

СКОРОСТЬ ИОНОВ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ ДУГОВОГО ИСТОЧНИКА ПРИ РАЗНЫХ ПОТЕНЦИАЛАХ НА ГРАНИЦЕ ПЛАЗМЫ

В. И. Баткин

Институт химической кинетики и горения СО РАН, 630090 Новосибирск

Исследуется влияние потенциала конического электрода вблизи анода источника ионов на скорость ионов выбрасываемой из анодного отверстия плазменной струи. Используется оригинальный метод измерения скорости. Обсуждаются качественные различия воздействия электродов на ионы в прианодной области и на периферии плазменного потока.

Установлено [1, 2], что газоразрядные источники ионов создают направленную плазменную струю. Это связано с наличием ускоряющего ионы амбиполярного электрического поля, сопровождающего расширение плазменного потока. Высокая направленность плазменной струи импульсного дугового источника [3, 4] (кинетическая энергия ионов 30–50 эВ, температура в поперечном сечении 30–70 мэВ) делает его перспективным прибором для исследований и технологических применений [5]. В связи с этим возникает вопрос о механизме ускорения ионов и возможности управлять их энергией.

Главным условием существования плазменного потока является его нейтральность. Падение плотности заряда ионной компоненты плазмы ρ_i в процессе разлета плазмы определяется зависимостью $\rho_i \sim \sqrt{qU}/s$, где q — заряд иона; U — ускоряющая ионы разность потенциалов; s — площадь сечения потока. Амбиполярный механизм ускорения ионов предполагает больцмановское распределение электронов $\rho_e \sim \exp(eU/kT_e)$, когда ρ_e не зависит от s и при разных зависимостях ρ_i и ρ_e от потенциала нейтральность плазмы обеспечивается ее расширением. Для того чтобы электроны имели больцмановское распределение, они должны заполнять энергетически доступный фазовый объем, вместо того чтобы совершать направленное движение подобно ионам. Первое возможно, если при расширении плазменного потока электроны отражаются от стенок, находящихся под отрицательным потенциалом относительно плазмы. Данное условие выполнено в ионных источниках, описанных в [1, 2], но не соблюдается в источнике, примененном в [3], где расширение плазмы происходит внутри конического отверстия в аноде, находящемся под положительным потенциалом относительно плазмы. Можно предположить, что плазменная струя имеет резкую границу и не касается анода. В случае одномерного движения [6] первоначально резкая поперечная граница плазмы в процессе ее свободного разлета приобретает экспоненциальный профиль плотности с показателем экспоненты $-1/c_s t$ или $-1/(\sqrt{eT_e/2qUz})$, где c_s — скорость ионного звука; t и z — время и продольная координата. При T_e , близкой к 5 эВ, и энергии ионов 10–20 эВ угол разлета ионов $2c_s t/z \simeq 0,8$ рад, т. е. он одного порядка с углом раствора конуса анодного отверстия, имеющего высоту 7 мм, радиус на входе 3 мм, на выходе 11 мм. Поперечное падение потенциала амбиполярного поля оказывается меньше продольного и не может служить очевидным объяснением удержания быстрых электронов в плазменной струе. Отсутствие ясного толкования ускорения

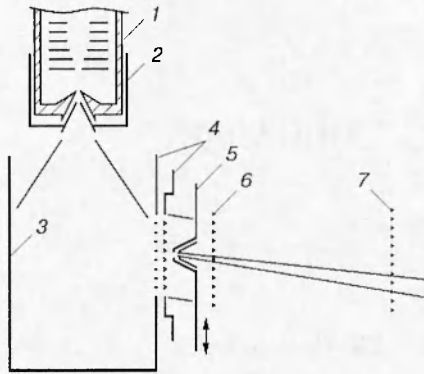


Рис. 1

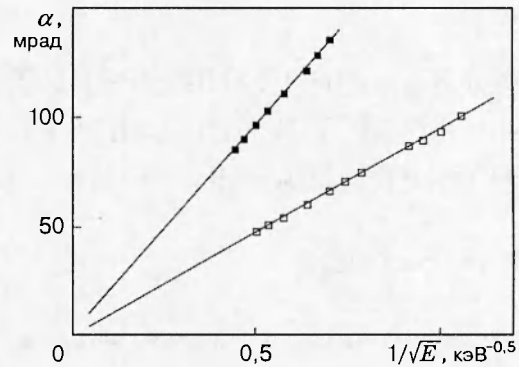


Рис. 2

Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 — ионный источник; 2 — электрод; 3 — экран; 4 — экстрактор ионов; 5 — щелевой коллиматор; 6, 7 — проволоочные профилометры

Рис. 2. Зависимость углового смещения α центра коллимированного пучка от энергии E при двух разных режимах плазменной струи (разные точки)

ионов побудило экспериментально изучить влияние окружающих плазменную струю потенциалов электродов на скорость ионов. Результаты этих экспериментов приведены в настоящей работе.

Экспериментальная установка (рис. 1) состоит из двух частей: во-первых, ионного источника 1, дополненного коническим электродом 2, и экспандера, ограниченного металлическим экраном 3, во-вторых, устройства для сепарации ионов по продольной скорости, содержащего экстрактор ионов 4 в виде плоского сеточного диода, щелевой коллиматор 5, снабженный отклоняющими пластинами, и два проволоочных профилометра 6 и 7. Электрод по форме повторяет отверстие в аноде источника, отстоит от него на 2,5 мм и находится под управляемым потенциалом, что позволяет моделировать условия в анодном отверстии. Экран вместе с первой сеткой диода также находится под управляемым потенциалом относительно анода источника и изолирует плазменную струю от внешнего электрического поля. Сепаратор ионов является усовершенствованием установки [4]. Принцип работы прибора заключается в том, что плоский сеточный диод сообщает ионам поперечное ускорение, сохраняя их продольную скорость, и создает пучок ионов, который сносится этой скоростью от направления ускорения. В отличие от [4], этот сдвиг пучка предварительно коллимированных ионов может быть не только компенсирован электрическим полем отклоняющих пластин, но и может непосредственно наблюдаться профилометрами. Наличие двух профилометров позволяет совместить точность измерений с возможностью перемещения узла коллиматора. Подтверждением точности измерений скорости служат приведенные на рис. 2 зависимости углового смещения центра коллимированного пучка от энергии E , полученной ионами в диоде. Темные точки отвечают режиму плазменной струи с большей скоростью ионов, светлые — с меньшей. Данные аппроксимированы прямыми линиями. Угол смещения пучка α с точностью 1% пропорционален $1/\sqrt{E}$, что характеризует точность измерений продольной скорости ионов.

Изучалось влияние потенциалов конического электрода U_2 и экрана U_3 на кинетическую энергию E_k ионов плазменной струи. На рис. 3 представлены зависимости $E_k(U_2)$ при $U_3 = -110$ В (кривые 1, 2) и $E_k(U_3)$ при $U_2 = 8$ В (кривая 3). Зависимости 1 и 2

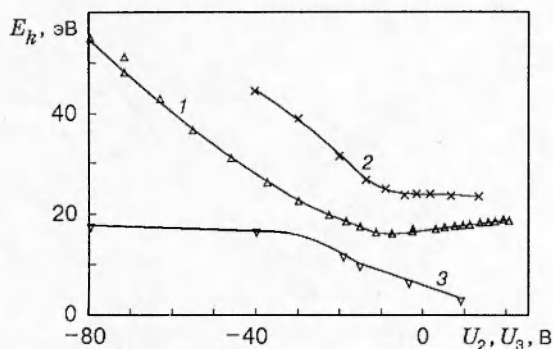


Рис. 3

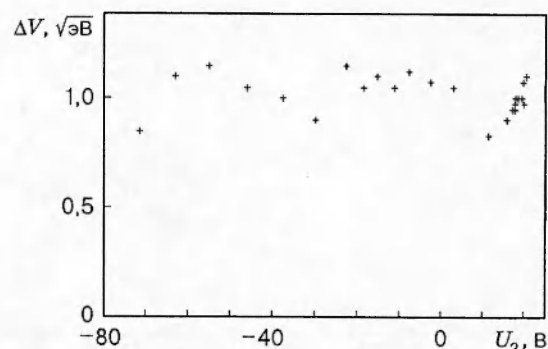


Рис. 4

Рис. 3. Влияние потенциалов электродов на кинетическую энергию E_k ионов:

1 (ток дугового разряда 82 А, ток ионов из анодного отверстия примерно 400 мА) и 2 (24 А и 50 А соответственно) — зависимости E_k от U_2 , 3 — от U_3 (ток разряда 82 А)

Рис. 4. Ширина спектра скоростей ионов Δv в зависимости от потенциала U_2 при $U_3 = -110$ В (ток разряда 82 А)

подобны, несмотря на то, что получены при плотностях ионного тока, отличающихся на порядок величины. В обоих случаях E_k значительно увеличивается с понижением потенциала U_2 от -5 В, что объясняется меньшим отбором электродом быстрых электронов и обеднением ионной компоненты плазмы. При $U_2 > -5$ В происходит изоляция плазменной струи от электрода. Увеличение тока I_2 от 1 до 50 А (кривая 1), сопровождающее изменение потенциала U_2 от -5 до $+20$ В, не меняет существенно энергию ионов. Эффект изоляции плазменной струи наблюдается только в прианодной области. Если при $U_2 = 8$ В повысить потенциал экрана U_3 , скорость ионов падает почти до нуля (кривая 3). Представление о том, как с удалением электрода от анодного отверстия меняется его действие на плазменную струю, можно получить, если сопоставить значения кинетической энергии ионов E_k (30 эВ [4], 17 и 5 эВ) при отсутствии конуса при $U_2 = 0$, $U_3 < 0$ и $U_3 = 0$. При переносе разряда с анода на конус энергия E_k возвращается к величине 30 эВ.

Важной характеристикой спектра продольных скоростей ионов является его ширина. На рис. 4 даны значения ширины спектра Δv , определенные по уровню 0,5 от максимума из тех же измерений, что и данные E_k (кривая 1 на рис. 3). Эти величины достаточно малы, чтобы утверждать, что ионы в плазменную струю поставлялись из одного места — анодного отверстия источника и изменение кинетической энергии ионов вызвано изменением потенциала плазменной струи. Если бы ширина спектра Δv определялась начальным энергетическим разбросом ионов, она бы монотонно $\sim E_k^{-0,5}$ зависела от их энергии. Это наблюдалось только при $E_k < 7$ эВ, когда значение Δv менялось от 1 до 1,8 эВ^{0,5}. Разброс скоростей ионов $\Delta v = 1$ эВ^{0,5} в плазменной струе источника с дополнительным коническим электродом в два раза меньше аналогичной величины [4] источника без электрода. Величина Δv увеличивается в два раза, когда ток I_2 становится больше тока разряда на анод источника.

Экран перекрывает для вылетающих из источника частиц телесный угол, равный примерно $1,3\pi$. Поэтому I_3 при отрицательном потенциале U_3 близок к полному току ионов в плазменной струе. На рис. 5,а представлена зависимость I_3 от U_2 при $U_3 = -110$ В и токе анода 82 А. Излом кривой $I_3(U_2)$ соответствует переходу при $U_2 = 0$ от притягивающих ионы потенциалов к отталкивающим и указывает на то, что ионы образовались вблизи

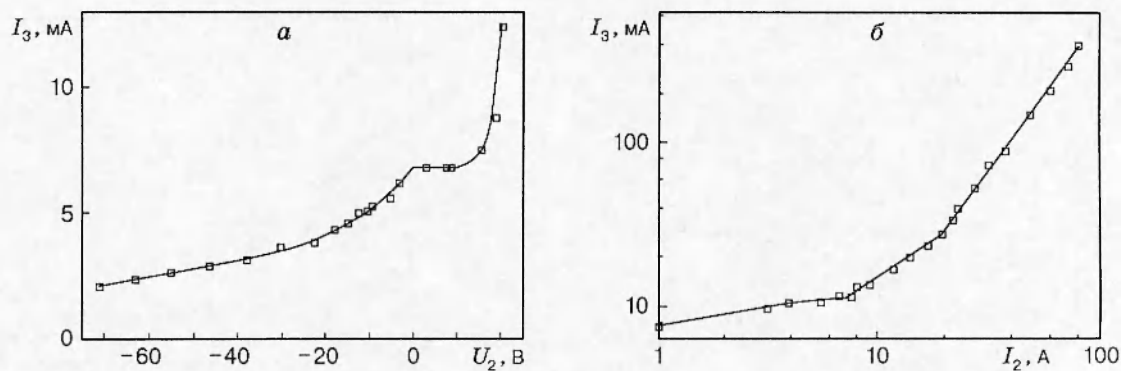


Рис. 5. Ток ионов в зависимости от потенциала U_2 (а), от тока I_2 (б)

потенциала анода. В интервале U_2 от 0 до 15 В наблюдается насыщение тока ионов, затем быстрый рост, означающий перенос разряда на электрод. Ток I_2 при этом меняется от 3 до 6 А. На рис. 5,б приведена зависимость тока I_3 от тока I_2 , когда сумма токов анода и электрода поддерживалась близкой к 85 А, а доля, которую составлял ток I_2 , менялась от 1 до 99 %. Привлекает внимание anomalно низкий ток ионов при малых значениях I_2 . При I_2 , близком к полному току разряда, ток ионов I_3 типичен для данного источника. С уменьшением I_2 ток ионов падает по степенному закону с показателем около 1,8. Эта зависимость более сильная, чем зависимость тока ионов от тока анода без электрода [4], несмотря на то, что ток анода при этом возрастает. При $I_2 < 10$ А и $I_2 = 80$ А ток ионов I_3 отличается в 40 раз, что невозможно объяснить частичным перекрытием анодного отверстия электродом. Отсутствие электродов с отрицательным потенциалом, способных отбирать ионы, приводит к предположению, что перед электродом образуется виртуальный анод и ионы отражаются в продольном направлении.

Способность плазменной струи к изоляции относительно положительно заряженного электрода вблизи анода сопровождается anomalным ее поведением в магнитном поле [7]. Фокусирующее действие продольного магнитного поля на ионный поток значительно на расстояниях от анода, превышающих 1 см, и резко ослабевает вблизи анода. Это можно объяснить действием амбиполярного электрического поля, если найти механизм, который создает на электроде, ограничивающем радиально плазменный поток, барьер как для ионов, так и для электронов. Барьер для низкоэнергетичной фракции электронов может создать пространственный заряд потока электронов, скользящего вдоль поверхности конического электрода. Детальное описание механизма поверхностного барьера требует привлечения дополнительных данных.

Оригинальная невозмущающая методика измерения скорости ионов и постановка модельных экспериментов позволили выявить специфические особенности формирования плазменной струи в анодном отверстии дугового источника ионов. Полученные сведения могут быть полезны как для понимания физических процессов, протекающих в газоразрядных приборах, так и для приложений в области тонких плазменных технологий.

Работа поддержана грантом Минобразования РФ по фундаментальным исследованиям в области ядерной техники и физики пучков ионизирующих излучений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ardenne M. Das duoplasmatron als ionen-oder electronen spritze extrem hoher emissionsstrom dichte // Techn. der Phys. 1961. V. 9, N 5. P. 227–235.

2. **Габович М. Д., Романюк Л. И., Лозовая Е. А.** Проникновение плазмы из источника с осцилляцией электронов в вакуумную область с магнитным полем // Журн. техн. физики. 1964. Т. 34, вып. 3. С. 488–495.
3. **Баткин В. И., Гетманов В. Н., Савченко О. Я., Хусаинов Р. А.** Диагностика плазменной струи сеточными электродами // ПМТФ. 1982. № 6. С. 30–36.
4. **Баткин В. И.** Скорость ионов плазменной струи дугового источника // Журн. техн. физики. 1996. Т. 66, вып. 3. С. 37–42.
5. **Баткин В. И., Савченко О. Я.** Использование плазменной струи для наблюдения десорбции ионов с поверхности металла // ПМТФ. 1995. Т. 36, № 6. С. 35–36.
6. **Гуревич А. В., Питаевский Л. П.** Нелинейная динамика разреженной плазмы и ионосферная аэродинамика // Вопросы теории плазмы / Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1980. Вып. 10. С. 3–87.
7. **Баткин В. И.** Фокусировка плазменной струи продольным магнитным полем // ПМТФ. 1991. № 5. С. 11–14.

Поступила в редакцию 7/II 1997 г.
