Выбор аргона и гелия обусловлен результатами спектроскопических исследований плазмы этих газов в аналогичных условиях [18]. Опыт показал, что концентрация электронов N_e изменяется в области $2 \cdot 10^{16}\text{--}10^{15}$ см⁻³ на протяжении начального (относительно легко диагностируемого) периода распада плазмы. Температура Ar плазмы несущественно изменялась в области 1,3–1,1 эВ (1 эВ эквивалентен 11600 К), а He плазмы значительно уменьшалась: от 3,5–3,0 до 2,5 эВ (в зависимости от начального давления). Такое принципиальное отличие в характере распада Ar и He плазмы обусловлено различием потенциалов ионизации и масс этих атомов. В сочетании с режимом импульсных исследований это позволяет разделить эффекты, связанные с диффузией и теплопроводностными процессами.

В отличие от традиционных ЭУТ здесь в объеме плазмы вне разрядного промежутка Э1–Э2 (то есть в симметричных областях расширения) помещались два остеклованных металлических поршня П1 и П2. Их можно было либо придвигать вплотную к электродам вне разрядной части, либо отодвигать далеко в стороны, исследуя таким образом распад расширяющейся плазмы [18].

Электрический зонд в плазме. Идея применения электрического зонда для диагностики плазмы очень проста. Если ввести в плазму проводник и изменять его потенциал по отношению к одному из электродов, то при положительном потенциале он будет собирать электроны и отталкивать положительно заряженные ионы. При отрицательном потенциале картина изменится на противоположную. Таким образом, по величине зондового тока в этих крайних случаях можно судить о концентрации электронов и ионов в плазме.

Величина ионного тока на зонд во всех случаях является гораздо меньшей, чем электронного, вследствие значительного различия масс, учитывая, что тепловая скорость частиц в плазме обратно пропорциональна корню из их массы. Поскольку в плазме обычно $T_e \geq 1$ эВ, то в области небольших отрицательных напря-

жений на зонде (от нуля до единиц вольт) по отношению к потенциалу пространства электроны в состоянии преодолеть тормозящее воздействие электрического поля за счет тепловой энергии. Если аккуратно измерить зависимость электронного тока от тормозящего потенциала зонда в этой области напряжений, то по темпу нарастания тока можно определить температуру электронов. Таким образом, процедура зондовых измерений сводится к измерению вольт-амперной характеристики (ВАХ) зонда.

В условиях безэлектродного разряда (например, высокочастотного) применяют двойные зонды (две отдельные близко расположенные проволочки), между которыми измеряют ВАХ в плазме. В этом случае имеет место последовательное соединение одиночных зондов, один из которых работает в режиме сбора электронов, а второй — ионов. Как обычно, общее поведение цепи с последовательным соединением элементов определяется большим из сопротивлений, в нашем случае — ионной составляющей зондового тока. Поэтому ВАХ двойного зонда представляет собой фактически две ветви ионных частей каждого из зондов.

Особенно простыми являются соотношения для параметров плазмы по результатам определения ВАХ электрического зонда И.Ленгмюра [19, 20]. Он рассматривал две характерные зоны: область плазмы и слоя вблизи зонда в приближении, в современной терминологии — тонкого слоя объемного заряда:

$$\lambda \gg R_p \gg L_0, \quad (5)$$

где λ — свободная длина пробега заряженных частиц; R_p — характерный размер (радиус) зонда; L_0 — толщина слоя объемного заряда, в котором локализовано в основном падение зондового напряжения.

В этом случае зонд оказывает минимальное возмущающее воздействие на плазму, а плотность ионного тока насыщения на его поверхность определяется непосредственно хаотическим потоком ионов из плазмы:

$$j_i = e N_i \langle v_i \rangle / 4, \quad (6)$$

где $\langle v_i \rangle$ — усредненная по функции распределения частиц скорость.

Температура электронов может быть определена через наклон ВАХ в области перехода через нулевое значение зондового тока:

$$(dI/dU_p)_0 = [e/(k T_e)] I_i / 2, \quad (7)$$

где $(dI/dU_p)_0$ — производная зондовой характеристики в ее переходной части; e — заряд

электрона; k — постоянная Больцмана; I_i — ионный ток насыщения.

Зондовая методика измерений параметров плазмы имеет несомненное преимущество перед другими диагностическими методиками, заключающееся в обеспечении возможности определения потенциала пространства и локальности измерений в сочетании с простотой реализации. Методика измерений параметров плазмы ленгмюровскими зондами получила огромное распространение [21, 22]. Однако ее применение в соответствии с базовыми соотношениями (5) ограничивается преимущественно плазмой низкого давления и особенно привлекательно для исследований тлеющих разрядов.

Для случая плотной плазмы не удастся выполнить зонд с размерами, соответствующими условию (5); здесь, как правило, имеет место иное соотношение:

$$R_p \gg \lambda \gg L_0. \quad (8)$$

В этом случае зонд уже оказывает возмущающее воздействие на плазму и, кроме слоя объемного заряда, окружен диффузионным слоем. В первом из них, как и ранее, нарушается квазинейтральность и сосредоточено падение потенциала по отношению к плазме. Второй слой в случае прикатодных процессов обеспечивает, в первую очередь, функцию генерации заряженных частиц. В призондовой области здесь формируется поток ионов и части электронов на поверхность зонда, а также обратный поток в плазму атомов, образованных в результате нейтрализации ионов на поверхности зонда.

В зависимости от соотношения характерных длин применяют, как правило, одну из таких двух моделей второго слоя. В случае, когда длина ионизации атомов электронами L_i значительно меньше длины пробега ионов в плазме λ_i

$$L_i \ll \lambda_i, \quad (9)$$

то есть при высоких температурах T_e , этот слой можно считать бесконечно тонким [14, 21]. При этом плотность ионного тока насыщения на зонд определяется соотношением (6).

Если имеет место обратное соотношение

$$L_i \gg \lambda_i, \quad (10)$$

то реализуется диффузионная модель, когда N_i возле поверхности зонда значительно меньше относительно равновесной в невозмущенном объеме плазмы. Здесь учет столкновительных процессов является принципиальным, поскольку они определяют ионизацию и рекомбинацию

частиц, обмен энергией между компонентами плазмы, их диффузию, тепло- и зарядоперенос. В действительности иерархия характерных длин для адекватного описания пристеночной области плазмы выглядит более сложной.

Техника зондовых измерений. При разработке схемы зондовых измерений решалась основная проблема постановки эксперимента, заключающаяся в необходимости проведения зондовых измерений в разрядном промежутке ЭУТ, питаемой высоковольтным ГИТ (до 10 кВ). При этом в каждой точке проведения зондовых измерений имеет место резкое изменение потенциала пространства при включении ГИТ. В таких условиях исключается возможность применения одиночных зондов. Поэтому для измерения параметров плазмы использовались двойные зонды с гальванической развязкой от измерительной цепи с помощью высококочувствительного пояса Роговского, измеряющего ток в зондовой цепи с коэффициентом преобразования 1 В/А [23, 24]. Для повышения помехоустойчивости пояса по отношению к наводке емкостного характера он заключен в экран с узкой длинной щелью и снабжен дифференциальным выходом, обеспечивающим вычитание синфазной наводки на дифференциальном входе усилителя регистрирующего запоминающего осциллографа. Работа в условиях импульсного эксперимента имеет преимущество, заключающееся в отсутствии опасности плавления зонда.

Конструкция зондов представлена на рис.2. Применительно к работе в стеклянных вакуумных установках зонды, изготавливаемые из молибденовой проволоки, изолировались посредством остекловки и вваривались непосредственно в стеклянную стенку ЭУТ. В случае необходимости сканирования по пространству один из зондов крепился через стеклянный изолятор на подвижном узле специального устройства, который приводился в движение вращением винта с магнитным элементом с помощью магнита извне вакуумного объема. В сочетании со вторым, неподвижным, зондом они работали в режиме двойного зонда.

В случае работы в металлических вакуумных установках собственно зонды вводились в керамический изолирующий стержень с двумя продольными отверстиями, который клеивался в металлическую трубку-экран с полированной поверхностью. Трубка вместе с зондами вводилась в вакуумный объем посредством грибкового уплотнения, причем места склеивания находились вне вакуумной камеры.

При этом использовались зонды диаметром 0,05–0,5 мм и длиной рабочего (свободного от

изоляции) участка 2–5 мм. Напряжение на зондах на время разрядного цикла задавалось от изолированной батареи конденсаторов большой емкости (0,01 Ф). Предпринимались специальные меры для минимизации индуктивности этой батареи для того, чтобы не ограничивалась скорость нарастания тока в зондовой цепи в начальные моменты времени после срабатывания ГИТ. В промежутках между разрядами ГИТ батарея конденсаторов подзаряджалась; одновременно зонды подключались к высоковольтному источнику переменного напряжения, который обеспечивал накал и удаление загрязнений с зондов в промежутке между разрядами ГИТ.

Структура и параметры пристеночной области плазмы. В наиболее общем случае можно ввести понятие пристеночной области плазмы. Основой иерархии характерных длин является разделение этой области на ряд слоев, основными из которых являются бесстолкновительный (ленгмюровский) слой пространственного заряда и ионизационный (диффузионный) слой. Существует несколько характерных длин, соответствующих элементарным процессам в пристеночной области: различия температур T_e и T_h , нарушения ионизационного равновесия и нарушения квазинейтральности; максимальная из них определяет ее толщину [10]. Они описываются соответственно тремя масштабами:

1) длиной релаксации энергии электронов L_e , на которой теплопроводность электронов и их нагрев амбиполярным электрическим полем сравнимы с энергообменом электронов в столкновениях с тяжелыми частицами:

$$L_e = \lambda_{ei} \delta^{-1/2}, \quad (11)$$

где λ_{ei} — средняя свободная длина пробега заряженных частиц; δ — коэффициент аккомодации;

2) нарушением ионизационного равновесия, определяемым рекомбинационной длиной L_r , на

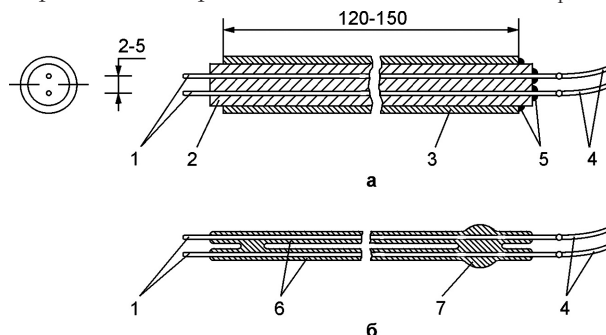


Рис.2. Конструкция двойных зондов для работы в металлической (а) и стеклянной (б) установках: 1 — зонды; 2 — керамический изолятор; 3 — металлическая трубка; 4 — гибкие выводы; 5 — места склеивания; 6 — изолятор из стекла; 7 — «бусинка» для вваривания зондов в стеклянную стенку.

которой скорость изменения концентрации заряженных частиц в процессе амбиполярной диффузии сравнима со скоростями ионизации или рекомбинации (вблизи ЛТР эти скорости существенно не различаются):

$$L_T = (D_{ia}/\alpha N_e^2)^{1/2}, \quad (12)$$

где D_{ia} — коэффициент диффузии ионов в атомах; α — коэффициент рекомбинации;

3) протяженностью ленгмюровского слоя L_0 , определяемого радиусом Дебая L_d в таком масштабе:

$$L_0 = L_d [e U_p / (k T_e)]^{3/4}. \quad (13)$$

На рис.3 схематически представлены структура пристеночного слоя и соответствующие характерные длины. Вызывающий на первый взгляд некоторое удивление характер распре-

ления $T_e(r) \approx \text{const}$ в пристеночной области обусловлен тем, что источником электронов для ее заполнения является преимущественно область основного электрического разряда, генерирующего плазму (со стенки электроны в эту область не поступают — здесь они рекомбинируют). Диффундируя к стенке, электроны не успевают существенно охладиться: вследствие значительного различия их масс m_e и тяжелой компоненты M_h коэффициент accommodations δ , определяющий уровень обмена энергией частиц при единичном столкновении, составляет ничтожную величину $\delta \sim 2 m_e / M_h \sim 2,7 \cdot 10^{-4}$ для Ne и $\delta \sim 2,7 \cdot 10^{-5}$ для Ag.

Для описанных выше исследований пристеночных и прикатодных слоев в плазме электрической дуги в Ag при атмосферном давлении ($T_e = T_h = 10000$ К, $N_e \sim N_i \sim N_a \sim 10^{17}$ см $^{-3}$) имеет место такое соотношение характерных длин:

$$L_0 \ll \lambda_{ia} \ll L_e \ll L_T. \quad (14)$$

Несмотря на то, что здесь фигурирует довольно большое количество параметров, определение свойств плазмы в слое относительно несложно вследствие значительного различия между ними.

В работе [8] развита теория ионизационного слоя между плазмой, находящейся в ионизационном равновесии, и слоем объемного заряда у поверхности катода или стенки. Она позволила определить ионный поток на поверхность в широкой области условий в плазме в допущении постоянства температур электронов и тяжелой компоненты, которые считались заданными величинами и соотношение которых $\beta_T = T_e / T_h$ составляло от 2 до 10. Критическим параметром, определяющим характер решения, является отношение характерной длины рекомбинации L_T к средней длине свободного пробега λ_{ia} в ион-атомных столкновениях:

$$\alpha_L = L_T / \lambda_{ia}. \quad (15)$$

При этом для безразмерного параметра f_w , характеризующего ионный поток на стенку

$$J_i = N_e^* v_s f_w, \quad (16)$$

где v_s — характерная скорость ионов массой M_i ,

$$v_s = [k (T + T_e) / M_i]^{1/2},$$

получено соотношение, которое удобно аппроксимировать простейшей формулой:

$$f_w = 0,8 / (2 + \alpha_L). \quad (17)$$

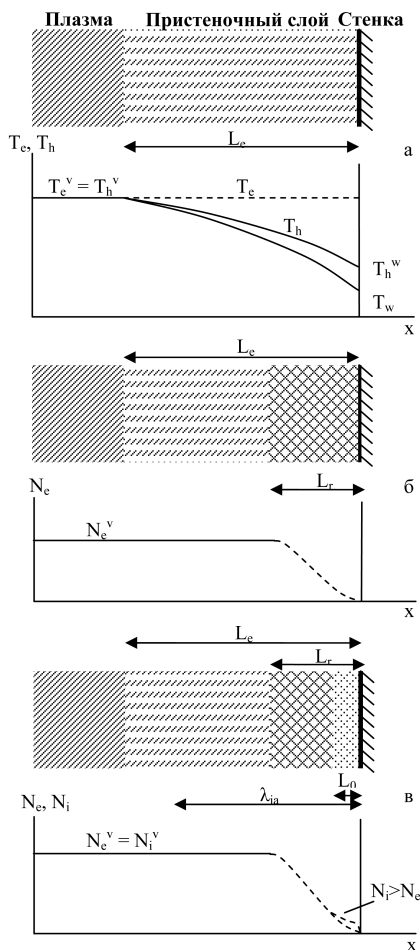


Рис.3. Графическое представление структуры пристеночного слоя в плотной плазме и соответствующих характерных длин, представляющих его параметры (по мере детализации задачи): релаксации энергии электронов (а), нарушения ионизационного равновесия (б) и ленгмюровского слоя (в).

Базовые характерные длины для пристеночных слоев в условиях нашего эксперимента определены на основе результатов спектроскопических исследований изменений $N_e(t)$ и $T_e(t)$ для невозмущенного объема плазмы [18]; они представлены в таблице.

Параметры пристеночного слоя в Ar и He плазме

Параметр	Ar ($p_0 = 70$ Па)	He ($p_0 = 330$ Па)
$T_e = T_h$	1,3 эВ	3,5–2,5 эВ
N_e	$10^{16}–10^{15}$ см $^{-3}$	$2 \cdot 10^{16}–10^{15}$ см $^{-3}$
λ_{ia}	$6,5 \cdot 10^{-3}$ см	$1,85 \cdot 10^{-3}$ см
L_0	$1,2 \cdot 10^{-5}$ см	$1,5 \cdot 10^{-5}$ см
L_e	0,2–1,9 см	0,2–2,1 см
L_r	$(0,8–2,4) \cdot 10^{-1}$ см	0,17–7,6 см

Из нее следует, что иерархия характерных длин для пристеночных слоев в наших условиях имеет такой вид:

$$L_0 \ll \lambda_{ia} \ll L_e \sim L_r. \quad (18)$$

Толщина пристеночного слоя в целом определяется наибольшим из параметров в соотношении (18). Если какой-либо из них превышает характерный размер плазмы R , то релаксация пристеночных возмущений ограничивается самой большой из длин, которая еще укладывается в пределах R [7]. В отличие от работ [10–14] (см. неравенство (14)) у нас в условиях относительно небольшого давления в плазме две характерные длины L_e и L_r сравнимы между собой, что значительно усложняет анализ результатов измерений. В частности, вследствие различия температур T_e и T_h в соотношениях, где фигурируют коэффициенты диффузии, нужно вместо D_{ia} использовать коэффициент амбиполярной диффузии:

$$D_a = D_{ia} (1 + T_e/T_h). \quad (19)$$

При этом T_h изменяется фактически поперек всего пристеночного слоя от $T_h^0 = T_e$ в глубине плазмы до значения $T_h^w < T_e$ возле стенки.

Уже из первых оценок L_r , представленных в таблице, следует, что по крайней мере в начале распада плазмы ширина области $L_D = \max(L_e, L_r)$ существенного влияния рекомбинации на стенке не превышает 1 мм; для основного объема плазмы влияние пристеночных процессов недостижимо. Кроме того, в процессе распада плазмы масштабы L_e и R становятся сопоставимыми, что свидетельствует о возможности отрыва температур T_e и T_h .

Длины L_r , L_e и λ_{ia} , представленные в таблице, определены для невозмущенной плазмы. Поскольку они имеют сложную функцио-

нальную зависимость от ее параметров, то возможно их взаимовлияние в области возмущения. При этом зона наибольшего сопротивления по отношению к диффузионному потоку может сформироваться в относительно узкой пространственной области. Для уточнения этого обстоятельства целесообразно оценить изменение поперек слоя определяющего параметра $\alpha_L = f(L_r, \lambda_{ia})$ согласно (15) в крайних точках пространственной области $0 < x < \max(L_e, L_r)$. Оценки на основании условия постоянства давления плазмы вдоль радиуса

$$(N_{a0} + 2 N_{e0}) T_{e0} = (N_{aw} + N_{e0}) T_w + N_{e0} T_{e0} \quad (20)$$

в стандартном допущении $T_h^0 = T_e$ в основном объеме плазмы и $T_h^w = T_w$ возле стенки с температурой $T_w = 300$ К при температуре электронов $T_e = 1,3$ эВ в аргоновой плазме дают следующее значение отношений этих параметров для пристеночной (индекс w) и невозмущенной (индекс 0) областей: $\alpha_{Lw}/\alpha_{L0} \sim 20$. Это означает, что само определение масштабов L_e и L_r требует интегрирования вдоль нормали к стенке, причем их реальные значения L_e^* и L_r^* меньше тех, которые определены по параметрам невозмущенной плазмы, а $L_r^* > L_e^*$. Однако их реальная оценка усложняется также неравновесностью процессов в пристеночной плазме. Дополнительная неоднозначность может состоять также в существенном превышении T_h^w возле стенки над самой температурой стенки T_w [25, 26].

В любом случае в соответствии с формулой (17) пристеночный слой в электродуговой плазме выполняет защитную функцию, эффективно предотвращая потери заряженных частиц и, следовательно, энергетические потери на стенке по отношению к характерному значению хаотического потока частиц в ее невозмущенном объеме.

Призондовая область плотной плазмы. В такой плазме реализуется диффузионный режим работы зонда. Применительно к цилиндрическому зонду в плотной щелочной плазме задача рассмотрена в работах [11, 12]. При этом в отсутствие существенной разности температур между зондом и плазмой слой, связанный с релаксацией температуры, не рассматривался. В случае, когда толщина диффузионного слоя, определяемая характерной длиной ионизации, сравнима или превышает радиус зонда, в выражении для плотности ионного тока насыщения появляется геометрический фактор:

$$j_i(R_p) = 2 e N_e D_i F(\gamma_N, \rho) / L_i,$$

где $F(\gamma_N, \rho)$ – функция, слабо зависящая от степени ионизации плазмы γ_N как от параметра (здесь $\rho = R_p/L_i$).

В соответствии с характером изменения функции $F(\gamma_N, \rho)$ реализуются два крайних случая. Если $\rho > 1$ (или $L_i < R_p$), то $F = 1$, а при $\rho \ll 1$ (то есть для низких T_e) функция $F(\gamma_N, \rho)$ выходит на асимптотику:

$$F(\gamma_N, \rho) = [\rho \ln(1,63/\rho)]^{-1}. \quad (21)$$

Характер экспериментальных данных свидетельствует, что в наших исследованиях постоянно реализуется последний из перечисленных случаев, когда ток на зонд очень слабо, логарифмически, зависит от L_i :

$$j_i = 2 e N_e v_I \lambda_{ia} / [3 R_p \ln(1,63 L_i/R_p)]. \quad (22)$$

Для $L_i/R_p = 8,8$ это выражение принимает простой вид:

$$j_i = (1/4) e N_e v_I \lambda_{ia} / R_p, \quad (23)$$

то есть отличается на множитель λ_{ia}/R_p от (6) для зонда Ленгмюра. Вследствие логарифмической зависимости от L_i соотношение (23) остается приблизительно справедливым в широкой области значений $L_i/R_p \gg 1$.

Ионный ток на цилиндрический зонд.

Из представленной выше иерархии характерных длин и характера постоянно наблюдаемых экспериментальных данных следует, что плотность ионного тока насыщения на зонд очень слабо, логарифмически, зависит от L_i и описывается в конечном итоге соотношением (23), отличаясь на множитель λ_{ia}/R_p относительно ленгмюровского зонда.

Отсюда вытекают два замечательные свойства зонда в плотной плазме. Во-первых, согласно (23), величина $I_i \sim 2 \pi R_p j_i$ ионного тока насыщения на цилиндрический зонд является независимой от его радиуса R_p (точнее, в соответствии с (22) реализуется логарифмическая зависимость). Иными словами, количество зарядов, собираемых зондом из цилиндрического слоя радиусом $L_i \gg R_p$, практически не зависит от R_p . Это позволяет непосредственно идентифицировать режим работы зонда, используя двойные зонды разных диаметров и сопоставляя их токи насыщения. Именно такая проверка свидетельствовала во всех случаях о справедливости в наших условиях асимптотики (21) и вытекающих из нее соотношений.

Во-вторых, плотность ионного тока на зонд непосредственно зависит от степени ионизации

плазмы. Это следует из подстановки соотношения для λ_{ia} в выражение (21):

$$j_i \sim N_e/N = \gamma_N. \quad (24)$$

Это является важным для диагностики плазмы в режиме расширения.

Факт отсутствия зависимости ионного тока на зонд от его радиуса иллюстрирует рис.4. Это объясняется тем, что в обсуждаемом режиме работы зонда отбор ионов из плазмы осуществляется не поверхностью зонда, а внешней поверхностью области диффузионного возмущения плазмы зондом $L_D \gg R_p$. Однако эта особенность не является исключительно свойственной только для плотной сильноионизированной плазмы. Подобная ситуация имеет место также и для зонда в слабоионизированной гелиевой плазме, однако не слишком низких давлений (65 Па). При этом длина свободного пробега ионов $\lambda_i \ll R_p$, и для описания их дрейфа на зонд также справедливо гидродинамическое описание (одновременно для электронов $\lambda_e \gg R_p$). Эта особенность использована для компенсации влияния ионной составляющей при измерении электронного тока на зонд с применением соответствующих схемных решений [27].

Характерный вид зондовой характеристики в плотной плазме представлен на рис.5 на примере аргоновой плазмы при начальном давлении $p_0 = 280$ Па. Двойные зонды изготавливались из молибденовой проволоки радиусом $R_p = 0,2$ мм; расстояние между зондами – 4 мм; рабочая часть каждого из них $l_p = 2$ мм. Зондовая характеристика фиксирует четко выраженные ионные токи насыщения I_i ; особенностью ее переходной части является несколько заниженное значение температуры, определенное согласно (5) по сравнению с ее значением в ос-

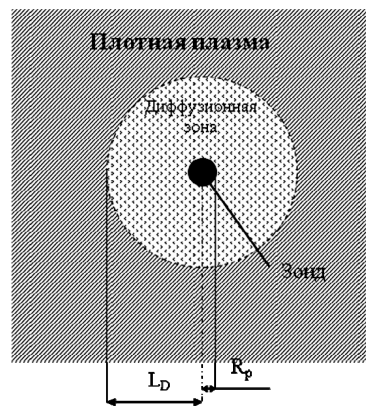


Рис.4. Схематическое представление условий работы электрического зонда радиусом R_p в плотной плазме: отбор зарядов из невозмущенной плазмы происходит на внешней границе диффузионной зоны $L_D > R_p$.

новном объеме плазмы. Это непосредственно свидетельствует об охлаждении электронов в процессе их диффузии к поверхности зонда. Например, по данным рис.5, эта температура составляет 0,95 эВ (по сравнению с температурой в объеме 1,2 эВ).

Как правило, ионные токи насыщения измерялись при напряжении между зондами $U_p = 15$ В. При $U_p > 25$ В зонды теряли измерительные свойства: вероятно, между ними на протяжении рабочего цикла ЭУТ возникал электрический разряд, собственные параметры которого определяли ток в зондовой цепи.

Используя данные таблицы, нетрудно показать, что при давлении $p_0 = 280$ Па фактор ослабления ионного тока насыщения на зонд (λ_{ia}/R_p) по отношению к классическому ленгмюровскому зонду составляет $8 \cdot 10^{-2}$ для аргоновой плазмы и $9 \cdot 10^{-2}$ для гелиевой плазмы. Таким образом, для использованных зондов ток силой 1 А соответствует $N_e = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при $T_e = 1,3$ эВ в Ag и $N_e = 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при $T_e = 3$ эВ в He. Эти данные согласуются с результатами спектроскопических исследований [18].

В целом зонды адекватно отражают картину физических процессов в ЭУТ, а теоретические принципы, определяющие их функционирование, могут быть привлечены для анализа плазменных процессов в дугах. Определяющим для этой работы является вывод, согласно (17), относительно ограничения пристеночным слоем плазмы диффузионного потока заряженных частиц фактором $\alpha_L^{-1} \sim \lambda_{ia}/L_r$ (у нас $\alpha_L > 1$).

Поскольку в наших условиях можно принять L_r порядка характерного размера плазмы $R = 0,8$ см (причем в процессе релаксации плазмы эта оценка становится все более справедливой), то фактор ослабления диффузионного потока составляет $\alpha_L^{-1} \approx 2 \cdot 10^{-2}$.

Особенности теплопередачи в пристеночном слое. Специального обсуждения требует обстоятельство, связанное с ожидаемым

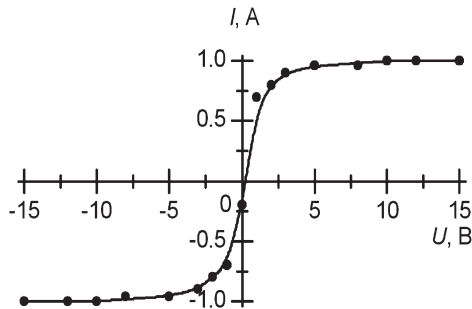


Рис.5. Вид зондовой характеристики в аргоновой плазме в ЭУТ при начальном давлении $p_0 = 280$ Па в момент времени через 8 мкс после начала разрядного импульса.

изменением самого параметра α_L вдоль нормали к пристеночному слою. Выше с использованием соотношения (20) было показано, что его величина в пределах слоя возрастает в 20 раз при приближении к поверхности стенки. Соответственно должно возрастать его ослабляющее воздействие на плотность диффузионного потока заряженных частиц на стенку. Указанная оценка выполнена в предположении отсутствия изменений N_e . Возможный спад N_e возле стенки должен дополнительно способствовать заключению о значительном возрастании α_L в этой области слоя. На первый взгляд, это лишь усиливает изложенные выше объяснения результатов, полученных в предыдущем пункте, относительно ослабления диффузионного потока заряженных частиц на стенку.

Результаты зондовых исследований налагают определенные предостережения относительно таких выводов. Для составляющих этого параметра справедливы соотношения $L_r \sim T_h^{1/4}$ и $\lambda_{ia} \sim T_h$. Таким образом, при соотношениях температур T_{e0}/T_w от 50 до 100, которые в формуле (20) идентифицированы с соответствующими значениями температур тяжелой компоненты T_h , возле поверхности зонда уменьшаются также значения L_r^w и λ_{ia}^w . Отсюда следуют два предостережения.

1. Для используемых в этой работе зондов диаметром 0,05–0,5 мм всегда выполняется соотношение (22), условием которого является $\rho = R_p/L_i \ll 1$, о практической независимости ионного тока на зонд от его радиуса. Используя данные таблицы, этот экспериментальный факт трудно объяснить даже в допущении уменьшения $L_r \sim L_i$ в 3 раза.

2. В случае значительного уменьшения величины λ_{ia} пересчет ионных токов к концентрации плазмы на основе формулы (23) дает нефизические значения, которых нельзя достичь даже при $N_e/N_a \sim 1$.

Проблема заключается в том, что в исследованиях приэлектродных слоев величина T_h^w возле стенки принимается равной температуре стенки T_w . При соотношении T_{e0}/T_w от 50 до 100 из (20) вытекает сходный результат и для соотношения N_{aw}/N_{a0} с соответствующим влиянием на значения L_r и λ_{ia} . Корнем проблемы является слишком низкое значение температуры тяжелой компоненты плазмы в этом допущении. В связи с этим целесообразно воспользоваться подходом к проблеме, изложенным в работе [26]. Здесь граничное условие для определения температуры тяжелой компоненты возле электрода T_h^w определяется из условия обеспечения замыкания теплового потока из объема

плазмы на электрод хаотическим потоком нейтральной компоненты и ионным током из пристеночного слоя:

$$\kappa_a dT_h/dx = (a_a N_a v_a/4 + a_i j_i/e) \cdot 2 k (T_h^w - T_w), \quad (25)$$

где a_a , a_i — коэффициенты аккомодации кинетической энергии атомов и ионов на поверхности электрода [28]; κ_a — коэффициент атомной теплопроводности, имеющий такую температурную зависимость для Ag [29]:

$$\kappa_a = 2,4 \cdot 10^{-6} T^{3/4} \text{ Вт}/(\text{см} \cdot \text{К}). \quad (26)$$

Условие (25) является обобщением по отношению к допущению $T_h^w = T_w$ на случай значительных тепловых потоков на электрод.

Для оценки T_h в объеме и T_h^w возле стенки можно воспользоваться условием баланса тепловых потоков в последовательной цепочке теплопередачи от электронов через тяжелую компоненту плазмы на стенку:

$$N_e \pi R^2 v \delta (T_e - T_h) = 2 \pi R \kappa_a \times (T_h - T_h^w)/L_e = 2 \pi R (a_a N_a v_a/4 + a_i j_i/e) 2 k (T_h^w - T_w), \quad (27)$$

где v — частота столкновений электронов с тяжелой компонентой, $v = v_e/\lambda_{ei}$; δ — введенный выше коэффициент аккомодации.

Из этой системы уравнений нетрудно определить искомые температуры:

$$T_h = [T_w r_v + T_e (r_L + r_w)] / (r_v + r_L + r_w); \quad (28)$$

$$T_h^w = [T_e r_w + T_w (r_L + r_v)] / (r_v + r_L + r_w), \quad (29)$$

где

$$r_v = (N_e \pi R^2 v \delta)^{-1}; \quad (30)$$

$$r_L = (2 \pi R \kappa_a / L_e)^{-1}; \quad (31)$$

$$r_w = [\pi R (a_a N_a v_a/4 + a_i j_i/e) k]^{-1}. \quad (32)$$

Их можно трактовать как сопротивления теплопередачи: объемное от электронов к тяжелой компоненте, пристеночного слоя и контакта «плазма — стенка» соответственно. Зависимость этих компонент от параметров плазмы Ag при начальном давлении $p_0 = 70$ Па представлена на рис.6.

При определении сопротивления теплопередачи контакта «плазма — стенка» r_w можно пренебречь вкладом ионного тока. Это вытекает из соотношений (16) и (17), которые определяют защитную роль пристеночного слоя относи-

тельно потерь заряженных частиц на стенках. Определенные трудности возникают в связи с оценкой коэффициента аккомодации атомов на поверхности a_a : согласно [28], она составляет около 0,1 при адсорбции атома аргона на поверхности вольфрама, возрастая до $a_a = 1$, если передача энергии осуществляется другому, предварительно адсорбированному, атому. Таким образом, зона возможного изменения r_w на рис.6 лежит между прямыми 3 и 3'.

Другая возможная составляющая существенных тепловых потерь, связанных с влиянием стенки, — ионизация части десорбированных со стенки атомов. Она требует значительных затрат энергии порядка потенциала ионизации E_i (для аргона — 13,7 эВ). Однако можно ожидать, что тут основной вклад в ионизацию вносит перенос резонансного излучения из основного объема плазмы. Этот эффект детально

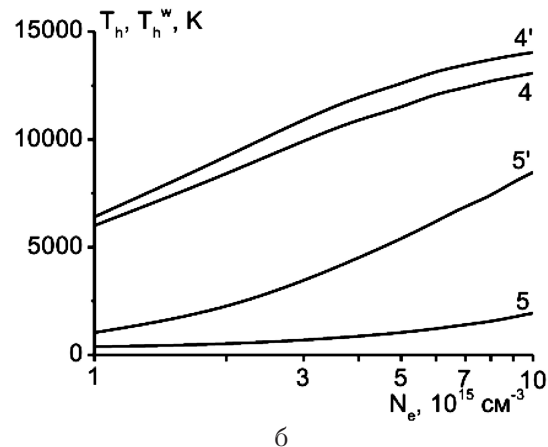
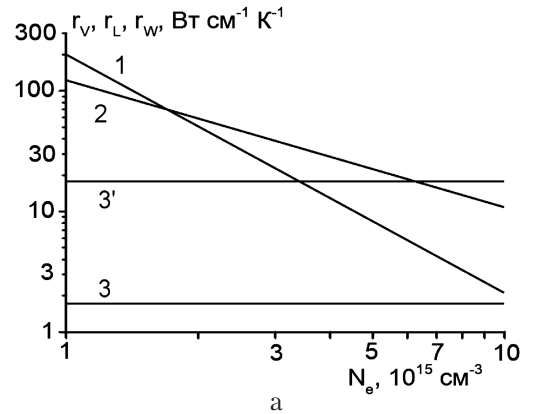


Рис.6. Зависимость концентрации электронов составляющих сопротивления теплопередачи от электронов плазмы на стенку в плазме аргона при начальном давлении $p_0 = 70$ Па: объемное от электронов к тяжелой компоненте r_v (1), пристеночного слоя r_L (2) и контакта «плазма — стенка» r_w в допущениях $a_a = 1$ (3) и $a_a = 0,1$ (3'); $R = 0,8$ см, $N_a = 1,7 \cdot 10^{16}$ см⁻³, $T_h \approx T_e = 1,3$ эВ (а) и оценочный расчет температур тяжелой компоненты плазмы в объеме T_h (кривые 4, 4') и возле стенки T_h^w (кривые 5, 5') в допущениях $a_a = 1$ (4, 5) и $a_a = 0,1$ (4', 5') (б).

изучался нами в свободно горящих электрических дугах в парах меди [3–6]. Нет оснований считать его несущественным в условиях этого эксперимента. Результаты работы [27], в которой обнаружена значительная неравновесная заселенность резонансного уровня в прикатодной области ксеноновой плазмы, свидетельствуют в пользу такого допущения. В этом случае основные энергетические затраты на ионизацию атомов в пристеночном слое обеспечивает резонансное излучение плазмы; на долю тепловых процессов приходится разность $E_i - E_r$ (здесь E_r — энергия резонансного уровня, $E_r = 11,6$ эВ). Эта разность составляет около $2 k T$, что в условиях $N_i \ll N_a$ не является проблематичным.

Температурные перепады пропорциональны соответствующим сопротивлениям теплопередачи. Отсюда следует, что определяющей для характера тепловых потерь из объема плазмы является составляющая сопротивления пристеночного слоя γ_L , которая почти во всем диапазоне N_e , представленном на рис.6, преобладает над сопротивлением объемной передачи тепла от электронов к тяжелой компоненте γ_v ; лишь в начале отмеченного диапазона их соотношение меняется на обратное. Относительно большое сопротивление теплотерям за счет γ_L в плотной плазме качественно объясняет существенно более медленный распад плазмы по сравнению с диффузионным разрядом, имеющим изначально гораздо больший радиальный размер [23].

С учетом уравнения (25) и данных рис.6 можно показать, что в начальной стадии распада при $N_e \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ значение T_h^w лежит в диапазоне от 8480 К ($a_a = 0,1$) до 1940 К ($a_a = 1$) и существенно превышает температуру стенки $T_w = 300$ К. Еще более весомым фактор разницы температур T_h^w и T_w может быть при возрастании концентрации электронов до значений $N_e \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, типичных для электрической дуги при атмосферном давлении. Таким образом, стандартное допущение относительно равенства температуры тяжелой компоненты возле стенки температуре самой стенки, присущее практически всем теоретическим работам по этому вопросу, требует внимательного анализа. Наоборот, при возрастании N_e температура тяжелой компоненты плазмы в объеме T_h постепенно приближается к электронной T_e , однако остается заметно ниже ее.

Геометрический фактор в случае цилиндрического зонда должен усилить упомянутый эффект. В этом случае возможно аналитическое решение уравнения теплопроводности

$$r^{-1}(d/dr)[r \kappa_a(dT_h/dr)] = 0 \quad (33)$$

с граничными условиями на поверхности зонда (25) и на границе L теплового слоя в виде $T_h(r=L) = T_e$. В качестве L могут быть приняты L_e или длина зонда l_p , учитывая, что именно на расстоянии l_p от цилиндрической поверхности зонда геометрия задачи перестает быть цилиндрической, вырождаясь в сферическую. Можно показать, что в этом случае основные параметры задачи связаны соотношением

$$1 - (T_p/T_h^w) = [(T_e/T_h^w)^{7/4} - 1] / [A R_p \ln(l_p/R_p^0)], \quad (34)$$

где $A \sim k a_a N_a v_a / \kappa_a$.

Вследствие нелинейности задачу не удастся свести к влиянию теплосопровитлений. Однако основные закономерности ее решения относительно T_h^w можно проследить на рис.7, где отдельно построены графики левой и правой частей уравнения (34); точки их пересечения определяют решение. Здесь принята температура зонда $T_p = 1000$ К, что вытекает из оценки его нагревания импульсом ионного тока ~ 10 А при напряжении ~ 15 В и длительности ~ 10 мкс.

Температура тяжелой компоненты в призондовом слое существенно не отличается от объемной, а определяющим относительно ее величины здесь является коэффициент аккомодации a_a . Не исключено, что именно влиянием изменения этого фактора обусловлена необходимость регулярной очистки поверхности зонда между разрядами в ЭУТ. Если разряд становится причиной относительно устойчивого покрытия поверхности зонда адсорбированными частицами, то вследствие возрастания коэффициента аккомодации a_a должна снижаться температура тяжелой компоненты призондового слоя (см. рис.7); это соответствует росту N_a , уменьшению длины пробега λ_{ia} и в связи с этим

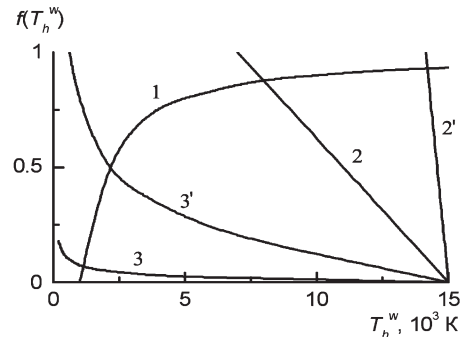


Рис.7. Графики, иллюстрирующие особенности определения температуры тяжелой компоненты плазмы T_h^w возле поверхности цилиндрического зонда согласно уравнению (34): левой части уравнения при $T_p = 1000$ К (кривая 1) и правой — при $T_e = 15000$ К, $N_a = f(T_h^w)$; $R_p = 0,02$ (2 и 2') и $R_p = 1$ см (3 и 3'); $a_a = 1$ (2 и 3) и $a_a = 0,1$ (2' и 3').

уменьшению величины ионного тока на зонд согласно (23). Именно такая закономерность устойчиво наблюдалась в эксперименте при отсутствии очистки зонда.

Кривые 3 и 3' (см. рис.7) построены для нефизически больших значений диаметра зонда $R_p = 1$ см с целью изучения роли геометрического фактора. Точки их пересечения с кривой 1 моделируют ситуацию относительно температуры T_h^w возле плоской стенки. Можно заключить, что разница температур T_h^w и T_p в этом случае является намного меньшей, чем в случае цилиндрической геометрии.

Выводы

Минимизация потерь энергии электрической дугой и равновесные свойства ее плазмы, которые являются взаимосвязанными факторами, в основном определяются свойствами пристеночных слоев.

Для изучения особенностей пристеночных слоев целесообразно применять электрические зонды с использованием выводов, вытекающих из теории зондов в плотной плазме.

На основе экспериментальных данных показано, что стандартное допущение относительно равенства температуры тяжелой компоненты возле стенки температуре самой стенки в условиях призондового слоя не выполняется. Это расхождение тем больше, чем больше тепловой поток на стенку. Определяющим фактором на уровень температуры тяжелой компоненты в пристеночном слое плазмы является также коэффициент accommodation частиц на поверхности стенки.

Для описания электродуговой плазмы подобных параметров целесообразно использовать двухтемпературную модель с использованием граничного условия для атомарной компоненты, исходя из условия обеспечения замыкания теплового потока из объема плазмы на стенку, то есть для dT_h/dr .

Работа выполнена при поддержке Государственного агентства по вопросам науки, инноваций и информатизации Украины (проект М/297-2012). Авторы выражают признательность сотруднику Государственной морской академии им. адмирала С.О.Макарова (Санкт-Петербург, Россия) Горбунову Н.А. за предоставленные материалы.

Список литературы

1. Жовтянский В.А., Петров С.В., Колесник В.В. и др. Конверсия углеродсодержащего сырья с применением плазменных технологий // Энерготехнологии и ресурсосбережение. — 2012. — № 5. — С. 15–32.
2. Жовтянский В.А. Электрическая дуга — основа теплотехнических применений плазмы. Часть I. Общие свойства электродуговой плазмы и особенности процессов теплопереноса // Пром. теплотехника. — 2007. — Т. 29, № 4. — С. 13–22.
3. Жовтянский В.А., Колесникова Э.П., Назаренко В.Г. Зондовая диагностика плотной электродуговой плазмы // Сб. тез. докл. Междунар. науч.-техн. конф. «Энергоэффективность-2012» (Санкт-Петербург, РФ, 29 мая — 1 июня 2012 г.). — СПб.: Ин-т электрофизики и электроэнергетики РАН, 2012. — С. 53–55.
4. Жовтянский В.А., Лелюх Ю.И., Ткаченко Я.В. Неравновесность плазмы, обусловленная переносом излучения, и ее учет в оптической диагностике плазмы // Там же. — С. 10–15.
5. Жовтянский В.А., Лелюх Ю.И., Ткаченко Я.В. Вплив перенесення випромінювання на відхилення від рівноважного стану щільної электродугової плазми: Критеріальний підхід // Укр. фіз. журн. — 2012. — Т. 57, № 3. — С. 311–321.
6. Жовтянский В.А. Неравновесность плотной электродуговой плазмы, обусловленная переносом резонансного излучения // Изв. вузов. Химия и хим. технологии. — 2012. — Т. 55. — Вып 3. — С. 4–12.
7. Зимин А.М., Назаренко И.П., Паневин И.Г., Хвесюк В.И. Математическое моделирование катодных процессов. — Новосибирск: ВО «Наука», 1993. — 194 с. — (Т. 11. Низкотемпературная плазма).
8. Benilov M.S. The ion flux from a thermal plasma to a surface // J. Phys. D: Appl. Phys. — 1995. — Vol. 28. — P. 286–294.
9. Lowke J.J. A unified theory of arcs and their electrodes // XXIII Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases: Invited Papers, Toulouse (France), 1997. — Toulouse, 1997. — P. 283–294.
10. Бакшт Ф.Г., Юрьев В.Г. Приэлектродные явления в низкотемпературной плазме // Журн. техн. физики. — 1979. — Т. 49, № 5. — С. 905–944.
11. Бакшт Ф.Г. К теории зондов в сильноионизированной плазме // Там же. — 1973. — Т. 43, № 4. — С. 214–217.
12. Бакшт Ф.Г., Дюжев Г.А., Митрофанов Н.К. и др. Зондовые измерения в низкотемпературной плазме при высоких степенях ионизации // Там же. — Т. 43, № 12. — С. 2574–2583.
13. Бакшт Ф.Г., Рыбаков А.Б. К теории зонда в сильноионизированной плазме высокого давления // Там же. — 1997. — Т. 67, № 12. — С. 16–20.
14. Бакшт Ф.Г., Митрофанов Н.К., Рыбаков А.Б., Школьник С.М. Зондовая диагностика сильноионизированной плазмы инертных газов при атмосферном давлении // Там же. — 1998. — Т. 68, № 6. — С. 51–55.
15. Жовтянский В.А., Левченко Ю.Н. Генератор импульсных токов для питания электрической ударной трубки // Приборы и техн. эксперим. — 1978. — № 6. — С. 76–79.
16. Минько Л.Я. Получение и исследование импульсных плазменных потоков. — Минск: Наука и техника, 1970. — 154 с.

17. Чутов Ю.И., Жовтянский В.А. К вопросу о возможности получения ионизирующих взрывных волн при помощи импульсного электрического разряда // Журн. техн. физики. — 1975. — Т. 45, № 6. — С. 1221–1224.
18. Жовтянский В.А. Основные закономерности распада плотной газоразрядной плазмы инертных газов в режиме расширения. Ч. 1. Динамика ионизационного состояния плазмы и критерий комбинационной неравновесности. Экспериментальные исследования распада аргоновой плазмы // Там же. — 2009. — Т. 79, № 5. — С. 33–41.
19. Langmuir I., Blodgett K.B. Currents Limited by Space Charge between Concentric Spheres // Phys. Rev. — 1924. — Vol. 23. — P. 49–59.
20. Mott-Smith H.M., Langmuir I. The Theory of Collectors in Gaseous Discharge // Ibid. — 1926. — Vol. 28. — P. 727–763.
21. Козлов О.В. Электрический зонд в плазме. — М.: Атомиздат, 1969. — 292 с.
22. Чан П., Тэлбот Л., Турян К. Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме. — М.: Мир, 1978. — 202 с.
23. Жовтянский В.А. Физические свойства плотной низкотемпературной неоднородной плазмы: Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук. — Киев, 1999. — 30 с.
24. Жовтянский В.А., Кевлич В.В., Кочетков В.И. Проверка применимости диффузионного зонда для диагностики плотной плазмы инертных газов // Тр. Межгос. конф. «Физика и техника плазмы» (Минск, Беларусь, 13–15 сент. 1994 г.). — Минск, 1974. — Т. 1. — С. 379–382.
25. Розовский Е.И. Исследование прикатодных процессов в дугowych источниках света и разработка методики расчета конструктивных параметров катодов ксеноновых ламп сверхвысокого давления: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. — М., 1983. — 21 с.
26. Розовский Е.И., Решенов С.П. Теоретическое исследование прикатодной области диффузии в дуговом разряде высокого давления // Труды МЭИ. — 1979. — Вып. 401. — С. 55–60.
27. Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А., Хромов Н.А. Исключение влияния ионного тока при измерении зондовым методом функции распределения электронов по энергиям в плазме // Теплофизика высоких температур. — 1991. — Т. 29, № 3. — С. 436–443.
28. Каминский М. Атомные и ионные столкновения на поверхности металла. — М.: Мир, 1967. — 506 с.
29. Физика и техника низкотемпературной плазмы / Под ред. С.В.Дресвина. — М.: Атомиздат, 1972. — 352 с.

Поступила в редакцию 20.07.12

**Zhovtyansky V.A.¹, Kolesnikova E.P.²,
Lelyukh Yu.I.¹, Goncharuk Yu.A.²**

¹ *The Gas Institute of NASU, Kyiv*

² *National Technical University of Ukraine «KPI», Kiev*

The Features of Heat and Mass Transfer in Near-Wall Region of Dense Plasma : Investigations by Electrical Probes

It is displayed that for transfer processes investigation in near-wall region of dense electric arc plasma it is advisable the electrical probes application taking into consideration the conclusions as an effect of dense plasma probes theory. In contrast to the well-known methods of plasma study by Langmuir conditions, the behavior of the probes in proposed application is determined by diffusion processes and the measurements result characterizes the boundary layer integral properties. It is exhibited that standard assumption of the equality of plasma heavy component temperature at near-wall region to itself wall temperature may not be realized. The discrepancy is the greater, than greater is the heat flux to the wall. The particles accommodation coefficient on wall surface is determinative relatively to the heavy component temperature in plasma boundary layer.

Key words: electric arc, dense plasma, transfer processes, ambipolar diffusion, the electric probe, double probes, the nonequilibrium plasma.

Received July 20, 2012