

ПОЛУЧЕНИЕ ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМЫ В КВАЗИСТАЦИОНАРНОМ
ДУГОВОМ РАЗРЯДЕ

© 1996 г. А. А. Кабанцев, В. Б. Рева, В. Г. Соколов

Институт ядерной физики СО РАН

Поступила в редакцию 20.01.95 г.

Приведены результаты исследований по повышению температуры и энергосодержания в плазменной струе из газоразрядного источника. В результате выполненной на базе этих исследований оптимизации режима работы источника получена струя высокотемпературной плазмы с $T_e \approx 30\text{--}50$ эВ, $T_i \approx 200$ эВ при плотности $n \approx 5 \times 10^{13}$ см⁻³ и удельной мощности потока $p \approx 10$ кВт/см², а также показана реальная возможность дальнейшего увеличения указанных параметров.

ВВЕДЕНИЕ

Источники горячей плазмы, способные генерировать (квази)стационарные потоки рабочего вещества с удельными мощностями в десятки кВт/см² при температуре ионов несколько сотен эВ, представляют большой интерес для различных задач научного и прикладного характера. В первую очередь плазменные потоки с такими параметрами способны найти применение в термоядерных исследованиях, например, для заполнения горячей плотной плазмой открытых магнитных ловушек или для моделирования процессов на первой стенке термоядерного реактора. Кроме того, в случае, если будут широкими возможности в выборе рабочего вещества, подобные источники могут быть эффективно использованы в разнообразных технологических приложениях.

В данной работе приведены результаты исследований по повышению температуры и энергосодержания в плазменной струе из газоразрядного источника, используемого для заполнения предварительной плазмой открытой ловушки. В результате проведенной на базе этих исследований оптимизации режима работы источника получена струя высокотемпературной плазмы с $T_e \approx 30\text{--}50$ эВ, $T_i \approx 200$ эВ при плотности $n \approx 5 \times 10^{13}$ см⁻³ и удельной мощности потока $p \approx 10$ кВт/см², а также показана реальная возможность дальнейшего увеличения указанных параметров.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ
В ИСТОЧНИКЕ ПЛАЗМЫ

Эксперименты велись с квазистационарным дуговым источником плазмы, обладающим кольцевой геометрией разрядного канала (рис. 1) и помещенным во внешнее продольное магнитное по-

ле. Под квазистационарным здесь понимается режим работы, при котором все плазменные процессы в источнике имеют установившийся характер. Тепловая же нагрузка на конструкцию источника при этом может быть далека от стационара. Электропитание источника осуществлялось от многозвенной LC-линии с волновым сопротивлением 0.1 Ом и длительностью до 2 мс. Источник коаксиально помещался в импульсный соленоид с магнитным полем до 5 кГс.

Исследование работы такого источника и параметров генерируемой им плазмы в случае прямой полярности напряжения на разряде было изложено в [1–3]. Прямая полярность напряжения – это когда электрическое поле внутри источника ускоряет электроны в направлении инжекции. Плазменная струя из источника транспортировалась вдоль магнитного плазмоведа со степенью гофрировки ≈ 2 и длиной до 3 м к регистрирующим устройствам и далее к плазмодиоду, находящемуся в магнитном расширителе. Было показано, что в этом режиме аномально высокая температура ионов [3] ($T_i \approx 50$ эВ $\gg T_e \approx 10$ эВ) в плазменной струе объясняется их стохастическим нагревом при развитии неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, связанной с неоднородным $E_r \times B_z$ вращением плазменного столба в скрещенных полях [2]. Величина ширины радиального электрического поля, выносимого вследствие замагниченности электронного компонента в плазменную струю из источника токами выноса [4], достигающими 20–30% от разрядного тока, определяется мощным прианодным скачком потенциала, возникающим в силу его (анода) магнитной изоляции. Неустойчивость Кельвина–Гельмгольца, аномально увеличивая поперечную электропроводность плазмы, стремится выровнять радиальный профиль скорости вращения плазменного столба, переводя часть кинетической энергии вращающихся “слоев” при их пере-

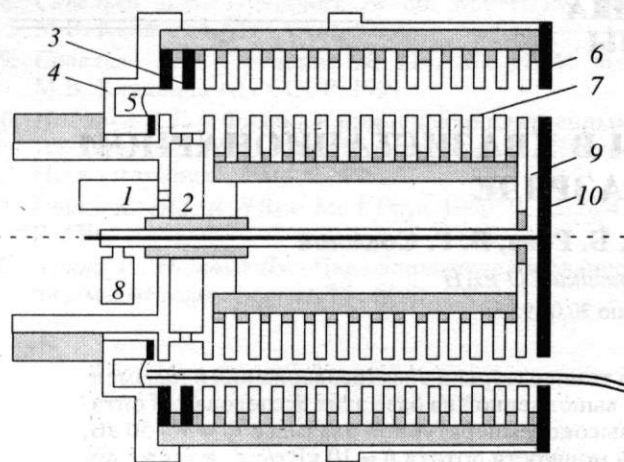


Рис. 1. Схема газоразрядной кольцевой плазменной пушки: 1 – катодный импульсный клапан, 2 – вспомогательный катод, 3 – вспомогательный анод, 4 – катод, 5 – алюминиевая вставка, 6 – анодная шайба, 7 – изолированные шайбы, 8 – анодный импульсный клапан, 9 – газовая полость, 10 – плавающий электрод.

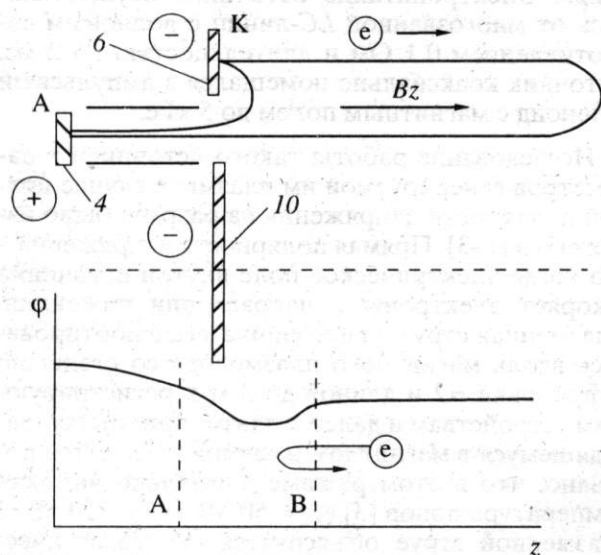


Рис. 2. Схема создания электростатического барьера в плазменной струе.

мешивании в тепловую энергию ионного компонента. Мощность такого нагрева квадратично растет с ростом ширины электрического поля, так что легко достижимое увеличение анодного падения U_a в 2–3 раза по сравнению со штатным режимом работы источника ($U_a = 200$ В) способно было бы привести к повышению T_i в плазменной струе до нескольких сотен эВ. При этом, однако, электронная компонента вследствие высокой продольной теплопроводности на источник плаз-

мы фактически оказывается термостатированной на уровне потенциала ионизации, и мощность, теряемая горячими ионами на значительно более холодных электронах, становится неприемлемо велика.

Возможный подход к решению этой проблемы заключается в создании между протяженной частью плазменной струи и источником потенциального барьера для электронов, значительно снижающего прямой теплообмен электронов плазменного столба с источником. Подобный подход, в частности, был реализован на установке “АМБАЛ-Ю” [5–7], где потенциальный барьер с характерным продольным размером, меньшим длины свободного пробега электронов, создавался при прохождении плазменной струи из этого же источника, обеспечивающего накачку энергии из неустойчивости Кельвина–Гельмгольца в поперечные степени свободы ионной компоненты, через магнитную пробку, обладающую большим продольным градиентом магнитного поля. К сожалению, при этом большая часть потока плазмы отражалась от магнитной пробки, так что подобный сценарий, годный для заполнения предварительной плазмы открытой ловушки, оказывается бесперспективен для технологических приложений, где требуются большие удельные мощности.

ПОСТАНОВКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Однако можно попытаться создать подобный потенциальный барьер, разделяющий электроны в источнике и плазменной струе, и непосредственно для плазменных ускорителей расположением электродов ($4 \leftrightarrow 6$, рис. 1), т.е. полярность напряжения на разряде. (Здесь важно отличать такой разряд с обратной полярностью от обращения в плазменной струе знака только радиального электрического поля E_r , достигаемого изменением радиального положения анода относительно оси разрядного канала ($6 \leftrightarrow 10$, рис. 1) и приводящего к подавлению неустойчивости Кельвина–Гельмгольца [8].)

В этом случае в силу наличия в дуговом разряде прикатодной области пространственного заряда и амбиполярного потенциала квазинейтрального плазменного столба аксиальное распределение потенциала плазмы должно иметь вид, показанный на рис. 2. А поскольку протяженность области пространственного заряда АВ меньше длины свободного пробега электронов [9], то на выходе из источника (вблизи отрицательного электрода) действительно возможно образование электростатического потенциального барьера, уменьшающего продольную электронную теплопроводность плазмы. И хотя при этом воз-

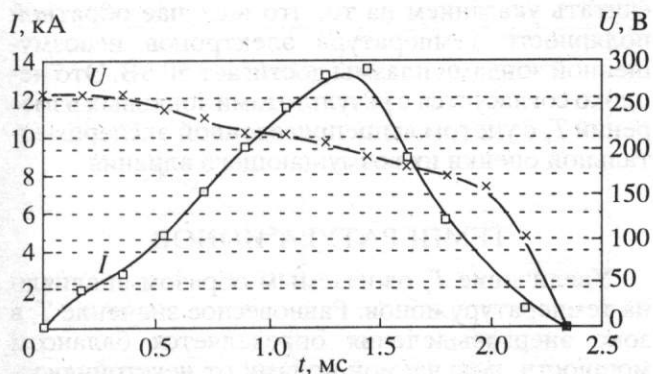


Рис. 3. Зависимость тока и напряжения на разряде от времени для режима с обратной полярностью.

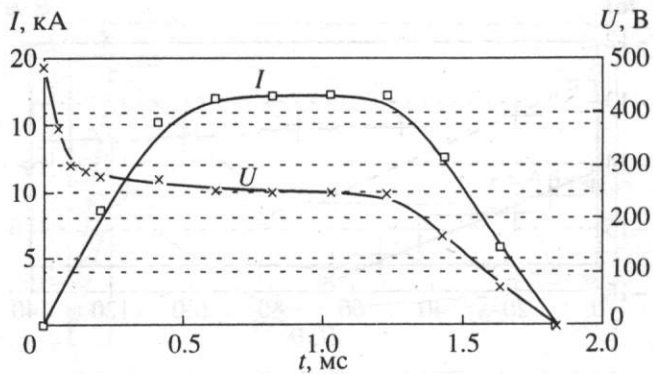


Рис. 4. Зависимость тока и напряжения на разряде от времени для режима с прямой полярностью.

никают некоторые осложнения, связанные с возможным срывом газового разряда в дугу в парах металла и контракцией токов выноса внутрь источника, тем не менее при вполне определенной подготовке разрядного канала они оказываются преодолимы, и разряд действительно переходит в качественно новую форму.

Очевидным указанием на новый механизм динамики плазмы в струе является изменение характера поведения напряжения на источнике и протекающего через него тока в процессе развития разряда. Осциллограммы тока и напряжения для разрядов с обратной и прямой полярностью напряжения на электродах представлены на рис. 3, 4.

Измерение падения напряжения на разряде проводилось с помощью компенсированного емкостного делителя, а регистрация тока осуществлялась по падению напряжения на малом (1.7×10^{-3} Ом) безындуктивном сопротивлении, включенном последовательно в разрядную цепь источника. Видно, что при обратной полярности "внутреннее" сопротивление источника R_{arc} в процессе разряда монотонно падает, что естественно связать с регистрируемым ростом температуры электронов (рис. 5) и, соответственно, проводимости плазмы. При численном моделировании процессов в нелинейной системе ($LC_{линия} + R_{arc}(I)$) выявлено хорошее соответствие эксперименту в случае $R_{arc}(I) = AI^{-3/2}$. Предполагая классическую связь проводимости плазмы с температурой электронов, получаем $T_e \propto I$, что также соответствует эксперименту.

ТЕМПЕРАТУРА ЭЛЕКТРОНОВ

Температура электронов измерялась локально с помощью тройных ленгмюровских зондов и интегрально по сечению рентгеновским фотоэлектронным спектрометром (ФЭС). Типичные зависимости $T_e(t)$ в режиме с обратной полярностью напряжения, полученные с тройного зонда,

представлены на рис. 5. Характерно, что температура электронов, как и ток разряда, в этом режиме непрерывно растет в течение всей длительности импульса напряжения и достигает 30–50 эВ против 10 эВ в обычном режиме.

Поскольку поперечное сечение плазменного столба имеет вид кольца с шириной $\delta R \sim 1$ см, сравнимой с характерными размерами конструкции тройного зонда, то можно предположить, что зонд оказывает сильное возмущающее воздействие на плазму, приводящее к систематическому занижению T_e в случае $T_e \gg eI$, где I – потенциал ионизации. Для экспериментальной оценки степени влияния зонда на температуру электронов в том же сечении плазменной струи, но на другом азимуте помещался второй зонд. В этом случае наблюдалось снижение T_e в максимуме распределения $T_e(t)$ (рис. 5) в среднем до 20 эВ. Очевидно, что такая оценка дает нижнюю границу возмущающего влияния зонда, так как, во-первых, локализованное по азимуту возмущение может быть существенно большим, и во-вторых, само возмущающее влияние второго зонда оказывается

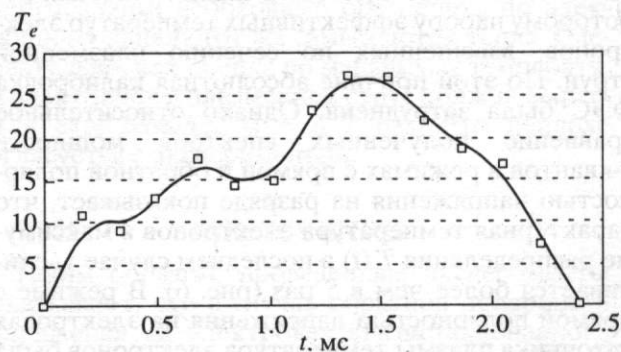


Рис. 5. Зависимость температуры электронов от времени в высокотемпературном режиме.

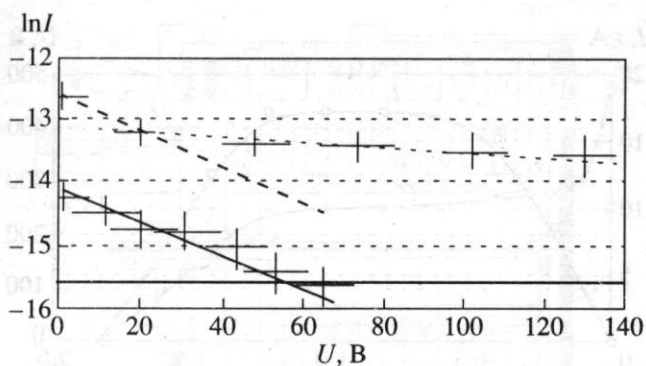


Рис. 6. Спектр мощности γ -квантов, вылетающих из плазмы, построенный в полулогарифмическом масштабе. Вверху – в режиме с обратной полярностью напряжения на электродах, внизу – в режиме с прямой полярностью. Сплошной горизонтальной линией указан уровень шумов прибора.

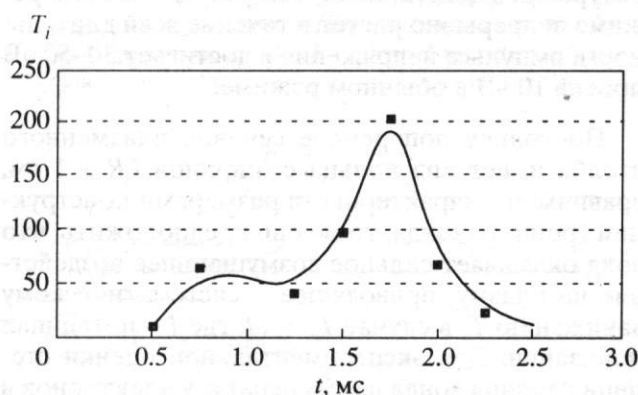


Рис. 7. Типичная зависимость температуры ионов от времени в режиме с обратной полярностью напряжения на электродах.

меньше, чем первого, в силу уже состоявшегося снижения T_e .

Фотоэлектронный спектрометр [10] дает спектр мощности γ -квантов, вылетающих из плазмы, соответствующий в наших условиях некоторому набору эффективных температур электронов, взвешенных по сечению плазменной струи. По этой причине абсолютная калибровка ФЭС была затруднена. Однако относительное сравнение полученных спектров мощности γ -квантов в режимах с прямой и обратной полярностью напряжения на разряде показывает, что характерная температура электронов в максимуме распределения $T_e(t)$ в последнем случае увеличивается более чем в 5 раз (рис. 6). В режиме с прямой полярностью напряжения на электродах источника плазмы температура электронов была надежно измерена различными методиками и имеет значение ~ 10 эВ [3]. Таким образом, результаты относительных измерений ФЭС можно

считать указанием на то, что в случае обратной полярности температура электронов невозмущенной зондами плазмы достигает 50 эВ. Это неплохо согласуется с результатами зондовых измерений T_e с учетом вышеприведенной экспериментальной оценки их возмущающего влияния.

ТЕМПЕРАТУРА ИОНОВ

Увеличение T_e ожидаемым образом повлияло на температуру ионов. Равновесное значение T_i в зоне энерговыделения определяется балансом мощности, получаемой ионами от неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, и мощности, уходящей как вследствие столкновений с более холодными электронами, так и вследствие теплопроводности непосредственно ионного компонента из зоны энерговыделения за ее пределы. В стационаре поперечные распределения $T_i(r)$ и $n(r)$ в плазменной струе характеризуются сравнительно низкими градиентами, так что даже при аномально высоких коэффициентах поперечного переноса, обусловленных турбулентностью на неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, потери энергии ионного компонента (≈ 50 кВт/см³) из единицы объема плазмы определяются в основном электронным каналом. Тогда из классической формулы для скорости обмена тепловой энергией между ионами и электронами

$$Q_{ie} = 3 \frac{m_e n}{m_i \tau_e} (T_i - T_e) \propto \frac{T_i - T_e}{T_e^{3/2}}$$

и условия ее равенства плотности мощности накачки в ионы на неустойчивости Кельвина–Гельмгольца Q_{KH-i} , т.е.

$$Q_{KH-i} = Q_{ie},$$

получаем, что увеличение T_e примерно в 3 раза при сохранении прежнего значения Q_{KH-i} должно сопровождаться увеличением разности $(T_i - T_e)$ до 5 раз. Таким образом, при росте T_e с 10 до 30 эВ температура ионов T_i должна вырасти с прежних 50 до 230 эВ. Проведенные измерения T_i тройным макрозондом [11], безусловно, возмущающим плазму и снижающим T_e , а следовательно, и T_i , тем не менее подтверждают эту оценку. Величина T_i от выстрела к выстрелу составляла 160–200 эВ (рис. 7), а временная зависимость была аналогична $T_e(t)$.

Для невозмущающего плазму контроля температуры ионов T_i в высокотемпературном режиме использовались измерения величины доплеровского уширения линии H_α в спектре излучения атомов перезарядки. При максвелловском виде функции распределения излучающих атомов по скоростям указанная спектральная линия имеет гауссову форму с шириной

$$(2\Delta\lambda)^2 [\text{Å}] \approx 0.5 \sqrt{T_i}.$$

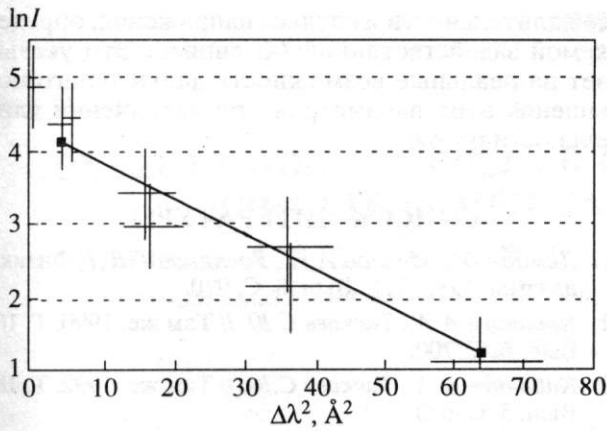


Рис. 8. Зависимость логарифма интенсивности излучения плазмы от квадрата отклонения длины волны от H_{α} : $\Delta\lambda = (\lambda - 6563 \text{ \AA})$.

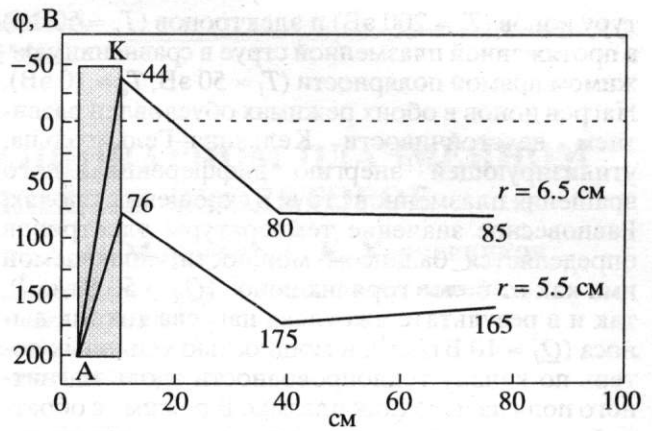


Рис. 9. Измеренный продольный профиль потенциала плазмы на разных радиусах сечения струи в режиме с обратной полярностью.

Из результатов измерений (рис. 8) можно установить, что величина доплеровского уширения равна 4.5 \AA , что соответствует температуре ионов $T_i \approx 220 \text{ эВ}$. Точность измерений составила $\pm 30 \text{ эВ}$. Как видно, полученное значение T_i хорошо согласуется как с приведенной выше на основе энергоданса плазмы оценкой температуры ионов, так и с результатами зондовых измерений (с учетом вносимых ими возмущений).

Проведенные измерения энергосодержания плазмы с помощью диамагнитной петли также качественно подтверждают полученную в эксперименте зависимость $\langle T_e(t) + T_i(t) \rangle$, где угловыми скобками обозначено усреднение по сечению плазменной струи.

ТЕРМОБАРЬЕР

Результаты измерений потенциала электронов на выходе из источника относительно корпуса установки (источник как целое относительно корпуса в данных экспериментах находился под "плавающим" потенциалом) и продольного распределения потенциала плазмы вдоль крайних силовых линий магнитного поля, выходящих из газоразрядного канала источника плазмы, представлены на рис. 9. Здесь $r = 6.5 \text{ см}$ соответствует внешнему радиусу кольцевого газоразрядного канала, определяемому внутренним диаметром "катода" 6 (рис. 1), а $r = 5.5 \text{ см}$ соответствует внутреннему радиусу кольцевого газоразрядного канала, определяемому внешним диаметром "плавающего" электрода 10 (рис. 1), потенциал которого оказывается положительно смещен примерно на $1/2 U_{arc}$ относительно потенциала "катода". Как видно, измеренное аксиальное распределение потенциала в плазменной струе подтверждает факт образования при обратной полярности электро-

дов вблизи выхода из источника потенциального барьера для электронов, сравнимого по величине с T_e/e .

Вместе с приведенными выше экспериментальными фактами значительного увеличения T_e и T_i в сравнении с прямой полярностью напряжения на источнике это свидетельствует о том, что на выходе из газоразрядного источника в этом случае действительно реализуется термобарьер, уменьшающий продольную электронную теплопроводность плазмы. Величина этого барьера $(e\phi) \approx (2-3)T_e$, т.е. фактически определяется амбиполярным потенциалом квазинейтрального плазменного столба относительно "плавающего" источника плазмы. Поток тепла через указанный барьер по электронному каналу из плазменной струи в источник можно оценить с точностью до некоторого численного множителя А как

$$Q_e \sim AnT_e v_{Te} \text{Sexp}(-e\phi/T_e) \propto T_e^{3/2} \exp(-e\phi/T_e).$$

В предположении, что другие каналы потерь тепла из струи в присутствии термобарьера изменяются несущественным образом, для сохранения энергоданса необходимо обеспечить по электронному каналу тот же самый поток тепла. Следовательно, как оценка по максимуму температуры электронов в плазменной струе должна вырасти в $\exp[(2e\phi)/(3T_e)] \approx 4-7$ раз, что неплохо согласуется с экспериментом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, проведенные эксперименты показывают, что в случае обратной полярности напряжения на электродах квазистационарного газоразрядного источника плазмы (и при определенной предварительной подготовке разрядного канала) удастся значительно повысить темпера-

туру ионов ($T_i \approx 200$ эВ) и электронов ($T_e \approx 50$ эВ) в протяженной плазменной струе в сравнении с режимом прямой полярности ($T_i \approx 50$ эВ, $T_e \approx 10$ эВ). Нагрев ионов в обоих режимах обусловлен развитием неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, утилизирующей энергию дифференциального вращения плазменной струи в скрещенных полях. Равновесное значение температуры электронов определяется балансом мощности, получаемой ими как от более горячих ионов ($Q_{ie} \approx 50$ Вт/см³), так и в результате джоулева нагрева токами выноса ($Q_J \approx 10$ Вт/см³), и мощностью тепловых потерь по каналу теплопроводности вдоль магнитного поля на источник плазмы. В режиме с обратной полярностью на выходе из источника реализуется потенциальный барьер для электронов, термоизолирующий электроны плазменной струи от источника, что и обеспечивает соответствующее повышение T_e . Рост температуры электронов в плазменной струе приводит к уменьшению “внутреннего” сопротивления источника, поскольку заметная часть тока разряда (токи выноса) замыкается через плазменную струю. Уменьшение “внутреннего” сопротивления, в свою очередь, сопровождается увеличением тока разряда и, соответственно, токов выноса. При увеличении последних возрастает роль джоулева нагрева и, как следствие, растут температура электронов и величина потенциального барьера. Далее весь этот процесс повторяется вновь.

Важно отметить, что в наших экспериментах с режимом обратной полярности непрерывный рост $I(t)$, $\delta\phi(t)$, $T_e(t)$ и $T_i(t)$ наблюдается в течение

всей длительности импульса напряжения, определяемой задействованной LC-линией. Это указывает на реальные возможности дальнейшего повышения этих параметров при увеличении длительности разряда.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Димов Г.И., Иванов А.А., Росляков Г.В. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. Вып. 8. С. 970.
2. Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю. // Там же. 1990. Т. 16. Вып. 6. С. 700.
3. Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю. // Там же. 1992. Т. 18. Вып. 5. С. 635.
4. Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю. // Там же. 1989. Т. 15. Вып. С. 724.
5. Димов Г.И., Кабанцева А.А., Кузьмин С.В. и др. // Там же. 1993. Т. 19. Вып. 3. С. 350.
6. Гилев Е.А., Димов Г.И., Кабанцев А.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1993. Т. 57. Вып. 10. С. 621.
7. Димов Г.И., Гилев Е.А., Кабанцев А.А. и др. // ДАН. 1993. Т. 332. № 2. С. 155.
8. Кабанцев А.А. // Тр. Всесоюзного совещания по открытым ловушкам. М.: ИАЭ, 1989. С. 40. Препринт № 164. Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 1989.
9. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. Гл. 5.
10. Белкин В.С., Соколов В.Г., Тимошин И.Я. // Физика плазмы. 1994. Т. 20. Вып. 1. С. 93.
11. Кабанцев А.А. // Материалы VIII Всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы. Минск, 1991. Ч. II. С. 198. Препринт Новосибирск: № 90-80 ИЯФ СО РАН.