

ПЛАЗМА ВАКУУМНОЙ ДУГИ В ПРИСУТСТВИЕ ГАЗА В РАЗРЯДНОМ ПРОМЕЖУТКЕ

В.М. Хороших

*Институт физики твердого тела, материаловедения и технологий ННЦ ХФТИ
(Харьков)*

Украина

Поступила в редакцию 30.03.2005

Приведены результаты исследований взаимодействия плазменных потоков с газовой мишенью. Установлено, что на параметры этих потоков заметное влияние могут оказывать: (1) изменения свойств катодной поверхности плазмы. Исследованы радиальные потоки частиц. Обнаружено высокое содержание газовых ионов, возникающих в процессе перезарядки частиц плазмы катодного материала на газовой мишени. Изучены анодные явления.

ВВЕДЕНИЕ

Важнейшей областью применения стационарного дугового разряда низкого давления является его использование для получения покрытий [1, 2], в частности покрытий на основе химических соединений (карбидов, нитридов, окислов и т. п.). В связи с тем, что характер и эффективность плазмохимических реакций в процессе синтеза покрытий данным методом в значительной мере определяется параметрами конденсируемого плазменного потока, получение данных об этих параметрах в присутствии реакционных газов следует рассматривать как один из важных этапов построения физической картины процесса синтеза. В предыдущих исследованиях вакуумной дуги, горящей в присутствии газа [3, 4], анализировались потоки частиц, движущихся вдоль оси разряда. При получении и интерпретации данных не учитывалось, что на параметры этих потоков заметное влияние могут оказывать:

- изменения свойств катодной поверхности (например, вследствие образования на ней соединений материала катода с газом;
- (2) различный характер деформации угловых распределений потоков ионов с различной кратностью заряда [5].

Кроме того, неизученными являются радиальные плазменные потоки, характер и механизм изменения электронной температуры в присутствии газа, а также процессы горения дуги при давлениях газа порядка нескольких десятков Па. Ранее этот режим считался аварийным в связи с резким и непонятным из-

менением характера горения разряда, иногда действительно приводящим к аварийным ситуациям в источниках плазмы. Как будет показано ниже, определяющую роль в этом процессе играют анодные процессы, связанные с возникновением в плазме неустойчивости ионно-звукового типа.

В настоящей работе приведены результаты экспериментов, позволяющих оценить роль этих эффектов в изменениях характеристик плазмы, которые наблюдаются при напуске газа в разрядное пространство.

ВЛИЯНИЕ ГАЗА НА ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТОКОВ ЭРОЗИОННОЙ ПЛАЗМЫ СТАЦИОНАРНОГО ДУГОВОГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

Условия эксперимента. Эксперименты проводили на установке с источником плазмы с автостабилизацией катодного пятна. Возможность изучения параметров частиц, движущихся под различными углами к оси разряда обеспечивалась специальной конструкцией катодного узла, обеспечивающей возможность изменять ориентацию катода относительно зондов и входной диафрагмы масс-спектрометра (рис. 1). В качестве катодного материала использовали титан. Диаметр цилиндрического водоохлаждаемого катода составлял 64 мм. Ток дуги был равен 110 А. Измерения проводили при напуске в систему азота в диапазоне давлений от 10^{-4} Па до 10 Па.

В процессе измерений контролировались геометрия рабочей поверхности катода, кото-

рая приобретала вогнутую (близкую к сферической) форму вследствие эрозии. Глубина лунки h в экспериментах изменялась от 0 до 15 мм. При этом температура катода, измеряемая хромель-алюмелевой термопарой на расстоянии ≈ 2 мм от его рабочей поверхности, не превышала 130 °С.

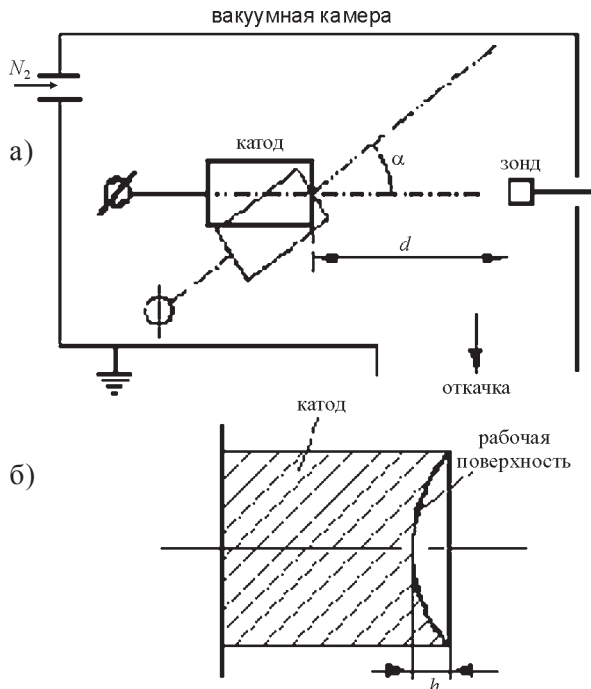


Рис. 1 Схема эксперимента (а); цилиндрический катод с вогнутой рабочей поверхностью (б).

Результаты исследования плазменных потоков. Зависимости состава плазмы и плотности ионного тока от давления азота в системе, полученные на оси разряда на расстоянии 30 см от плоскости катода, представлены на рис. 2.

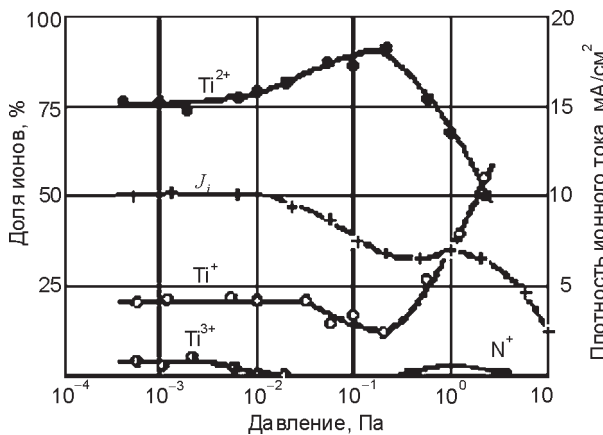


Рис. 2. Содержание Ti^+ , Ti^{2+} и Ti^{3+} в общем потоке ионов титана и плотность ионного тока на оси разряда ($\alpha = 0$) в зависимости от давления азота $h = 0 \div 2$ мм; $d = 300$ мм.

Ход зависимостей относительного содержания частиц Ti^+ , Ti^{2+} и Ti^{3+} в плазме от давления в областях $p \approx (2 \cdot 10^{-3} \div 2 \cdot 10^{-2})$ Па и $p > 2 \cdot 10^{-1}$ Па легко объяснить перезарядкой ионов на молекулах азота [3]. Однако, процесс перезарядки не может привести к наблюдаемому уменьшению содержания ионов Ti^+ при соответствующем росте доли частиц Ti^{2+} в области $p \approx (2 \cdot 10^{-2} \div 2 \cdot 10^{-1})$ Па.

Анализ зависимостей содержания ионов Ti^+ в потоке от давления газа, полученных для частиц, движущихся под различными углами (α) к оси разряда (рис. 3), позволяет сделать заключение о том, что уменьшение доли ионов Ti^+ на оси системы в диапазоне $p \approx (2 \cdot 10^{-3} - 2 \cdot 10^{-1})$ Па связано с изменением характера их угловых распределений. В этой области давлений доля ионов Ti^+ , движущихся под углом к оси разряда, растет за счет уменьшения их содержания в приосевой области системы. Данное обстоятельство обусловлено отличием угловых распределений ионов Ti^+ и Ti^{2+} [5]: с ростом давления газа наблюдается «размытие» первоначально узкой диаграммы направленности ионов Ti^+ , в то время как существенно более широкое угловое распределение ионов Ti^{2+} в диапазоне давлений ($5 \cdot 10^{-4} \div 2 \cdot 10^{-1}$) Па изменяется незначительно.

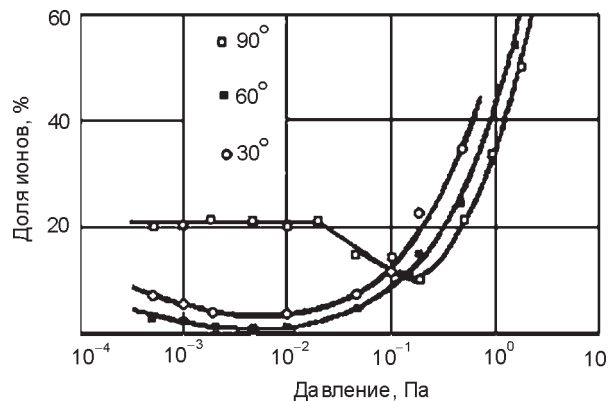
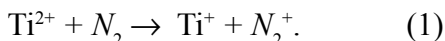


Рис. 3. Зависимость содержания ионов Ti^+ , движущихся под различными углами к оси разряда (α), от давления азота $h = 0 \div 2$ мм; $d = 300$ мм.

Особенностью зависимости плотности ионного тока от давления газа является наличие небольшого максимума на кривой $J_i(p)$ при $p = 1$ Па (рис. 2). Этот максимум наблюдается в любой точке диаграммы направлен-

ности ионного тока в плазме в области углов от 0° до 90° и, следовательно, не может быть связан с изменением угла разлета частиц. Рост тока на кривой $J_i(p)$ начинается при давлении $\sim 0,2$ Па и происходит исключительно за счет увеличения потока однозарядных ионов титана. Увеличение потока ионов Ti^+ сопровождается снижением доли частиц Ti^{2+} в плазме и обусловлено, вероятнее всего, перезарядкой двухзарядных ионов титана на молекулах азота:



Процесс перезарядки ведет к повышению средней энергии однозарядных ионов титана (рис. 4) за счет появления в их энергетическом спектре группы быстрых частиц, образуемых при перезарядке ионов Ti^{2+} на молекулах газа. Наблюдаемое повышение средней энергии ионов Ti^+ может быть причиной увеличения их потока в случае, если заметное влияние на движение частиц в системе оказывает электрическое поле в плазме.

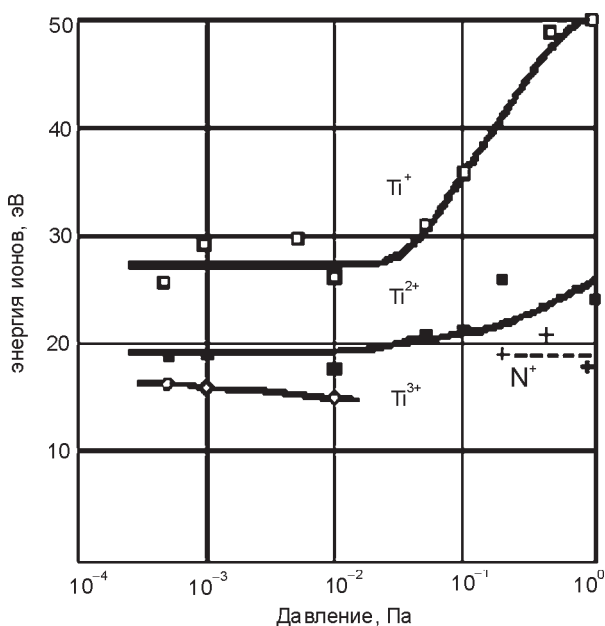


Рис. 4. Зависимости средней энергии ионов, отнесенной к кратности их заряда, от давления азота. $h = 0 \div 2$ мм; $d = 300$ мм.

Постоянное электрическое поле в плазме пренебрежимо мало в высоком вакууме, однако при $p \cong (0,2 \div 2)$ Па ионы, движущиеся в направлении от катода, на участке $d = (2,5 \div 30)$ см от его плоскости тормозятся разностью потенциалов около 4 В (рис. 5).

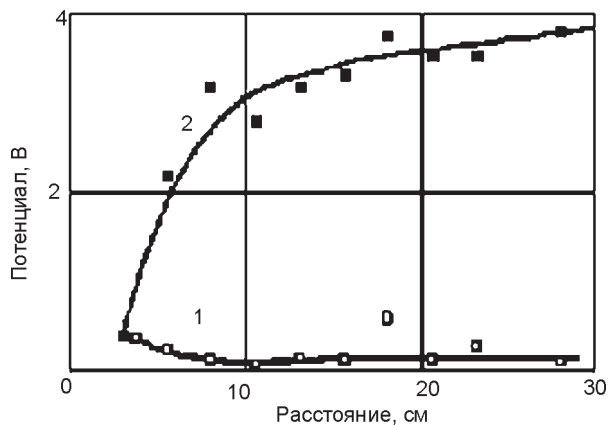


Рис. 5. Распределение потенциала плазмы вдоль оси разряда $p = 5 \cdot 10^{-4}$ Па (1), $p = 2$ Па (2), $h = 0 \div 2$ мм.

Т.е. частицы с $E_i/Z \leq 4$ эВ (E_i – средняя энергия ионов) удерживаются в объеме разряда электрическим полем и не достигают приемной поверхности зонда. Процесс перезарядки двухзарядных ионов титана на молекулах азота, приводящий к удвоению значения E_i/Z , может привести к росту суммарного ионного тока в случае заметного содержания в плазме ионов Ti^{2+} с энергией порядка нескольких вольт. Анализ энергетических спектров ионов [6, 7] действительно указывает на наличие таких частиц в потоке плазмы, генерируемой дугой в высоком вакууме. При наличии газа содержание низкоэнергетичных ионов металла может также существенно возрасти за счет упругих столкновений, обуславливающих потери энергии частицами титана на молекулах азота.

Таким образом, максимум ионного тока при $p \cong 1$ Па может быть связан с «прорывом» потенциального барьера в плазме быстрыми частицами Ti^+ , образующимися в результате перезарядки ионов Ti^{2+} на молекулах азота.

При давлении $p \cong 2 \cdot 10^{-3}$ Па в плазме регистрируются атомарные ионы азота N^+ , содержание которых зависит от геометрии рабочей поверхности катода (рис. 6) содержание ионов N^+ растет с увеличением глубины впадины (h) на катодной поверхности. Энергия ионов N^+ близка к энергии ионов Ti^{2+} (рис. 3).

Поток атомарных ионов азота возрастает с приближением к поверхности катода. При этом их процентное содержание в общем потоке ионизированных частиц резко умень-

шается для катода с плоской рабочей поверхностью ($h = 0$).

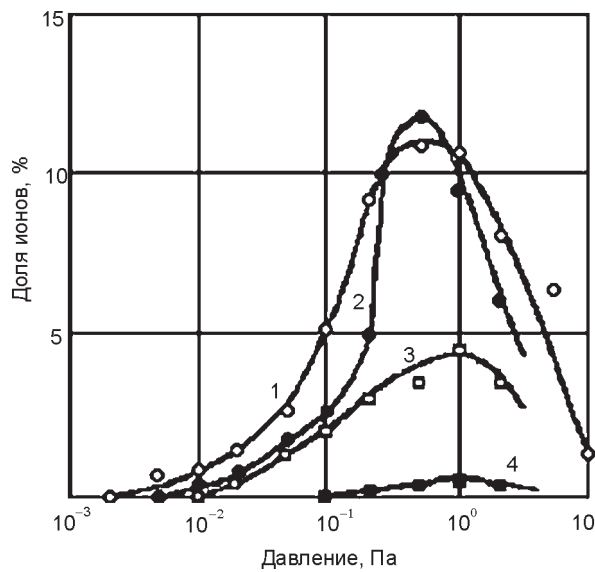


Рис. 6. Зависимости содержания атомарных ионов азота в плазменном потоке на оси разряда от давления газа $d=100$ мм (1, 3); $d=300$ мм (2, 4); $h=13 \div 15$ мм (1, 2); $h=9 \div 11$ мм (3); $h=13 \div 15$ мм (4).

Эти факты позволяют сделать заключение о том, что обнаруженные ионы N^+ генерируются на катоде разряда при горении катодного пятна на включениях нитрида титана, синтезируемого при взаимодействии материала катода с поступающим в разрядный промежуток газом.

Зависимость содержания ионов N^+ от геометрии катода связана с тем, что в реакцию синтеза TiN вступает титан, конденсируемый на поверхности катода из плазменного потока, генерируемого катодным пятном дуги. Условия осаждения ионизированного потока титана на катодную поверхность, а, следовательно, и образования нитридов на этой поверхности, улучшаются с увеличением глубины впадины h .

РАДИАЛЬНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ПОТОКИ

При изучении характеристик плазменных потоков, генерируемых дуговым разрядом в присутствии газа в межэлектродном промежутке с помощью спектроскопической методики [4, 8] в объеме зарегистрированы молекулярные ионы азота N_2^+ , возникающие вследствие перезарядки частиц металла на молекулах газа [3].

Однако, для случая плоских и выпуклых катодов, масс-спектрометрические исследования не обнаруживают ионов напускаемого в разрядный промежуток газа движущихся вдоль оси разряда в направлении от катода вакуумно-дугового устройства [3]. Данное противоречие результатов, получаемых различными методиками, может быть связано с отсутствием в проведенных измерениях учета возможного отличия направлений преимущественного распространения потока металлической плазмы и частиц ионизированного газа.

В настоящем разделе проведены масс-спектрометрические исследования потоков плазмы, генерируемой вакуумной дугой в присутствии газа, включающие анализ ионов, движущихся как в продольном, так и в поперечном относительно оси разряда направлениях.

Измерения проводили на установке с источником плазмы с магнитным удержанием катодного пятна. [9]. Плазменный поток, генерируемый дугой с титановым катодом, поступал в вакуумную камеру через линейную плазмооптическую систему [10], однако в здесь приведены данные, полученные в отсутствие фокусирующего магнитного поля. Расстояние между выходным торцом плазмооптической системы и входной диафрагмой масс-спектрометра при изучении как продольного, так и поперечного компонентов плазменного потока составляло 40 см. Измерения проводили в присутствии в системе аргона или азота. Ток дугового разряда был равен 110 А. В качестве катодного материала использовали титан ВТ-1.

Зависимости состава плазмы от давления аргона в объеме вакуумной камеры в диапазоне $p \sim 1 \cdot 10^{-3} - 2$ Па, представлены на рис. 7 [16].

Проведенные измерения свидетельствуют об отсутствии в плазменном потоке ионов газа, движущихся вдоль оси системы в направлении от катода разряда. Однако, при анализе частиц, движущихся в поперечном, относительно оси системы направлении, ионы Ar^+ регистрируются во всем исследуемом диапазоне давлений. Зависимость $I_i(p)$ для ионов

Ar^+ имеет два явно выраженных максимума различной интенсивности: первый, небольшой – при $p \approx 10^{-2}$ Па, и второй, существенно более интенсивный – при $p \approx 1$ Па.

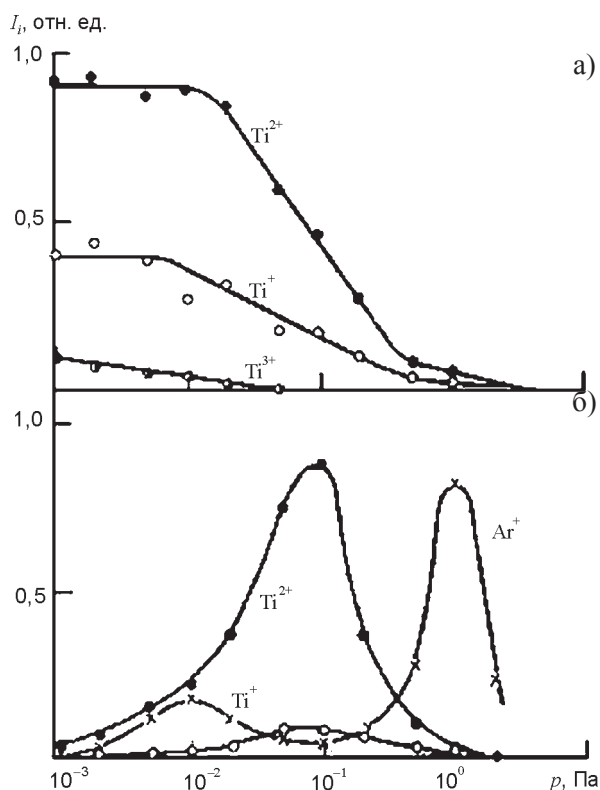
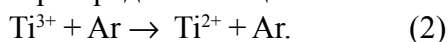


Рис. 7. Зависимости состава плазмы от давления аргона для частиц, движущихся в продольном а) и поперечном б) направлениях.

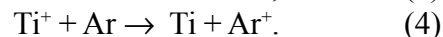
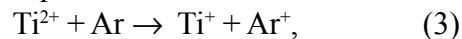
Наблюдаемый характер зависимости $I_i(p)$ для ионов аргона связан, по-видимому, с тем, что при различных давлениях частицы Ar^+ образуются в результате взаимодействия атомов газа с ионами титана различной кратности заряда. В области $p \approx 10^{-3} - 10^{-1}$ Па рост содержания ионов аргона, движущихся в поперечном относительно оси разряда направлении, сопровождается уменьшением содержания частиц Ti^{3+} в приосевой части плазменного потока. Данное обстоятельство позволяет сделать заключение о том, что при $p \approx 10^{-3} - 10^{-1}$ Па основным процессом, обуславливающим появление ионов Ar^+ в плазме является перезарядка частиц Ti^{3+} в газе:



Содержание ионов Ti^{2+} и Ti^+ на оси разряда в данной области давлений уменьшается в существенно меньшей степени и связано, в основном, не с перезарядкой, а с упругим рассеянием частиц плазменного потока на ато-

мах аргона. Следствием рассеяния плазменного потока является рост содержания ионов Ti^{2+} и Ti^+ в плазме, движущейся по нормали к оси системы.

В области давлений $p \sim 10^{-1} - 2$ Па основным процессом, ответственным за появление ионов газа в плазме становится перезарядка двух и однозарядных ионов титана:



Эти реакции обуславливают рост потока ионов аргона в поперечном, относительно оси разряда направлении. Данное явление сопровождается уменьшением потоков частиц Ti^{2+} и Ti^+ , движущихся как вдоль оси системы, так и в направлении преимущественного распространения ионов Ar^+ . При этом, вследствие более высокого содержания ионов Ti^{2+} в первичном плазменном потоке [6], основным процессом, определяющим генерацию частиц Ar^+ , является реакция (3).

Характер зависимостей состава плазмы от давления азота в системе (рис. 8) аналогичен приведенным на рис. 7 для аргона. При этом, кроме молекулярных ионов N_2^+ , обнаруженных ранее с помощью спектроскопической методики [8], в плазме регистрируются атомарные ионы N^+ .

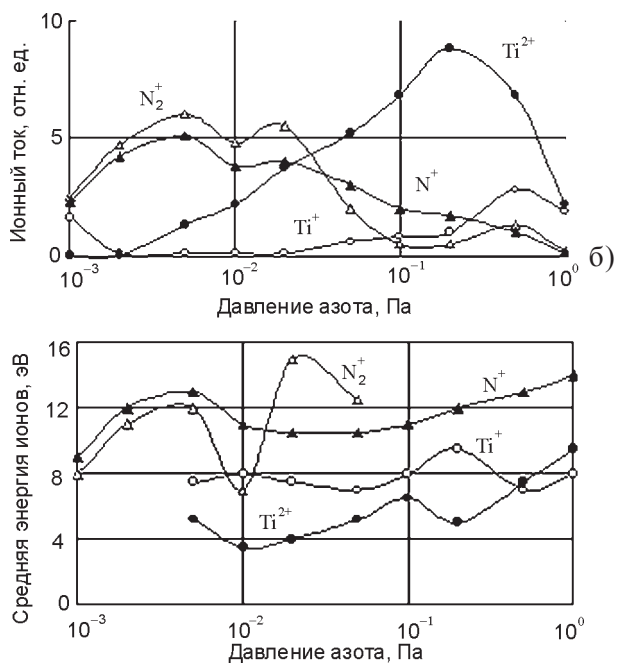


Рис. 8. Зависимость состава плазмы (а) и средней энергии ионов (б) от давления азота

Несколько неожиданными являются результаты измерений энергии ионов газа. Так, при давлении азота $p \sim 10^{-2}$ Па средняя энергия \bar{E}_i ионов N_2^+ составляет 10 эВ, для ионов N^+ и $Ag^+ - \bar{E}_i \approx 8$ эВ. Данные значения существенно отличаются от энергии ионов титана, движущихся в поперечном, относительно оси разряда направлении: для ионов Ti^{2+} средняя энергия, отнесенная к кратности заряда частицы $\bar{E}_i/Z \approx 13$ эВ. Отметим, что спектроскопические измерения дают близкие значения энергии ионов газа: для частиц $N_2^+ \bar{E}_i \approx 6$ эВ [4].

Таким образом, измерения, проведенные в настоящем разделе работы, позволили обнаружить атомарные и молекулярные ионы газа, образуемые вследствие реакций перезарядки ионов металла на частицах газа и устранить противоречия результатов исследований плазмы вакуумной дуги, проведенных с помощью спектроскопической и масс-спектрометрической методик.

ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Зависимости электронной температуры от давления газа иллюстрируются кривыми, приведенными на рис. 9.

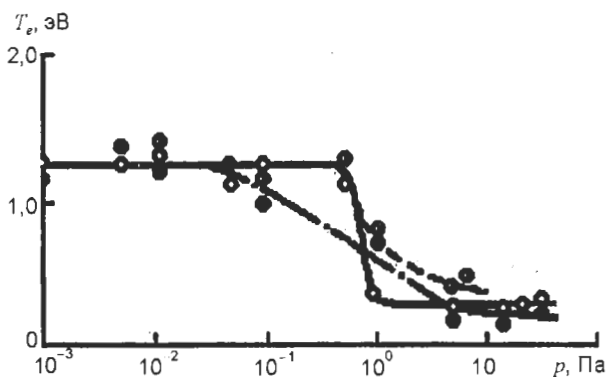


Рис. 9. Зависимость электронной температуры от давления газа (расстояние до плоскости катода 20 см): N_2 – светлые кружки, Ag – зачерненные кружки, воздух – кружки, зачерненные наполовину.

Характер зависимости электронной температуры от давления газа может быть связан со срывом бунемановской неустойчивости за

счет рассеяния электронов на нейтральных частицах [11].

Действительно, при наличии столкновений электронов с атомами или молекулами газа в [11]. Необходимо учитывать силу трения электронов о нейтральный газ: $m_e u_a v_{ea}$, где v_{ea} – частота соударений электронов с частицами газа. Если учесть, что в условиях эксперимента при токе разряда 100 А плотность плазмы в объеме невелика, так что выполняется условие:

$$v_{ei} \leq \frac{e|\partial\phi/\partial r|}{m_e v_e} \quad (5)$$

(v_{ei} – частота электрон-ионных кулоновских столкновений), то при $T_e = \text{const}$ токовая скорость u определяется соотношением:

$$u = \frac{1}{m_e (v_{eff} + v_{ea})} \left(e \frac{\partial\phi}{\partial r} + \frac{2T_e}{r} \right). \quad (6)$$

Полагая теперь, что $v_{ea} \approx 2\sigma_{ea} v_e N_0$, где $\sigma_{ea} \approx (1-2) \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ – эффективное сечение рассеяния электронов с $T_e \leq 1$ эВ на молекулах газа (например азота [12]), N_0 плотность частиц газа, из (6) нетрудно получить условие срыва бунемановской неустойчивости ($u \leq \alpha v_e, v_{eff} = 0$):

$$N_0 \geq \frac{1}{\alpha \sigma_{ea} r} \left(1 + \frac{er}{2T_e} \frac{\partial\phi}{\partial r} \right) \approx \frac{(0,5-1) \cdot 10^{15}}{r} \text{ см}^{-3}, \quad (7)$$

где r – в см. согласно (7), неустойчивость сначала исчезает в прианодной области разряда ($r \approx 50$ см, $N_0 \approx (1-2) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$), а при больших давлениях газа срыв неустойчивости происходит во всем объеме плазмы ($r < 5$ см, $N_0 < (1-2) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$).

Поскольку бунемановская неустойчивость является мощным средством преобразования энергии, направленного движения электронов, в тепловую, ее исчезновение при росте плотности частиц газа в объеме должно приводить к уменьшению температуры электронов в плазме. Если учесть также, что при $N_0 < 10^{14} \text{ см}^{-3}$ потери энергии электронов на неупругие соударения с частицами газа еще недостаточны для поглощения значительной части энергии, выделяемой за счет работы электрического поля над током, то измеренное понижение T_e , с увеличением давления газа

(рис. 9) естественно объяснить срывом бунемановской неустойчивости.

При этом зависимости от расстояния до плоскости катода, полученные при различных давлениях газа (рис. 10), хорошо согласуются с формулой (7), в соответствии с которой, область срыва неустойчивости приближается к катоду с ростом концентрации частиц в объеме.

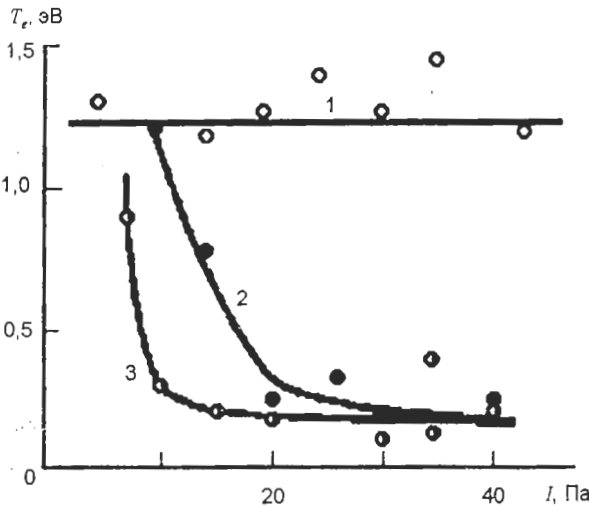


Рис. 10. Распределение температуры электронов вдоль оси системы при различных давлениях азота в объеме: 1 – $p = 10^{-3}$ Па; 2 – 0,5 Па; 3 – 2 Па.

Для инертных газов (аргон в нашем случае) $\sigma_{ea} \cong 10^{-16}$ см² [12], так что срыв неустойчивости должен происходить при более высоких давлениях газа ($N \geq 4 \cdot 10^{15}$ см⁻³). Более плавный характер уменьшения T_e , наблюдаемый с ростом давления газа здесь связан, по-видимому, с возрастающим вкладом потерь на неупругие соударения с атомами газа (рис. 9).

НЕУСТОЙЧИВОСТИ И АНОДНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ НАЛИЧИИ ГАЗА В РАЗРЯДНОМ ПРОМЕЖУТКЕ

В выше исследована бунемановская неустойчивость, возникающая в плазме вакуумной дуги при малых давлениях газа в объеме разрядного промежутка в условиях, когда можно пренебречь ионизацией газа за счет его взаимодействия с потоками частиц, генерируемых катодным пятном дуги. Исследуем теперь влияние ионов газа на процесс развития неустойчивостей в плазме вакуумной дуги [13].

Ионизация частиц нейтрального газа электронами и перезарядка ионов движущихся из катодного пятна дуги, на атомах или молекулах газа ведет к появлению ионов газа, концентрацию которых N_i в объеме можно оценить по формуле

$$N_i \cong n_i(k_u + k_n)\tau N_0, \quad (8)$$

где k_u и k_n – коэффициенты скорости реакций ионизации и перезарядки соответственно, τ – время жизни иона в объеме разрядного промежутка.

Каждый такой ион массы m_0 перемещается со скоростью \bar{u} под действием силы \bar{f} , определяемой как:

$$\bar{f} = e\bar{E} + m_e v_e \bar{u} - m_0 N_0 k_0 u_0, \quad (9)$$

k_0 – коэффициент трения, учитывающий резонансную перезарядку ионов газа на одноименных атомах (молекулах). Бунемановские колебания вклад в (9) не дают, так как при отсутствии эффективный механизм передачи импульса от воли к ионам газа.

Учитывая соотношение (6) и неравенство (5), нетрудно показать, что вторым слагаемым в правой части выражения (9) можно пренебречь. Тогда, если на длине разрядного промежутка L ионы не успевают резонансно перезарядиться на нейтральных частицах ($N_0 \sigma_0 L < 1$, где σ_0 – сечение резонансной перезарядки), то они свободно ускоряются от анода к катоду и имеют широко размытый энергетический спектр: $\sim T_e$. Полагая в (8), что $k \ll k_n \approx 10^{-10}$ см³/с, $T_e \sim 1$ эВ, $\tau \cong \frac{L}{2u_0} \cong \frac{L}{(2v_s) \cdot 10^{-4}} \text{ с}$ ($v_s \cong \sqrt{T_e/m_e}$ – скорость ионного звука), убеждаемся в справедливости неравенства $N_i \cong n_i N_0 \sigma_0 L / 20 \ll n_i$.

При $N_0 \sigma_0 L > 1$ величина u_0 уменьшается, так что справедлива следующая оценка:

$$u_0^2 \cong \frac{eE}{m_0 N_0 \sigma_0} \sim \frac{v_s^2}{N_0 \sigma_0 L}, \quad (k_0 \cong \sigma_0 u_0). \quad (10)$$

Подставляя (10) в соотношение $\tau \cong L/(2u_0)$ и в (8), имеем

$$N_i \sim \frac{n_i k}{2\sigma_0 v_s} \left(\frac{T_e}{eEL} \right)^{1/2} (\sigma_0 N_0 L)^{3/2} \quad (11)$$

Таким образом, процесс перезарядки ионов, генерируемых катодным пятном дуги,

на частицах газа с последующей резонансной перезарядкой образуемых вторичных ионов в собственном газе определяет накопление ионов газа при напуске его в объем разрядного промежутка.

Анализ влияния ионов газа на процесс развития неустойчивости в плазме вакуумной дуги. Для простоты расчетов положим, что ионы газа имеют максвелловское распределение по скоростям, а их средняя и тепловая скорости движения одинаковы и равны u_0 . Тогда в квазилинейном приближении дисперсионное уравнение для неустойчивых колебаний плазмы можно записать в виде:

$$1 + \varepsilon_e(\vec{k}, \omega) + \varepsilon_i(\vec{k}, \omega) + \frac{\omega_i^2}{k^2 u_0^2} [1 + i\sqrt{\pi} Z_0 W(Z_0)] = 0, \quad \omega_i^2 \equiv \frac{2\pi e^2 N_i}{m_0}, \quad Z_0 \equiv \frac{\omega - \vec{k}\vec{u}_0}{\sqrt{2ku_0}}. \quad (12)$$

Для бунемановской ветви колебаний ($\omega_k \sim kv$) вклад последнего слагаемого в (12) пренебрежимо мал. При меньших частотах ($\omega \sim ku_0$) в (12) можно пренебречь членом из-за условия $T_e \ll T_i$. Нетрудно показать, что неустойчивость имеет пороговый характер, т.е. возбуждается при выполнении условия:

$$N_i > N_i^* \equiv n_i \frac{m_0 u_0^2}{T_e} \frac{Z_e}{z} \exp(Z^2 - Z_e^2), \quad (13)$$

где $Z \in Z(u) > 0$ определяется из соотношений:

$$\frac{\psi(Z)}{Z} \exp(Z^2) = -\frac{\psi(Z_e)}{|Z_e|} \exp[(Z_e)^2], \quad |Z_e| \equiv \frac{u}{\sqrt{2v_e}}$$

$$\psi(Z) \equiv 1 - 2Ze^{-Z^2} \int_0^Z e^{t^2} dt,$$

Анализ выражений (11), (13) и (6) показывает, что раскачка колебаний начинается при достаточно больших плотностях газа:

$$N_0 \sigma_0 L \geq \left(\frac{4\sigma_0 v_s}{k_n} \right)^{2/5} \left(\frac{eEL}{T_e} \right)^{3/5} \approx (7 \div 10), \quad (14)$$

когда бунемановской неустойчивости уже нет [11] во всем объеме разрядного промежутка и выполняется условие $u \leq v_e$. При этом плотность ионов газа становится значительной:

$$\frac{N_i}{n_i} \approx 2 \left(\frac{k_n eEL}{4\sigma_0 v_s T_e} \right)^{2/5} = 0,3 \div 0,5. \quad (15)$$

Вблизи порога возбуждения неустойчивости ($N_i - N_i^* < N_i$), когда $u \leq v_e$, частота и инкремент нарастания колебаний имеют вид:

$$\omega_k = \vec{k}\vec{u}_0 \pm \frac{\omega_i k r_d}{\sqrt{1 + k^2 r_d^2}}, \quad \left(r_l \equiv \frac{v_e}{\omega_{pe}} \right), \quad (16)$$

$$\gamma \approx \frac{\sqrt{\pi} \omega_i k r_d}{\sqrt{8(1 + k^2 r_d^2)^{3/2}}} \times$$

$$\times \left\{ \frac{u}{v_e} - \frac{v_s^2}{u_0^3} \left(\frac{N_i}{n_i} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{N_i v_s^2}{2u_i u_0^2} - \frac{u v_s^2 N_i}{2v_e u_0^2 n_i} k^2 r_d^2 \right) \right\}. \quad (17)$$

По типу рассматриваемая неустойчивость относится к ионно-звуковой с тем отличием, что в (17) имеется дополнительный свободный параметр $N_i/n_i \neq 1$. Как и для ионно-звуковых колебаний, рассеяние электронов на турбулентных пульсациях электрического поля волн в квазилинейном приближении приводит к следующей эффективной частоте столкновений ν_T электронов с ионами [11, 14]:

$$\nu_T = \omega_{pe} \frac{\bar{E}^2}{4\pi n_e T_e}. \quad (18)$$

Плотность энергии электрического поля волн $\bar{E}^2/4\pi$ в слаботурбулентном режиме насыщения ионно-звуковой неустойчивости найдена в работе [15]. Применительно к условиям нашей задачи, полученные в [15] соотношения приводят к следующей оценке величины:

$$\frac{\bar{E}^2}{8\pi n_e T_e} \approx \left(1 - \frac{N_i^*}{N_i} \right) \sqrt{3\pi} \frac{v_s}{u_0} \left(\frac{n_i}{N_i} \right)^{1/4} \times \left[r_d \left(\frac{2}{r} + \frac{e}{T_e} \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) \right]^{1/2} \ln^2 \frac{k_{\max}}{k_{\min}}. \quad (19)$$

При этом спектральная плотность энергии волн отлична от нуля в диапазоне волновых векторов $k_{\min} \leq k \leq k_{\max}$, где $k_{\min} \approx L^{-1}$; а величина $k_{\max} \approx (1 - N_i^*/N_i)^{1/2}$ определена из условия раскачки колебаний $\gamma \geq 0$ (см. (17)).

С учетом дополнительной силы трения между электронами и ионами $m_e \bar{u} \nu_T N_i/n_i$. Выражение для токовой скорости электронов принимает вид:

$$u = \frac{1}{m_e(v_{ea} + v_T N_i/n_i)} \left(e \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{2T_e}{r} \right), \quad (20)$$

отличный от выражения (6). В свою очередь на каждый ион газа. действует дополнительная сила $m_e \bar{u} v_T$, в результате чего вместо (9) необходимо записать:

$$\bar{f} = e\bar{E} + m_e(v_{ei} + v_T)\bar{u} - m_0 u_0 k_0 \bar{u}_0. \quad (21)$$

Предположение об установлении состояния с $u \leq v_e$, и $N_i - N_i^* \sim N_i$ оказывается внутренне противоречивым, так как в этом случае из (17) – (20) следует, что $\bar{E}^2 \sim 4\pi n_e T_e$, $v_T \sim \omega_{pe}$, и $u \ll v_e$. Поэтому в установившемся состоянии надпороговость должна быть малой ($\Delta N \equiv N_i - N_i^* \ll N_i$), вследствие чего справедлива формула:

$$\frac{u}{v_e} \approx \frac{v_s^3}{u_0^3} \left(\frac{N_i}{n_i} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{N_i v_s^2}{2n_i u_0^2} \right). \quad (22)$$

Величину $\Delta N/N_i$ можно оценить из условия $v_T \sim n_i \left(e \frac{\partial \phi}{\partial r} + 2 \frac{T_e}{r} \right) / m_e u N_i$, используя при этом соотношения (10), (11), (14), (19). Тогда получим, что:

$$\frac{\Delta N}{N_i} \sim r_d \frac{v_e}{u} \left(\frac{2}{r} + \frac{e}{T_e} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) \sim 10^{-3} \div 10^{-2}. \quad (23)$$

С учетом (23) найдем для волнового вектора $k = k_{\max}$ и частоты колебаний $\omega_{\max} \equiv \omega(k_{\max})$ следующие оценки:

$$k_{\max} \sim \left[\frac{v_e}{u r_d} \left(\frac{2}{r} + \frac{e}{T_e} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) \right]^{1/2} \sim (3 \div 10), \quad (24)$$

$$\omega_{\max} \sim \omega_i \left[\frac{v_e}{u} r_d \left(\frac{2}{r} + \frac{e}{T_e} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) \right]^{1/2} \sim (0,3 \div 1) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}. \quad (25)$$

Сравнение экспериментальных результатов с теорией. Исследовался вакуумно-дуговой разряд в системах с источниками эрозивной плазмы, схематически изображенных на рис. 11.

В источнике плазмы с автостабилизацией катодного пятна (рис. 11а), катодное пятно на рабочем торце цилиндрического катода (1) удерживалось собственным магнитным полем разряда. Катодные пятна, возникающие спонтанно на боковой поверхности электро-

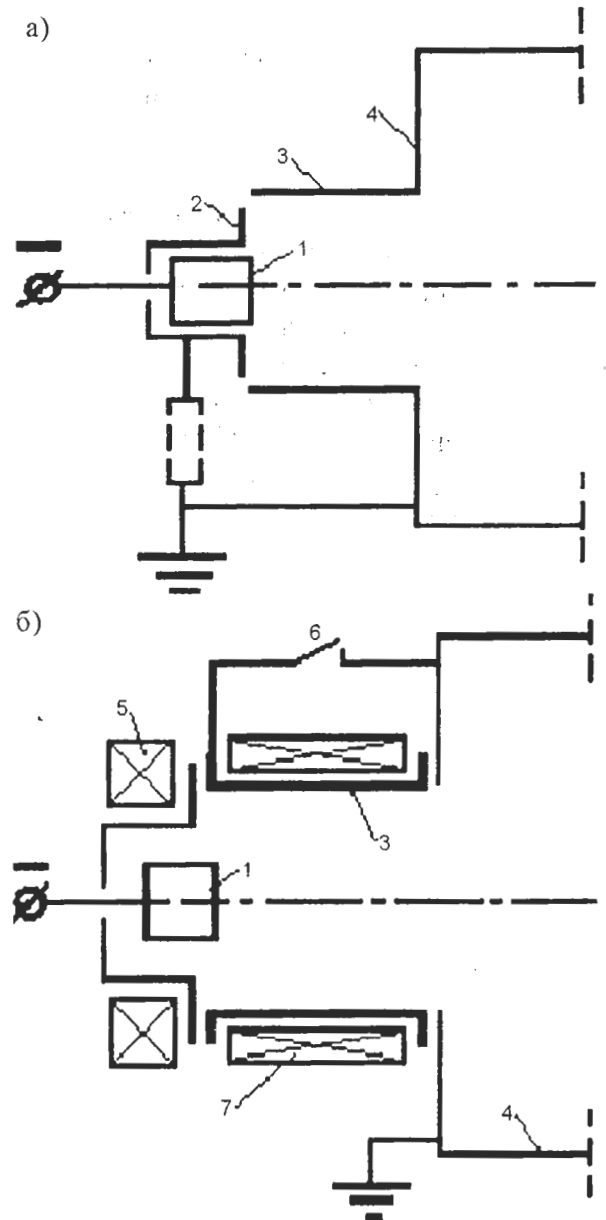


Рис. 11. Схемы исследуемых устройств: 1 – катод, 2 – дополнительный электрод, 3 – анод, 4 – вакуумная камера, 5 – стабилизирующая катушка, 6 – ключ, 7 – фокусирующая катушка.

да, подавлялись экраном (2). Анод (3) соединен с заземленной вакуумной камерой (4). В источнике плазмы с магнитным удержанием катодного пятна (рис. 11б), стабилизация катодного пятна осуществлялась магнитным полем катушки (5). Анод, в зависимости от условий эксперимента, мог быть соединен с заземленной камерой (при замкнутом ключе 6) или находился под плавающим потенциалом (при разомкнутом ключе 6). Фокусирующее магнитное поле создавалось с помощью соленоида (7).

В качестве катодного материала использовался титан. Диаметр катода в обоих устройствах составлял 60 мм рабочие газы – азот, ацетилен, воздух и смесь азота с ацетиленом. Ток дуги был равен 110 А. Распределение ионных токов и потенциала плазмы в дрейфовом пространстве изучали зондовыми методами.

Одиночный ленгмюровский зонд, используемый нами для измерений частоты колебаний плазмы, имел размер токоприемной поверхности $\approx 0,5$ см, что позволяло эффективно регистрировать колебания с волновыми векторами в диапазоне $k \leq k_{\max}$ (24). По порядку величины оценка (25), полученная для значений параметров $N_i/n_i \approx 0,3$, $r_d \approx 10^{-2}$ см, $u \approx v_e = 5 \cdot 10^7$ см/с, хорошо совпадает с измерениями частоты колебаний плазмы $\omega \approx 2\pi f$ (рис. 12).

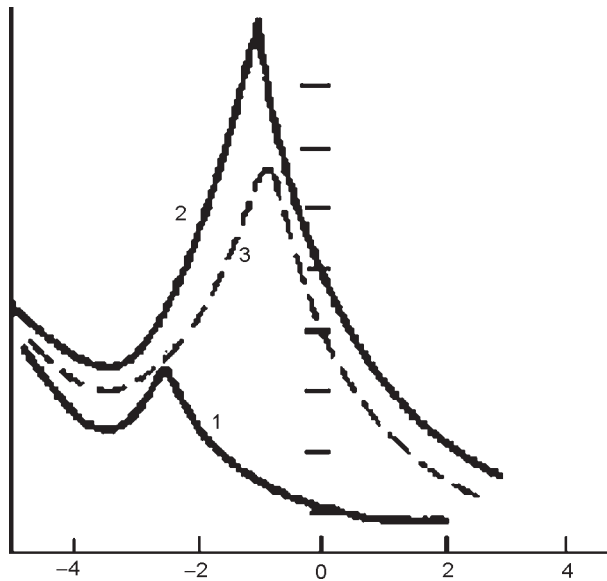


Рис. 12. Частотные спектры колебаний (в отн. ед.), полученные при различных давлениях воздуха p (Па): 1 – 0,4; 2 – 5,5; 3 – 6. Расстояние до плоскости катода – 10 см. Начало отсчета частоты сдвинуто на 30 кГц, цена деления – 5 кГц.

Из (22) следует, что соотношение u/v_e экспоненциально быстро уменьшается с увеличением N_i/n_i , т.е. с ростом давления газа (см. (11)). В свою очередь резкое уменьшение u/v_e приводит к экспоненциально быстрому возрастанию частоты колебаний ω_{\max} (20):

$$\omega_{\max} \sim \exp(N_0/N_1)^{5/2}, \quad (26)$$

где значение концентрации частиц газа

$$N_0 = N_1 \approx \frac{1}{\sigma_0 L} \left(\frac{16\sigma_0 v_s}{k_a} \right)^{2/5} \left(\frac{eEL}{T_e} \right)^{1/2} \sim 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} \quad (27)$$

соответствует выполнению условия $u \approx v_e$.

Однако слишком большое увеличение ω_{\max} сопровождается соответствующим увеличением k_{\max} (19), так что используемый нами зонд перестает регистрировать столь коротковолновые колебания. Ограничиваясь в этом случае волновыми векторами $k \leq 5$ и основываясь на (15), можно показать, что с удалением от порога возбуждения неустойчивости частота колебаний, регистрируемых зондом, перестает возрастать и должна оставаться на

$$\text{уровне: } f \approx \frac{1}{2\pi} 5v_s \sqrt{\frac{N_i}{n_i}} \approx 80 \text{ кГц.}$$

Такой характер зависимости частоты колебаний от давления газа хорошо согласуется с результатами эксперимента (рис. 13).

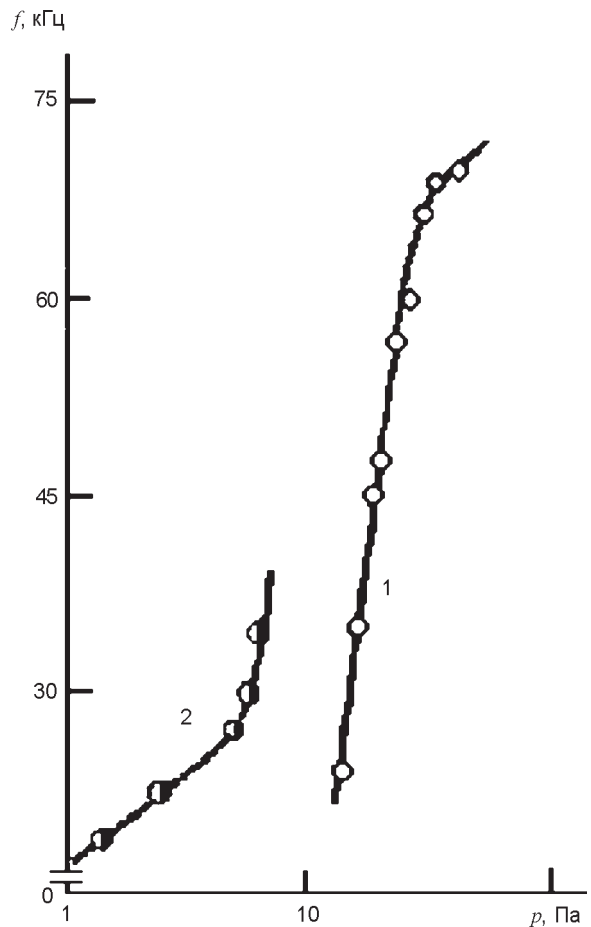


Рис. 13. Зависимость частоты колебаний от давления газа в объеме (расстояние до плоскости катода $l = 10$ см): 1 – N_2 , 2 – воздух.

Как уже отмечалось выше, выполнение условия $v_{ei} \leq e|\partial\phi/\partial r|/m_e v_e$, приводит к тому, что первое слагаемое в правой части выражения (21) превосходит второе даже при $u \cong v_e$. С появлением ионно-звуковой неустойчивости и увеличением величины v_T сила трения, действующая на ионы газа, должна скомпенсировать электрическую силу

$$(e\vec{E} + m_e(v_{ei} + v_T)\vec{u}) = 0.$$

В этом случае ионы газа останутся холодными (с температурой по-рядка температуры нейтрального газа) и вследствие этого будут быстро накапливаться в объеме разрядного промежутка.

В свою очередь резкое увеличение положительного объемного заряда приведет к появлению потенциальной ямы для электронов. На наш взгляд, именно этими причинами объясняется внезапное появление немонотонной зависимости электрического потенциала от координаты, скоррелированное с появлением колебаний, регистрируемых зондом (рис. 14).

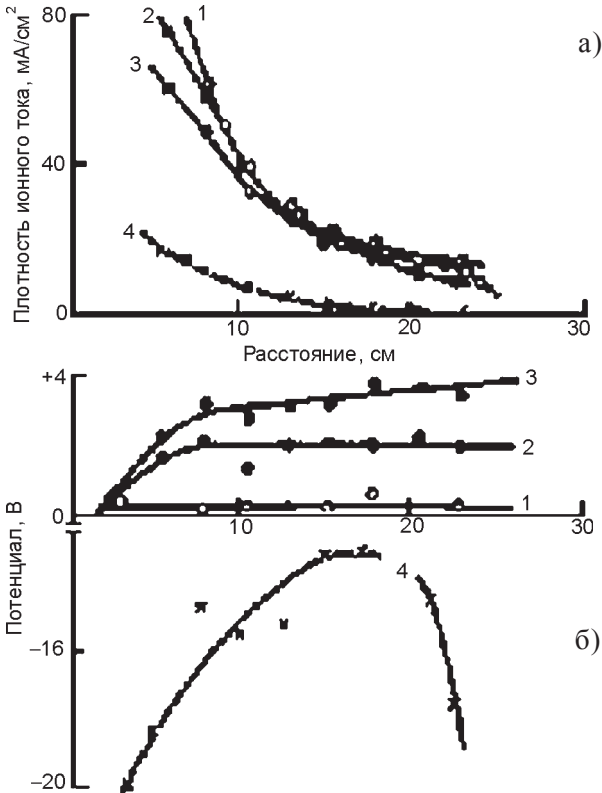


Рис. 14. Плотность ионного тока (а) и потенциал плазмы (б) в зависимости от расстояния до катода: $P_{N_2} = 2 \cdot 10^{-3}$ (1), $2 \cdot 10^{-1}$ (2) и 2 Па (3).

С этим же эффектом можно связать и резкое повышение напряжения на разряде, сопровождающееся появлением положительного анодного падения (по данным измерений пространственного распределения потенциала плазмы), которое наблюдается при достижении значений давления газа, соответствующего появлению колебаний в плазме (рис. 15).

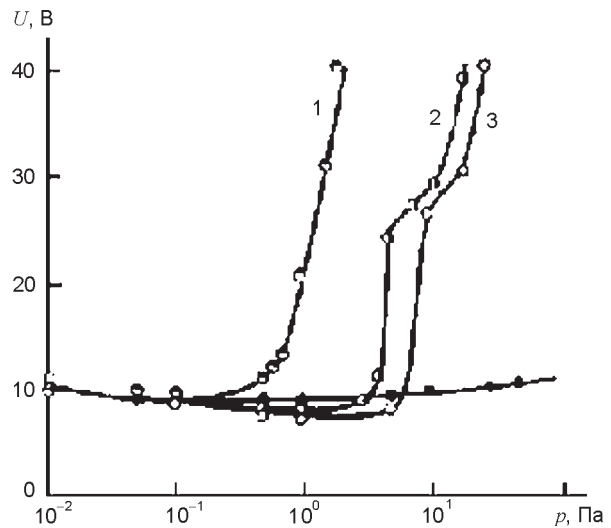


Рис. 15. Зависимость падения напряжения на разряде от давления газа: 1 – C_2H_2 ; 2 – воздух, 3 – N_2 ; 4 – Ag.

При этом накопление частиц в объеме разрядного промежутка ведет к понижению их концентрации у анода, что во всех случаях является причиной роста анодного падения потенциала. Зависимость давления газа, соответствующего появлению колебаний в плазме и росту падения напряжения на разряде, от рода газа связана, очевидно, с отличием значений σ_0 и k_0 для различных газов и газовых смесей, которые по (15) определяют порог развития неустойчивости в системе.

Однако в стационарном режиме дуги, при постоянной скорости генерирования плазмы в катодном пятне (КП), одно лишь перераспределение концентрации частиц в межэлектродном пространстве само по себе не может рассматриваться как условие достаточное для изменения потока заряженных частиц на поверхность анода. Вместе с тем, неустойчивость и связанное с ней перераспределение пространственных зарядов могут стимулировать процессы диффузионных потерь частиц на стенках пассивных элемен-

тов системы или/и процессы их рекомбинации в дрейфовом пространстве. Как то, так и другое ведет к снижению проводимости плазмы, повышению напряжения горения разряда и, в конечном счете, может завершиться переходом дуги в режим с положительным анодным падением (U_a) потенциала.

Распределения плотности ионного тока J_i и потенциала ϕ плазмы вдоль оси источника плазмы с автостабилизацией катодного пятна (рис. 11а) полученные при различных давлениях азота, представлены на рис. 14. Приведенные зависимости свидетельствуют о том, что при переходе дуги в режим с положительным анодным падением U_a , кроме изменения характера распределения потенциала плазмы, происходит резкое уменьшение плотности ионного тока в объеме разряда. Уменьшение J_i сопровождается существенным возрастанием ионного и электронного токов на вспомогательный электрод 2 (рис. 16). При этом на аноде возникают ярко светящиеся пятна полусферической формы;

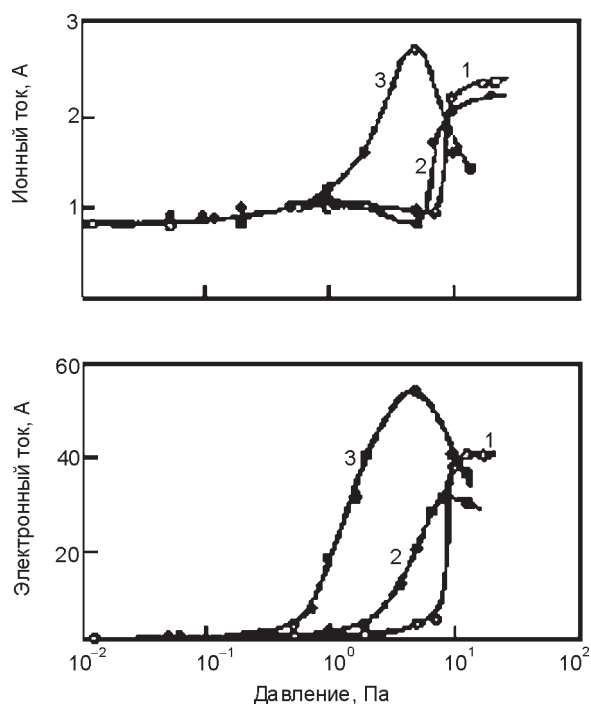


Рис. 16. Ионный (а) и электронный (б) токи на вспомогательный электрод в зависимости от давления азота (1), воздуха (2) и ацетилена (3).

количество пятен на аноде увеличивается с ростом давления газа (рис. 17).

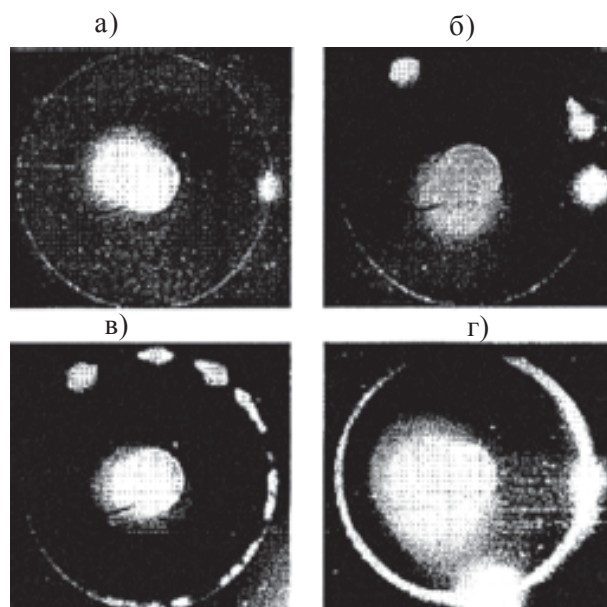


Рис. 17. Анодные пятна: $P_{N_2} = 20$ (а); 23 (б); 30 (в) и 40 Па (г).

Зависимости, представленные на рис. 15 и 16 с учетом данных теоретических исследований свидетельствуют в пользу предположения о том, что ограничение анодного тока при переходе дуги в режим с положительным U_a связано с перераспределением плазменных потоков в устройстве, которое, в свою очередь, обусловлено изменением структуры электрического поля в плазме при возбуждении неустойчивости ионно-звукового типа.

Уменьшение ионного и электронного токов на вспомогательный электрод 2 в ацетиле при $p \geq 5$ Па (рис. 16) можно объяснить усилением рекомбинационных процессов, скорость которых особенно велика в связи с присутствием в плазме молекулярных ионов газа, возникающих при перезарядке ионов металла на частицах газа. В рассматриваемых условиях рекомбинация носит, по-видимому, диссоциативный характер, поскольку этот процесс обладает значительно большей скоростью, чем другие типы рекомбинации [12].

Учитывая, что в ограничении анодного тока определяющая роль принадлежит перераспределению потоков частиц на электродах устройства, следует ожидать, что условия перехода дуги в режим с положительным анодным падением в существенной мере зависят от конструкции вакуумно-дугового устройства.

Так, в устройстве с магнитной фокусировкой плазменного потока (рис. 11б) давление

газа, соответствующее такому переходу, зависит от способа подключения электрода 3. Если электрод «оторван» от камеры и находится под «плавающим» потенциалом, переход происходит при существенно меньшем давлении ($p = 1$ Па). При этом величина порогового давления, не зависит ни от внешнего магнитного поля, ни от наличия добавки ацетилена в азоте. В этом случае электрод 3 является дополнительной поверхностью, на которой происходит рекомбинация частиц, рассеиваемых неустойчивостью (рис. 18).

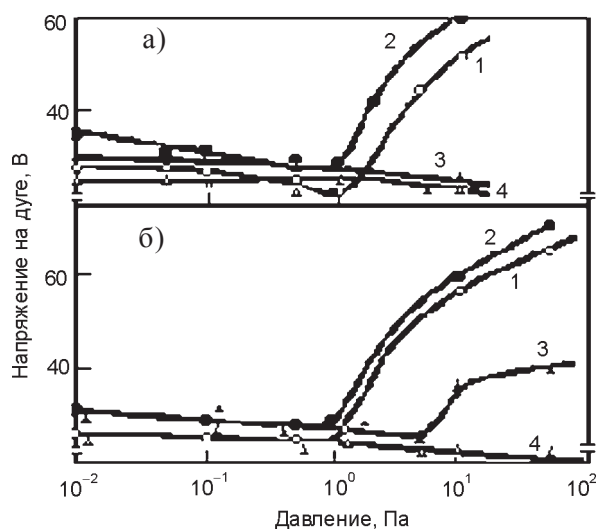


Рис. 18. Напряжение на в зависимости от давления азота (а) и смеси $N_2 + 10\% C_2H_2$ при разомкнутом (1, 2) и замкнутом (3, 4), $H_f = 0$ (1, 4), $H_f = 80$ Э (2, 3).

Отметим, что воздействие дополнительного электрода на характер анодных процессов в дуговом разряде ранее изучено в работе [16]. При этом установлено, что изменение знака U_a (с отрицательного на положительный) происходит только при более высоком (по сравнению с плавающим) потенциале данного электрода. Причиной перехода дуги в режим с положительным U_a в этих условиях является снижение средней энергии электронов за счет отбора быстрых частиц дополнительным электродом. Это обуславливает уменьшение плотности хаотического тока электронов на анод разряда $J_x = en_e v_e / 4$ (e – элементарный заряд; n_e, v_e – концентрация и скорость электронов соответственно). Переход дуги в режим с положительным анодным падением происходит при $J_x < J_a$ ($J_a = I/S_a$, где I – разрядный ток, S_a – площадь токоприемной поверхности анода).

В случае, когда электрод 3 электрически соединен с вакуумной камерой, изменение знака U_a (и повышение напряжения на разряде) в азоте происходит только при наличии внешнего магнитного поля и добавлении в азот ацетилена при $p \geq 5$ Па (рис. 18). присутствие ацетилена в этом случае обеспечивает уменьшение электронного тока на анод за счет рекомбинации молекулярных ионов этого газа (см. выше). Магнитное поле повышает эффективность взаимодействия исходного плазменного потока с частицами газа, а также удерживает заряженные частицы на оси разряда, затрудняя их поступление на анодную поверхность.

ВЫВОДЫ

1. При наличии газа в объеме разрядного промежутка заметное влияние на характеристики потока плазмы, измеряемые на оси системы, оказывают трансформации угловых распределений ионизированных частиц, существенным образом отличающиеся для ионов различной кратности заряда (в частности для Ti^{2+} и Ti^+).
2. Характер зависимости ионного тока от давления газа в существенной мере определяется процессом перезарядки многозарядных ионов металла на молекулах азота, приводящим к росту средней энергии ионов, отнесенной к кратности их заряда и изменяющей общий поток частиц в системе, движущийся в тормозящем электрическом поле.
3. В присутствии азота стационарная дуга с вогнутым титановым катодом генерирует атомарные ионы газа с энергией порядка энергии ионов металла, образующиеся на поверхности катода пятном, горящим на включениях нитрида титана; концентрация ионов азота зависит от геометрии катода и давления газа.
4. Наблюдаемое в эксперименте уменьшение температуры электронов с ростом давления газа в объеме связано со срывом бунемановской неустойчивости, являющейся мощным источником нагрева электронов в электрическом поле, которое существует в положительном столбе вакуумной дуги.
5. Наличие ионов газа в объеме разрядного промежутка вакуумной дуги, возникаю-

- щих при взаимодействии потока плазмы, генерируемой катодным пятном, с частицами газа, ведет к появлению неустойчивости ионно-звукового типа.
6. Неустойчивость имеет порог по давлению, зависящий от рода газа.
 7. Появление ионно-звуковой неустойчивости ведет к накоплению частиц в объеме и недостатку их в анодной области разряда, обуславливающему возникновение положительного анодного падения
 8. Уменьшение анодного тока при переходе дуги в режим с положительным анодным падением связано, в основном, с уходом частиц на электроды, не участвующие в токопередаче. В ацетилене и при наличии его добавок в азоте существенными являются рекомбинационные процессы в плазме. Условия перехода дуги в рассматриваемый режим зависят от геометрии и взаимного расположения электродов в вакуумно-дуговом устройстве. Наличие внешнего магнитного поля способствует переходу дуги в режим с положительным анодным падением.
 9. Ионы газа, образующиеся при взаимодействии плазмы вакуумной дуги с газовой мишенью, движутся преимущественно в поперечном, относительно оси исходного плазменного потока, направлении. Т.е. основным фактором, определяющим движение ионов в этих условиях, является рассеяние частиц на большие углы, характерное для процессов перезарядки. Кроме образования молекулярных ионов, в присутствии азота происходит генерация атомарных ионов азота, доля которых в некоторых случаях превышает содержание заряженных молекул газа.
 10. Процессы перезарядки в рассматриваемых экспериментальных условиях сопровождаются передачей ионам газа значительной кинетической энергии на уровне от единиц до десятка электронов-вольт.
- ЛИТЕРАТУРА**
1. Аксенов И.И., Андреев А.А. Покрытия, полученные конденсацией плазменных потоков в вакууме (способ конденсации с ионной бомбардировкой) // УФЖ. – 1979. – Т. 24, № 4. – С. 515-525.
 2. Толлок В.Т., Падалка В.Г. Методы плазменной технологии высоких энергий // Атомная энергия. – 1978. – Т. 44. – С. 476-479.
 3. Демиденко И.И., Ломино Н.С., Овчаренко В.Д., Падалка В.Г., Полякова Г.Н. Изучение состояния плазмы титановой вакуумной дуги // Химия высоких энергий. – 1986. – Т. 20, № 6. – С. 538-540.
 4. Аксенов И.И., Антупьев Ю.П., Брень В.Г., Падалка В.Г., Попов А.И., Хороших В.М. Влияние замагниченности электронов плазмы вакуумной дуги на кинетику реакций синтеза нитридосодержащих покрытий // ЖТФ. – 1981. – Т. 51, Вып. 2. – С. 303-309.
 5. Хороших В. М., Аксенов И.И., Коновалов И.И. О структуре плазменных струй, генерируемых катодным пятном вакуумной дуги // ЖТФ. – 1988. – Т. 58, Вып. 6. – С. 1220-1221.
 6. Aksenov I.I., Khoroshikh V.M., The influence of nitrogen on the erosion plasma ion component in a vacuum-arc sources // Proc. 18 ISDEIV. – Vol. 2. – Eindhoven (The Netherlands). – 1998. – P. 573-576.
 7. Aksenov I.I., Khoroshikh V.M., The influence of nitrogen on the erosion plasma ion component in a vacuum-arc sources // Proc. 18 ISDEIV. – Vol. 2. – Eindhoven (The Netherlands). – 1998. – P. 573-576
 8. Демиденко И.И., Ломино Н.С., Овчаренко В.Д., Падалка В.Г., Полякова Г.Н. О механизме ионизации реакционного газа в вакуумно-дуговом разряде // ЖТФ. – 1984. – Т. 54, Вып. 8. – С. 1534-1538.
 9. Аксенов И.И., Падалка В.Г., Хороших В.М. Исследование плазменного потока, генерируемого стационарным эрозионным электродуговым ускорителем с магнитным удержанием катодного пятна // Физика плазмы. – 1979. – Т. 5, Вып. 3. – С. 607-612.
 10. Аксенов И.И., Падалка В.Г., Толлок В.Т., Хороших В.М. Исследование движения потоков плазмы вакуумной дуги в линейной протяженной плазменно-оптической системе // Физика плазмы. – 1980. – Т. 6, Вып. 4. – С. 918-924.
 11. Аксенов И.И., Коновалов И.И., Падалка В.Г., Сизоненко В.Л., Хороших В.М. Неустойчивости в плазме вакуумной дуги при наличии газа в разрядном промежутке // Физика плазмы. – 1985. – Т. 11, Вып. 11. – С. 1373-1379.
 12. Хастед Дж. Физика атомных столкновений. – М.: Мир, 1965. – 583 с.

13. Аксенов И.И., Коновалов И.И., Падалка В.Г., Сизоненко В.Л., Хороших В.М. Неустойчивости в плазме вакуумной дуги при наличии газа в разрядном промежутке // Физика плазмы. – 1985. – Т. 11, Вып. 11. – С. 1380-1384.
14. Галеев А.А., Сагдеев Р.З. Нелинейная теория плазмы // Вопросы теории плазмы. – М.: Атомиздат, 1973. – С. 3-51.
15. Быченков В.Ю., Силин В.П. Об угловом распределении ионно-звуковой турбулентности плазмы // Докл. АН СССР. – 1981. – Т. 260, № 5. – С. 1090-1092.
16. Клярфельд Б.Н., Неретина Н.А. Анодная область в газовом разряде при низких давлениях. III. Возникновение на аноде дополнительных плазм (анодные пятна) // ЖТФ. – 1960. – Т. 30, Вып. 2. – С. 186-198.

ПЛАЗМА ВАКУУМНОЇ ДУГИ ПРИ НАЯВНОСТІ ГАЗУ В РОЗРЯДНОМУ ПРОМІЖКУ

Хороших В.М.

Приведено результати досліджень взаємодії плазмових потоків із газовою мішенню. Встановлено, що на параметри цих потоків помітний вплив можуть справляти: (1) зміни властивостей катодної поверхні (2) різний характер деформації кутових розподілів потоків іонів із різною кратністю заряду. Вивчено радіальні потоки часток. Вивчено анодні явища.

VACUUM ARC PLASMA IN PRESENCE OF GAS IN DISCHARGE AMBIENT

Khoroshikh V.M.

The investigations results of plasma fluxes interaction with gas target have been introduced. The radial flows of particles were investigated. The high content of gas ions caused by charge exchange processes of the metal plasma particles on the gas target was found. The anode phenomena have been studied.