

04:12

ОПТИМИЗАЦИЯ НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРОВ ПЕННИНГОВСКОГО ИОННОГО ИСТОЧНИКА МЕТОДОМ ПОДВИЖНОГО КАТОДА

© Р.П.Баберцян, Э.С.Бадалян, Г.А.Егуазарян, Э.И.Тер-Геворкян

Ереванский государственный университет,
375049 Ереван, Армения
(Поступило в Редакцию 24 апреля 1995 г.)

Методом подвижного катода исследован ионный источник Пеннинга. Показано, что этим методом можно оптимизировать величину разрядного тока, ионного тока пучка и его осевого компонента при неизменных значениях анодного напряжения, индукции магнитного поля, давления газа и т. д. Впервые выявлена возможность управления расходимостью ионного пучка без приложения внешних электрических полей. Показано, что отношение осевого компонента тока пучка к полному току пучка варьируется в пределах 25–70%. Экспериментально подтверждено, что для пеннинговского ионного источника важным параметром является его геометрический параметр (отношение длины разрядного промежутка, приблизительно равной длине анода, к диаметру анода).

Введение

Ионные плазменные потоки нашли широкое применение в различных областях науки и техники. В частности, взаимодействие этих потоков с поверхностью твердого тела включает в себя обширную область ионно-плазменной технологии [1]. Для этой цели разработаны различные виды ионных источников. Среди этих источников особое место занимает источник ионов Пеннинга, работающий как в плазменном, так и в режиме отрицательного пространственного заряда, чаще называемого режимом высоковольтного ионного источника с осциллирующими электронами [2,3]. Особенность этого источника заключается в том, что для формирования ионного пучка, происходящего в его разрядном промежутке, очень важную роль играют как распределения потенциала в разряде, так и координата места образования иона, от которой зависит возможность попадания иона в центральную часть катода [4,5]. Для формирования коллимированного ионного пучка необходимо, чтобы образование ионов происходило в приосевой области разрядного промежутка, что может быть достигнуто лишь при определенном соотношении электрических полей. В работах [2,3] была

вьяснена существе́нная коллимирующая роль диаметра анода ячейки Пеннинга при постоянной длине анода. Однако практическое осуществление такого эксперимента очень трудоемко. В дальнейшем авторами был разработан новый метод, названный "методом подвижного катода", позволивший достичь необходимого для формирования коллимированного ионного пучка, перераспределения компонент напряженности (радиального и осевого) электрического поля (вакуумного и реального в горящем разряде) путем плавного изменения лишь длины разрядного промежутка в процессе эксперимента [6].

Настоящая работа посвящена изучению вопроса оптимизации параметров ионного пучка и величины разрядного тока ионного источника с осциллирующими электронами.

Методика эксперимента

Используется электродная система Пеннинга с подвижным катодом. Принципиальная схема приведена на рис. 1, а. Неподвижный катод 1 с отверстием и подвижный катод 2 изготовлены из молибдена. Анод 3 и охранный цилиндр 4 изготовлены из бронзы. Охранный цилиндр находится под потенциалом катода. Анод и охранный цилиндр закреплены вместе через изоляторы 10, что обеспечивает их соосность и параллельность силовым линиям внешнего магнитного поля. Магнитное поле создавалось специальной катушкой, охлаждаемой проточной водой и снабженной наконечниками, обеспечивающими однородность поля внутри источника с точностью до 3%. Подвижный катод 2 приводится в движение при помощи магнитной системы, не указанной на схеме. Расстояние между катодами измеряется специальным устройством, не указанным на рис. 2. Зажигание заряда в

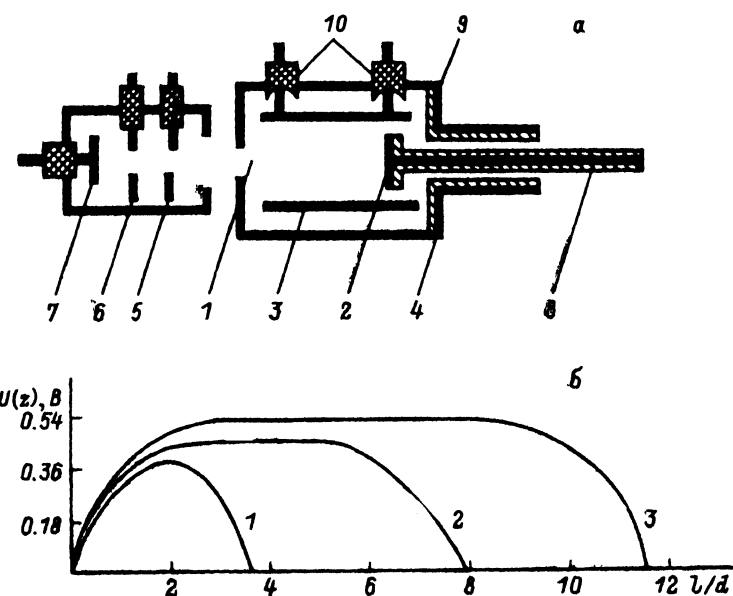


Рис. 1. Принципиальная схема ячейки Пеннинга с подвижным катодом (а) и распределение зависимости потенциала центра от длины анода ячейки Пеннинга с подвижным катодом, полученное в электролитической ванне (б).

свободное пространство за катодом 2 подавляется диэлектриками 8 и 9. Расстояние между анодным и охранным цилиндрами подобраны так, чтобы исключить там возникновение дополнительного разряда.

Измерения проводились в атмосфере остаточного воздуха. Длина разрядного промежутка, т. е. расстояние между катодами менялась в пределах от 0.5 до 11 отн. ед. В дальнейшем под геометрическим параметром подразумевается относительная длина разрядного промежутка $l_{отн} = l/d$, где l — длина разрядного промежутка, приблизительно равная длине анода; d — диаметр анода.

Осевой компонент ионного тока в ионном пучке измеряется электродом 7 коллектора. На сетки 5 и 6 подавался соответствующий отрицательный потенциал со смещением для подавления электронов в пучке ионов. Анодное напряжение и индукция магнитного поля варьировались в пределах $U_a = 3$ кВ, $B = 400-1500$ Гс.

Результаты измерений и их обсуждение

На рис. 2 и 3 представлены зависимости разрядного тока I_p , тока пучка из отверстия в центре катода $I_{отв}$ и его осевого компонента $I_{ос}$ от геометрического параметра $l_{отн}$ для различных значений физических параметров. Как видно, ход кривых $I_{отв}$ и $I_{ос}$ для исследованного интервала анодных напряжений и магнитных полей при $p = 4 \cdot 10^{-4}$ Тор аналогичен ходу зависимостей $I(l_{отн})$ (рис. 2, а). Два максимума на всех кривых, значительно отличающихся друг от друга по величине, соответствуют различным разрядным промежуткам — коротким $l_{отн} = 1-2.5$ отн. ед. и длинным $l_{отн} = 5-8.5$ отн. ед. Это свидетельствует о достижении при указанных $l_{отн}$ условий наиболее интенсивной ионизации. Кривая 1 содержит лишь один максимум в области коротких $l_{отн}$ при $U_a = 1$ кВ. Увеличение анодного напряжения приводит к росту всех токов со смещением максимальных значений в сторону больших $l_{отн}$ ($l_{отн} > 5$ отн. ед.). Для малых анодных напряжений U_a порядка 0.8–1.5 кВ токи $I_{отв}$ слабо зависят от относительной длины разрядного промежутка. Зависимости тех же токов от индукции магнитного поля B имеют также сложный характер с наличием различных по величине двух максимумов в областях $\Delta l_{отн.1} = 1-3$ отн. ед. и $\Delta l_{отн.2} = 6-10$ отн. ед. (рис. 2, б). С ростом индукции магнитного поля максимумы всех токов смещаются в сторону больших $l_{отн}$. Наблюдаемые явления можно объяснить следующим образом.

В работах [4,5] теоретически исследовано бесстолкновительное движение ионов в пеннинговском ионном источнике. Из теории следует, что в центральную область катода попадают все те ионы, которые образовались в одной половине, приосевой области и из определенных дискретных областей в плоскостях (r, θ) , перпендикулярных к оси анода. Угол, под которым ионы попадают в центр катода, определяется из выражения [4]

$$\operatorname{tg} \varphi = r_0 l_{отн} (l_{отн}^2 r_0^2 - z_0^2)^{-1/2} \cdot \left(\frac{U_a - U_0}{U_0} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где r_0 и z_0 — координаты точки образования иона; $l_{отн} = l/(2r_a)$, r_a — радиус анода; U_a и U_0 — потенциал анода и центра на оси анода.

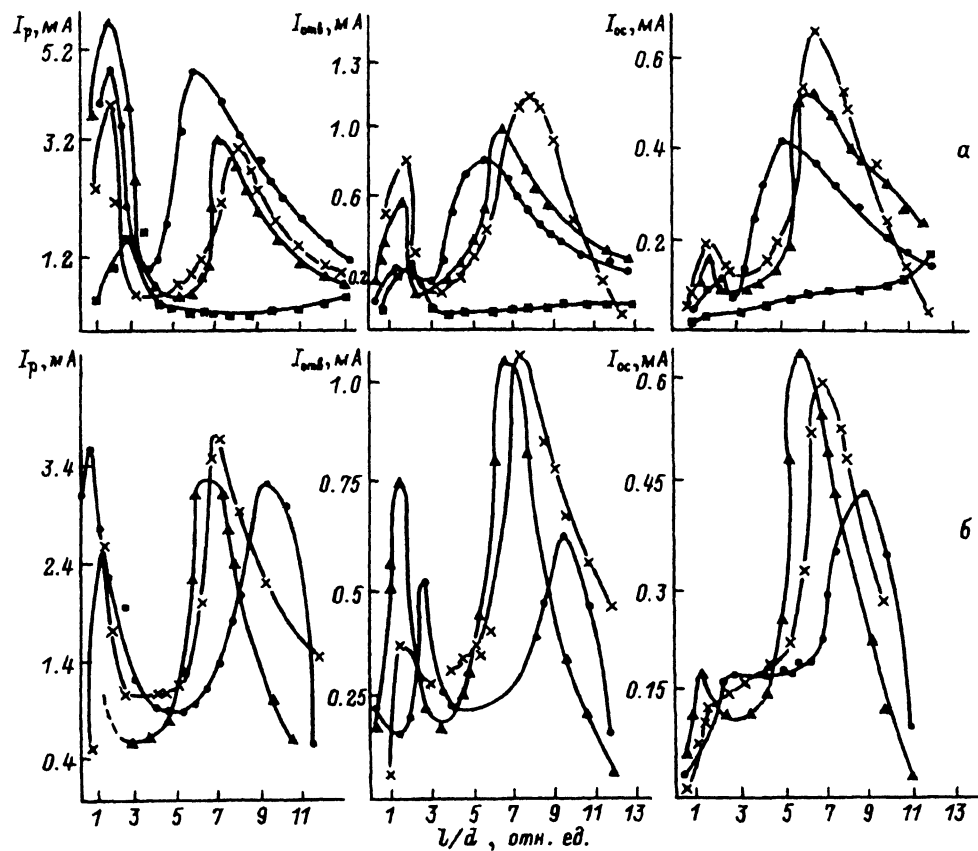


Рис. 2. Зависимости разрядного тока, ионного тока из отверстия и его осевого компонента от длины разрядного промежутка при различных значениях индукции магнитного поля (а) и анодного напряжения (б) для $p = 4 \cdot 10^{-4}$ Тор. а — $U_a = 1.5$ (1), 2 (2), 2.4 (3), 3 кВ (4); б — $V = 800$ (1), 1000 (2), 1600 Гс (3).

Ионы, образовавшиеся на оси ($r_0 = 0$), попадают на катод перпендикулярно и образуют коллимированный пучок, формируя осевой компонент тока пучка I_{osc} , величина которого зависит от их плотности в приосевой области. Ионный пучок, выходящий из отверстия в катод, обнаруживает определенную расходимость (рис. 2, 3), которая обусловлена ионами, образованными в указанных областях на различных расстояниях от оси (от $r_0 = 0$ до $r_0 = r_a$).

Эксперименты показали, что потенциал центра U_0 является также функцией $l_{отн}$, что в свою очередь указывает на слабую зависимость $\text{tg } \varphi$ от $l_{отн}$ (формула (1)). Распределение потенциала по оси z в зависимости от длины разрядного промежутка (при $r_a = \text{const}$) было изучено в электролитической ванне и приведено на рис. 1, б. Из кривых видно, что в коротких разрядных промежутках ($l_{отн} < 4$ отн. ед.) распределение $U(0, z)$ для различных $l_{отн}$ имеет параболический характер. Однако при $l_{отн} > 5$ отн. ед. в середине распределения появляется безградиентная область ($E_z = 0, E_r \neq 0$), протяженность которой увеличивается с ростом длины разрядного промежутка. В этом случае осевое элек-

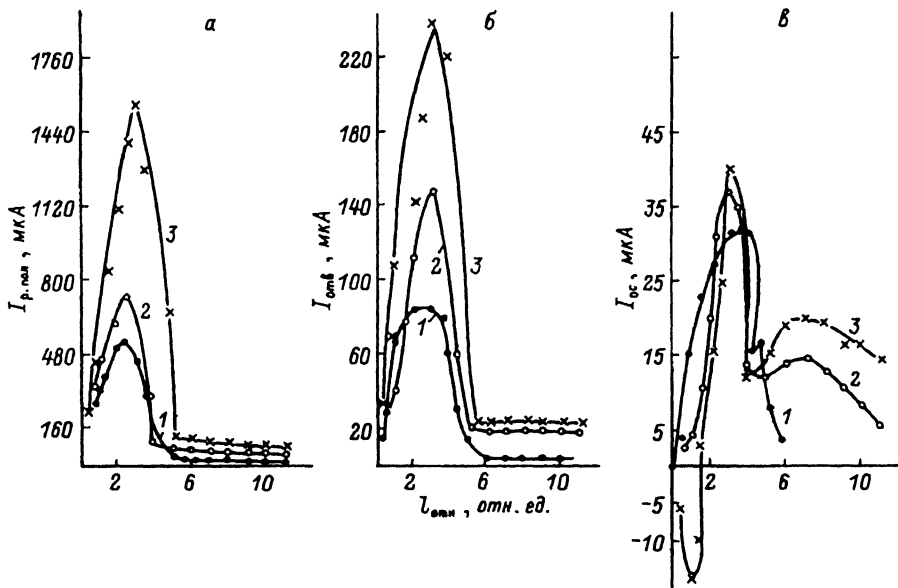


Рис. 3. Зависимость разрядного тока (а), ионного тока из отверстия (б) и его осевого компонента (в) в ячейке Пеннинга с подвижным катодом и диаметром $d_a = 13$ мм.

$p = 5 \cdot 10^{-5}$ Тор, $U_a = 3$ кВ и $B = 660$ (1), 1000 (2), 1320 Гс (3).

трическое поле сосредоточено в прикатодных областях, а величина U_0 равна максимальному значению падения потенциала в прикатодной области.

Изучение зависимости $U_0(l_{отн})$ непосредственно в горящем разряде проведено методом подвижного катода [7]. Установлено, что U_0 растет с увеличением $l_{отн}$ в интервале от 0.5 до 5 отн.ед. Это в свою очередь приводит к перераспределению радиального и осевого компонент напряженности электрического поля $\langle E_r \rangle$ и $\langle E_z \rangle$, где $\langle E_z \rangle = U_0/z_k$; $\langle E_r \rangle = (U_a - U_0)/r_a$ ($z_k = l/2$). С изменением длины разрядного промежутка доля вклада в ионизационные процессы каждого из полей соответственно меняется. Приняв за основу вышеизложенное, можно объяснить наблюдаемые зависимости $I_p = f(l_{отн})$, $I_{отв} = f(l_{отн})$, $I_{ос} = f(l_{отн})$. При коротких длинах разрядного промежутка $l_{отн} = 0.5-2$ отн.ед. потенциал центра мал и более сильно влияние радиального электрического поля $\langle E_r \rangle$, играющего решающую роль в ионизационных процессах. Вклад же поля E_z в эти процессы мал. При этом область интенсивной ионизации является прианодная область и доля осевых ионов составляет 25% от $I_{отв}$, так как основной поток ионов попадает на катод под углом. Из отверстия в центре катода в закатодное пространство выходит достаточно расходящийся пучок ионов. С увеличением относительной длины разрядного промежутка ($l_{отн} > 4$ отн.ед.) поле по радиусу $\langle E_r \rangle$ уменьшается из-за увеличения потенциала центра, а осевое поле $\langle E_z \rangle$ увеличивается. Последнее приводит к росту интенсивности ионизационных процессов в приосевой области, максимум которой приходится на интервал ($\Delta l_{отн} = 5-8$ отн.ед.).

$U_a, \text{кВ}$	$I_p, \text{мкА}$	$I_{отв}, \text{мкА}$	$I_{ос}, \text{мкА}$	$I_{ос}/I_{отв}$
1.5	600	75	17	22
2	780	110	23	21
3	1560	240	42	17.5

При этом $I_{ос}$ достигает до 70% от $I_{отв}$ (рис. 2, в); $I_{ос}$ растет с увеличением анодного напряжения и падает с увеличением индукции магнитного поля, причем в обоих случаях максимальные значения токов смещаются в сторону больших длин разрядного промежутка. Дальнейшее увеличение разрядного промежутка ($l_{отн} > 8.5$ отн. ед.) приводит к значительному спаду всех токов. Последнее объясняется тем, что ионы, образовавшиеся в безградиентном участке ($E_r \neq 0$), совершают колебательные движения по радиусу, ионизируют нейтральный газ, но не могут выйти из него. Этот участок превращается в ионную ловушку, где накапливается разряженная плазма, которая не оказывает влияния на разрядный ток и ток пучка ионов. С ростом $l_{отн}$ увеличивается безградиентный участок, что сокращает прикатодные области и наблюдается спад токов. Ионы на катоды попадают в основном из прикатодных областей, где $E_z \neq 0$.

Максимумы токов I_p , $I_{отв}$ и $I_{ос}$ в зависимости от $l_{отн}$ возникают в тех условиях, при которых с ее изменением $\langle E_r \rangle$ и $\langle E_z \rangle$ принимают значения, одновременно обеспечивающие максимальную частоту ионизации газа электронами как в приосевой области, так и в радиальном направлении.

Так как частота ионизации пропорциональна частоте столкновения, то при давлении $p = 4 \cdot 10^{-4}$ Тор наблюдается два максимума токов (рис. 2), а при $p = 5 \cdot 10^{-5}$ Тор наблюдается один максимум (рис. 3).

Из экспериментальных зависимостей I_p , $I_{отв}$, $I_{ос}$ от $l_{отн}$ при $p = 5 \cdot 10^{-5}$ Тор и $B = 1000$ Гс видно, что максимум для всех токов приходится на одну и ту же $L_{отн} = 2.5-3$ отн. ед. Величины этих токов растут с ростом анодного напряжения (см. таблицу) и индукции магнитного поля (рис. 3). Начиная с $l_{отн} = 4$ отн. ед. наблюдается слабая зависимость токов от индукции магнитного поля и анодного напряжения.

При больших магнитных полях для разрядного промежутка с $l_{отн} < 1.5$ отн. ед. обнаружен аксиальный электронный ток (рис. 3), выход которого связан с неустойчивостью прианодного электронного слоя, приводящий к выбросу электронов в сторону катодов.

Выводы

1. Впервые методом подвижного катода при заданном диаметре анода определена оптимальная длина разрядного промежутка, при которой разрядный ток, полный ток пучка и его осевой компонент достигают своих максимальных значений при постоянных значениях физических параметров разряда: анодного напряжения, индукции магнитного поля, давления газа, материала катода, рода газа и т. д.

2. Метод подвижного катода позволяет плавно менять распределение компонент напряженности электрического поля в горящем разряде, от которого зависят протекающие в нем физические процессы.

3. Методом подвижного катода можно непрерывно менять расходимость ионного пучка, при этом отношение осевого тока пучка к его полному току варьируется в пределах 25–70 %.

4. Введено понятие геометрического параметра — относительная длина разрядного промежутка ($l_{\text{отн}}$) и наряду с физическими параметрами установлена его большая значимость для высоковольтного пеннинговского ионного источника в режиме отрицательного пространственного заряда.

Список литературы

- [1] Габович М.Д., Плешивцев Н.В., Семашко Н.Н. Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей. М.: Энергоатомиздат, 1966. 289 с.
- [2] Баберцян Р.П., Бадалян Э.С., Тер-Геворкян Э.И. // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 7. С. 1445–1449.
- [3] Баберцян Р.П., Бадалян Э.С., Тер-Геворкян Э.И. // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 4. С. 665–669.
- [4] Смирницкая Г.В., Баберцян Р.П. // ЖТФ. 1966. Т. 36. Вып. 7. С. 1217–1225.
- [5] Баберцян Р.П., Бадалян Д.А., Гаспарян В.М. и др. // ДАН. 1993. Т. 93. № 2. С. 73–76.
- [6] Баберцян Р.П., Тер-Геворкян Э.И., Бадалян Э.С. и др. // Физика. Межвуз. сб. науч. тр. Ереван, 1985. № 5. С. 34–42.
- [7] Баберцян Р.П., Бадалян Э.С., Тер-Геворкян Э.И., Егиазарян Г.А. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 10. С. 2039–2040.