

УДК 533.9.07 : 538.4

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ  
СТРУЙ ДИНАМИЧЕСКОГО Z-ПИНЧА

Е. В. Калачников, П. Н. Роговцев

Проведено исследование газодинамических и электромагнитных свойств струй плазмы стабилизированного самосжатого разряда — динамического Z-пинча. В магнитогидродинамическом и газодинамическом режимах течения плазмы при высоких энергетических параметрах ( $10^6$ — $10^7$  Вт/см<sup>3</sup>) и значительной длительности ( $\sim 6 \cdot 10^{-4}$  с) экспериментально показаны возможные пути управления параметрами плазмы струй: скоростью, температурой, давлением, плотностью тока.

Одним из перспективных импульсных источников света большой длительности и интенсивности является источник на основе плотной плазмы самосжатого разряда в условиях интенсивного осевого продува токового канала струей плазмы [1-3]. В этом случае плазма имеет малое пролетное время, в результате чего гидромагнитная неустойчивость не успевает развиваться и не накладывает ограничения на общую длительность разряда. Такой тип разряда можно назвать динамическим Z-пинчем. Настоящая работа посвящена качественному исследованию газодинамики работающего на этом принципе импульсного струйного источника плазмы (рис. 1).

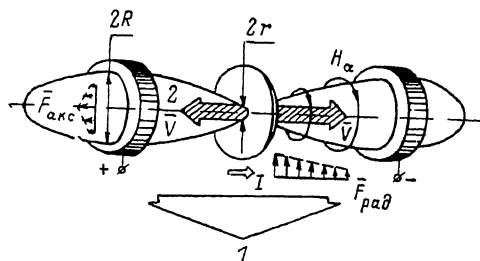


Рис. 1. Разрядное устройство.

## 1. Экспериментальная установка

Разряд осуществлялся между графитовыми кольцевыми электродами с внутренним диаметром 3.5 см через тонкую диафрагму из плазмообразующего материала органического состава (текстолит, полиформальдегид) с диаметром отверстия 0.4 см в открытой кварцевой трубе и без нее. На рис. 1 схематически изображен струйный плазменный источник. Излучение  $I$  от струй плазмы 2, стабилизирующих разряд, регистрировалось в направлении, перпендикулярном оси разряда, на многоканальном диагностическом комплексе [4]. Пространственное развитие струй плазмы регистрировалось на высокоскоростной кинокамере ЖЛВ-2 с частотой  $6.7 \cdot 10^4$  кадров/с через интерференционный светофильтр с  $\lambda_{\max} = 380$  нм. Структура разряда в межэлектродном промежутке различалась на фотограммах по величине плотности почернения (рис. 2). Яркостная температура плазмы в струях измерялась в четырех диапазонах длин волн с положением максимума на  $\lambda_1 = 235$ ,  $\lambda_2 = 400$ ,  $\lambda_3 = 460$  и  $\lambda_4 = 633$  нм фотоэлектрическим методом сравнения с излучением стандарта яркости ЭВ-45. Давление в срединном сечении отверстия диафрагмы измерялось крешерным методом с использованием динамической калибровки крешерных датчиков давления. Импульсное давление в струях регистрировалось как крешерными, так и пьезокерамическими датчиками. Скорость уноса массы экспериментально определялась взвешиванием плазмообразующей вставки до и после каждого

опыта. При этом учитывался унос массы только с внутренней стенки отверстия диафрагмы, так как торцевые поверхности диафрагмы закрывались защитными кольцами толщиной 0.1 и диаметром 0.6 см. Магнитными зондами с чувствительностью 125 кЭ/В регистрировалась напряженность магнитного поля в оболочке и струе в ходе развития разряда. Зондовое устройство включало в себя три квадратные катушки размером 0.5·0.5 см<sup>2</sup>, располагающиеся по радиусу разрядного канала на расстоянии 0.1 см друг от друга. Эффективная площадь каждой катушки 0.25 см<sup>2</sup>. Катушки помещались в защитный экран из оргстекла с внешним диаметром 0.9 см. Зондовое устройство перемещалось в радиальном и азимутальном направлениях. Калибровка магнитных зондов осуществлялась импульсным током известной величины с помощью катушки Гельмгольца. Распределение плотности тока по радиусу разряда рассчитывалось по кривым радиального изменения магнитного поля для кольцевых поясов, размер которых по радиусу определялся размером магнитной катушки и был равен 0.6 см. Омическими делителями напряжения измерялось падение напряжения на разрядном промежутке для различных расстояний от заземленного катода. Энергия излучения определялась калориметром ТПИ-2М с индикацией на пифроном вольтметре типа Щ68003. Межэлектродное расстояние разрядного устройства менялось от 5.0 до 12.0 см. Использование кварцевой трубы в разрядном устройстве обеспечивало разделение объема разряда и зоны облучения. В этом варианте

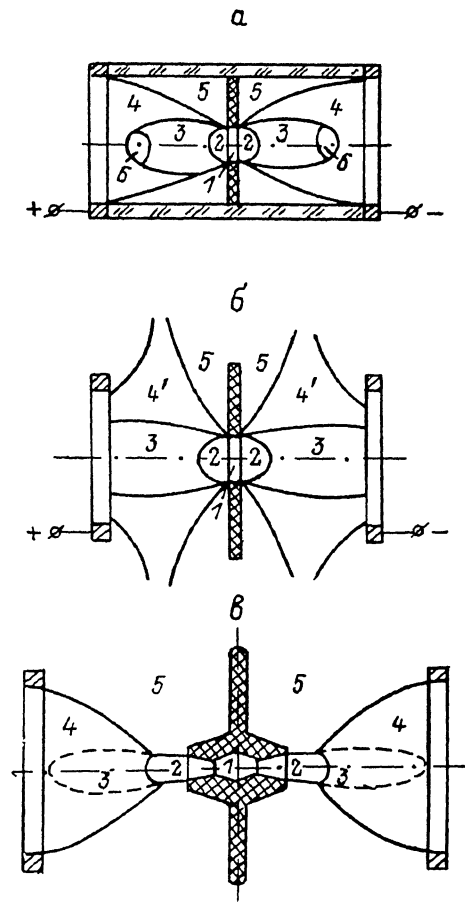


Рис. 2. Структура разряда по величине плотности почернения на фотограмме для различных вариантов разрядного устройства — динамического Z-пинча в открытой кварцевой трубке (а), на воздухе (б), на воздухе через сопло (в).

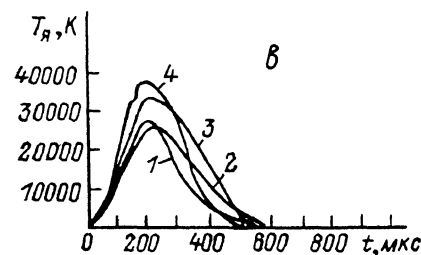
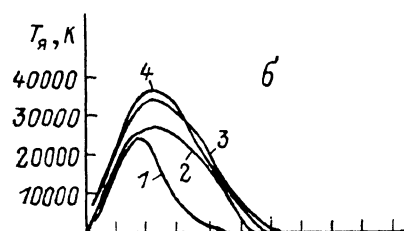
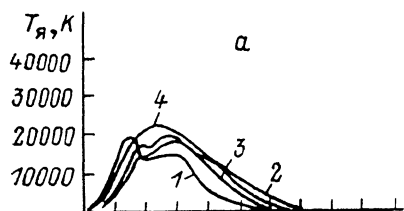
1 — зона КРИС, 2 — приустьевая зона, 3 — осевая зона продува плазмой, 4 — зона магнитообжатой струи плазмы, 4' — зона расширяющейся оболочки разряда, 5 — окружающая среда, 6 — зона эжекторного влияния кольцевого электрода.

источника выход излучения ограничивался спектральным пропусканием кварца марки КУ-2. Иницирование разряда по оси межэлектродного промежутка проводилось с помощью электрического взрыва алюминиевой фольги толщиной 10 мкм и шириной 0.2 см. Конец переходной фазы наблюдался на 10—15 мкс и совпадал с результатами численного расчета на ЭВМ по программе [5] для этапа разогрева и взрыва фольги, завершающегося переходом разряда в LC-режим. Электропитание осуществлялось от конденсаторной батареи (емкость  $C=4.8 \cdot 10^{-3}$  Ф, индуктивность контура  $L_k=3.1 \cdot 10^{-6}$  Гн, сопротивление контура в режиме короткого замыкания  $R_k=6.7 \cdot 10^{-3}$  Ом, начальное зарядное напряжение варьировалось  $U_0=3 \div 5$  кВ), формирующей одиночный импульс тока в режиме, близком к критическому. Величина тока в максимуме достигала  $I_{max}=40 \div 80$  кА вблизи  $t_{max}=180 \div 200$  мкс, длительность менялась от 400 до 600 мкс в зависимости от режима электропитания. Электрический КПД разрядного контура составлял 0.76. При реализуемой в работе величине плотности тока в отверстии диафрагмы (300—600 кА/см<sup>2</sup>) для указанного диапазона режима электропитания с запасенной энергией  $E_0=21.6 \div$

60 кДж тепловая нагрузка на внутреннюю стенку отверстия диафрагмы обеспечивала неселективное испарение используемых плазмообразующих материалов,

## 2. Результаты экспериментов

В экспериментах удалось в значительной мере управлять температурой, давлением и скоростью генерируемой плазменной струи, изменяя силу тока разряда, геометрию и конфигурацию отверстия. В ходе работы были выбраны опорный режим электропитания, геометрия и плазмообразующий материал для каждого варианта разряда при условии достижения наиболее высокой яр-



костной температуры плазменной струи в приустьевой зоне отверстия диафрагмы без разрушения конструкции разрядного устройства. В работе приведены и обсуждаются результаты экспериментов для каждого варианта лишь в опорном режиме.

Для разряда в открытой кварцевой трубе (рис. 2, а) параметры источника электропитания в опорном режиме составляли:  $U_0 = -3.0$  кВ,  $E_0 = 21.6$  кДж. Межэлектродное расстояние 7.0 см. Плазмообразующая диафрагма была выполнена из текстолита марки ПТК толщиной 0.3 см с отверстием цилиндрической формы диаметром 0.4 см. Электрические параметры на разрядном промежутке в момент максимума тока  $t_{\max} = 200$  мкс: ток  $I_{\max} = 45 \pm 4$  кА, напряжение на промежутке анод-катод  $U_{\max} = 1.9 \pm 0.2$  кВ. Коэффициент согласования разряда с накопителем для  $t_{\max} = 200$  мкс

Рис. 3. Осциллограммы светового импульса в четырех длинах волн:  $\lambda_1 = 235$ ,  $\lambda_2 = 400$ ,  $\lambda_3 = 460$ ,  $\lambda_4 = 633$  нм.

а — разряд в кварцевой трубе, б — открытый разряд через цилиндрическое отверстие в диафрагме, в — разряд через сопло в диафрагме.

$$\alpha = \frac{\int_0^{t_{\max}} u(t) I(t) dt}{(CU_0^2/2)} = 0.8.$$

При измерении максимального значения давления в срединном сечении отверстия  $P_{0 \max}$  была увеличена толщина диафрагмы до 1.0 см. Величина  $P_{0 \max}$ , измеренная крешерным методом при использовании динамической тарировочной кривой для импульса  $\tau = 0.5 \cdot 10^{-3}$  с, составила  $41 \pm 4$  МПа, а по статической кривой  $P_{0 \max} = 21 \pm 2$  МПа. Скорость уноса массы плазмообразующего материала с внутренней стенки отверстия диафрагмы при расчете для длительности на уровне 0.1 от амплитудного значения тока составила  $18.0 \pm 1.5$  г/с для текстолитовой диафрагмы толщиной 0.3 см и  $100 \pm 10$  г/с для текстолитовой диафрагмы толщиной 1.0 см. Оценка скорости испарения и уноса массы по величине разгорания отверстия  $\Delta r$  по формуле

$$\dot{m} = \pi \rho l [2r \Delta r + \Delta r^2] / \Delta t,$$

где  $\rho$  — плотность материала плазмообразующей диафрагмы ( $\text{г} \cdot \text{см}^{-3}$ ),  $\Delta t$  — длительность разряда (с),  $l$  — толщина (см.),  $r$  — радиус отверстия до эксперимента (см),  $\Delta r$  — величина разгорания отверстия (см), дает близкие результаты:  $m = 16 \pm 2$  г/с при толщине 0.3 см и  $63.9 \pm 6$  г/с при толщине 1.0 см. Удель-

ная скорость уноса массы для текстолита  $\dot{m}/S=48 \pm 4.5$  г/с·см<sup>2</sup>. Плотность энергии излучения на расстоянии 4 см от оси разряда 8 Дж/см<sup>2</sup>.

Осциллограммы светового импульса для осевой области катодной струи в четырех длинах волн, оцифрованные в яркостных температурах, приведены на рис. 3, а. После взрыва инициирующего разряд проводника на стартовой фазе развития разряда ( $t_r=15 \div 200$  мкс) при скорости роста тока  $dI/dt=4 \cdot 10^5$  кА/с отношение давления в срединном сечении отверстия диафрагмы  $P_0$  к давлению в окружающей среде  $P_5$  (рис. 2, а) меньше критического отношения  $P_0/P_{кр}=1+\Upsilon > P_0/P_5$ , где  $\Upsilon=c_p/c_v=1.2-1.3$  ( $\Upsilon$  — постоянная адиабаты с учетом энергии ионизации [6, 7]). Скорость истечения струй дозвуковая. Дозвуковое течение неустойчиво и турбулентно. К концу стартовой фазы сила тока увеличивается до максимального значения  $I_{max}=45$  кА на  $t_{max}=200$  мкс. За счет интенсивной световой эрозии стенок отверстия диафрагмы давление в срединном сечении повышается до  $P_{0max}=55$  МПа при толщине  $l=1.0$  см и до  $P_{0max}=18$  МПа при  $l=0.3$  см по полуэмпирической расчетной модели КРИС [6]. При этом скорость течения струй плазмы вблизи оси в приустьевой зоне возрастает до  $v=30$  км/с, где скорость звука в плазме в области критического сечения  $c_{кр}=11.5$  км/с для диафрагмы с  $l=0.3$  см. Давление в окружающей струю среде  $P_5=0.11$  МПа определено из соотношения для расстояния до центрального скачка уплотнения

$$L=0.84r(P_{кр}/P_5)^{1/2} \quad [8, 9],$$

положение которого определялось по фотограммам кино съемки развития разряда. Напор в струе к концу стартовой фазы развития разряда возрастает, и она становится устойчивой. В связи с этим возрастает поток магнитной индукции через устойчивую область: азимутальное магнитное поле разряда увеличивается до  $H=3.6 \cdot 10^6$  А/м в приустьевой зоне струй и до  $H=4 \cdot 10^5$  А/м у кольцевых электродов. Приложенная к единице объема струи плазмы радиальная сжимающая сила составила  $F_{рад}=8 \cdot 10^9$  н/м<sup>3</sup> у диафрагмы и  $F_{рад}=1.1 \times 10^7$  н/м<sup>3</sup> у кольцевых электродов. Это приводит к значительному обжатю струи. Для квазистационарной фазы развития разряда ( $t_{II}=200 \div 580$  мкс) в условиях большой удельной мощности, вводимой в разряд  $q=(1 \div 2) \cdot 10^6$  Вт/см<sup>3</sup> на  $t=200 \div 250$  мкс, магнитное давление собственного тока разряда в критическом сечении струи составляет  $P_{магн}=8.06$  МПа. Это достаточно для реализации МДГ режима истечения струи для диафрагмы с  $l=0.3$  см, где  $P_{кр}=6.4$  МПа; в случае диафрагмы с  $l=1.0$  см осуществляется газодинамический режим КРИС, где  $P_{кр}=24.6$  МПа, согласно критерию, предложенному в [6]. Особенностью развития разряда на квазистационарной фазе является наличие определенной структуры струй. На фотограммах при съемке через узкополосный интерфильтр с  $\lambda_{max}=380$  нм  $\pm 3$  нм были зарегистрированы зоны различной яркости в приосевой области разряда (рис. 2, а). Осевая зона продува имела характерную каплевидную конфигурацию истечения с избыточным давлением в случае с недорасширением. Был зарегистрирован первый скачок уплотнения, положение которого относительно отверстия диафрагмы было неизменно на протяжении всей квазистационарной фазы вплоть до 580 мкс. Это позволяет сделать предположение о постоянстве отношения  $P_{кр}/P_4$  в условиях формирования токового канала и равенстве его для данной конфигурации некоторой безразмерной величине

$$\frac{P_{кр}}{P_4} = \left[ \frac{L}{0.42 \cdot 2r} \right]^2 = A = 221,$$

$P_4$  — давление в спутной, магнитообжатой, струе, являющейся окружающей средой для осевой зоны продува;  $L$  — расстояние от среза диафрагмы до центрального скачка уплотнения;  $2r$  — диаметр отверстия диафрагмы.

Максимальное давление в срединном сечении отверстия диафрагмы  $P_{0max}$  при толщине  $l=1.0$  см, измеренное крешерным методом для динамической тапировочной кривой с длительностью калибровочного импульса  $\tau=0.5 \cdot 10^{-3}$  с, составляло  $P_{0max}=42 \pm 4$  МПа. Оно дает хорошее совпадение с величиной  $P_{0max}=(\Upsilon+1)P_{кр}=52 \mp 6$  МПа, рассчитанной по положению центрального

скачка уплотнения, а также с  $P_{0 \max} = 55$  МПа из расчетной модели КРИС как расходного сопла с известными параметрами: током  $I_{\max} = 45$  кА, диаметром  $2r = 0.4$  см, толщиной  $l = 1.0$  см [6]. На фазе затухания разряда для  $t_{\text{пл}} > 580$  мкс центральный скачок уплотнения приближался к срезу отверстия диафрагмы. Проталкивающее давление в срединном сечении  $P_0$  снижалось за промежуток времени  $t = 580 \div 680$  мкс от 52 до 5 МПа для диафрагмы с  $l = 1.0$  см и от 18 до 1.6 МПа для диафрагмы с  $l = 0.3$  см. Скорость продува уменьшалась, разряд затухал.

Для разряда в воздухе (рис. 2, б) зарядное напряжение на конденсаторной батарее  $U_0 = 4.0$  кВ,  $E_0 = 38.4$  кДж. Межэлектродное расстояние 7.0 см, плазموобразующая диафрагма также была из текстолита толщиной 0.3 см с цилиндрическим отверстием диаметром 0.4 см. Электрические параметры контура на разрядном промежутке в момент максимума тока  $t_{\max} = 180$  мкс: ток  $I_{\max} = 74 \pm 5$  кА, напряжение на промежутке  $U_{\max} = 2.4 \pm 0.2$  кВ. Коэффициент  $\alpha = 0.78$ . Для динамического Z-пинча на воздухе общий характер развития струй сохраняется. Но помимо осевой зоны продува  $\mathcal{Z}$  на фотограммах кино съемки были зарегистрированы область газодинамического расширения пограничья из отверстия  $4'$  и образующая из него оболочка разряда, а также область  $b$  эжекторного действия на оболочку осевой струи вблизи кольцевых электродов (рис. 2, б). Истечение пограничья из отверстия диафрагмы и его характер — обычное газодинамическое расширение с образованием конуса  $4$  газовой оболочки разряда — позволяют предположить, что в отверстии диафрагмы происходит обжатие токового слоя от стенок к оси сильным магнитным полем тока  $H_{\max} = 5.9 \cdot 10^6$  А/м.

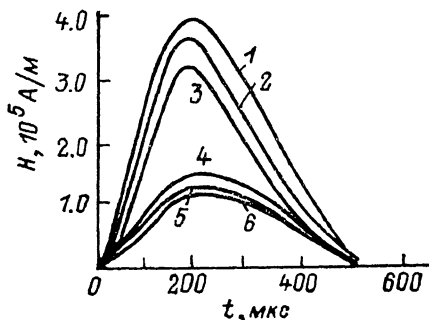


Рис. 4. Осциллограммы импульса напряженности магнитного поля в токовом слое и оболочке разряда на воздухе через цилиндрическое отверстие в диафрагме для  $z = 2.2$  см от диафрагмы в катодной части разряда и для  $\Delta r = 1.2 - 1.8$  (1) от оси, 1.8—2.4 (2), 2.4—3.0 (3), 5.8—6.4 (4), 6.4—7.0 (5), 7.0—7.6 см (6).

Это подтверждается тем, что в данном режиме электропитания осуществлялся МГД режим КРИС, согласно критерию [6], и отрыв плазмы от стенки возможен. На рис. 4 приведены осциллограммы напряженности азимутального магнитного поля  $H_\alpha(r, t)$  для области у кольцевого катода на расстоянии  $z = 2.2$  см от среза диафрагмы. Следует отметить, что максимальная величина магнитного давления в этой области, определенная экспериментально с помощью магнитных зондов,  $P_{\text{магн}}^{\text{экс}} = 9.6 \cdot 10^4$  Па, почти в два раза меньше рассчитанной по величине тока  $P_{\text{магн}} = \mu_0 I^2 / 8\pi^2 R^2 = 2.2 \cdot 10^5$  Па, что свидетельствует о необходимости тщательного изучения распределения тока в токовом слое и оболочке разряда. Значения компонент средней плотности тока по кольцевым слоям в токовом слое струи и оболочке у электродов, определенные через уравнение Максвелла [10]

$$\bar{j} = \frac{r_k H_\alpha(r_k) - r_i H_\alpha(r_i)}{1/2 \cdot (r_k + r_i)(r_k - r_i)},$$

где  $r_k$  и  $r_i$ ,  $r_k > r_i$  — радиусы кольца, показаны на рис. 5. Экспериментальные результаты свидетельствуют, что для данного варианта разряда и режима электропитания осуществляется практически равномерное распределение плотности тока в струе в радиальном направлении. Но несовпадение баланса по току данных измерений магнитными зондами и поясами Роговского дает основания считать наличие существенной токовой шунтировки по газовой оболочке разряда либо значительно большую плотность тока в приосевой области, где  $r < 1.2$  см и достоверные измерения магнитными зондами, используемыми в данной работе, затруднены. Для экспериментов на диафрагмах с цилиндрическим отверстием был проведен расчет параметров плазмы струи для течения в приструевой зоне (см. таблицу). Термодинамические параметры плазмы (температура  $T$ , давление в критическом сечении  $P_{cr}$ , давление в срединном сечении  $P_0$ ,

удельная проводимость  $\eta$ , энтальпия  $h$ , плотность  $\rho$ ) определены по аппроксимирующим выражениям [6], а газодинамические по зависимостям, приведенным в [7].

С целью повышения однородности струи плазмы при сохранении высокой яркостной температуры отверстие в диафрагме было выполнено в виде двух симметрично совмещенных сверхзвуковых сопел с выходами в стороны электродов с диаметром в срединном сечении  $2r_0=0.9$  см и длиной сужающейся части 0.7 см, диаметром в критическом сечении  $2r_{кр}=0.4$  см, диаметром в выходном сечении  $2r=0.8$  см и углом раствора расширяющейся части сопла  $2\alpha=30^\circ$ . При этом соотношение размеров диаметра отверстия электродов  $2R=3.5$  см и диаметра критического сечения  $2r_{кр}$  сопел удовлетворяло одному из условий устойчивости для динамического Z-пинча

$$\ln \frac{R}{r_{кр}} \geq \frac{4\pi k t_{неуст}^{-1} L \dot{m}}{\mu_0 I^2},$$

где  $t_{неуст}=10^{-6} \div 10^{-7}$  с — время развития гидромагнитной неустойчивости;  $k=0.4 \div 0.5$  — коэффициент, определяющий долю составляющей скорости потока за счет электромагнитной аксиальной силы;  $2L$  — межэлектродное расстояние;  $\dot{m}$  — скорость уноса плазмообразующего материала диафрагмы под действием излучения;  $\mu$  — магнитная проницаемость плазмы;  $\mu_0$  — магнитная постоянная;  $I$  — амплитуда тока разряда.

Минимальный размер  $2r_{кр}$  ограничен величиной механической прочности материала диафрагмы  $\sigma$ . Для текстолита марки ПТК  $\sigma_{раст}=100$  МПа,  $\sigma_{нар}=170$  МПа [11]. Величина  $2r_{кр}$  была найдена для МГД режима разряда в отверстии диафрагмы из условия равенства давления в критическом сечении сопла  $P_{кр}$  магнитному давлению в этом сечении  $P_{магн}$ , т. е.  $P_{кр}=P_{магн}=P_0/(1+\gamma)=0.445 P_0=0.445 \sigma$  для расходного сопла, или

$$r_{кр} = \sqrt{\mu_0 I^2 (1 + \gamma) / 4\pi^2 \sigma},$$

где  $\gamma=c_p/c_v$  — постоянная адиабаты. Для определения диаметра сопла в срединном сечении  $2r_0$  был выбран случай комбинации расходного и геометрического сопел, когда  $2r_0 > 2r_{кр}$ . При этом с учетом геометрии сужающейся части сопла величина  $2r_0$  должна удовлетворять условию

$$r_0 = \sqrt{\frac{\mu_0 I^2 \left[ 1 + \gamma + \left( \frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\gamma(\gamma-1)} \right]}{4\pi^2 \sigma}}.$$

Для того чтобы достичь отсутствия структуры Маха в присоединенной области струи, давление в струе на срезе сопла  $P_2$  (рис. 2, в) должно быть равно давлению в спутной магнитообжатой струе  $P_4$ , являющейся внешней средой для продуваемой присоединенной струи. Это достигалось для описанного сопла подбором величины  $P_0$  при форсировании режима электропитания с одновременной регистрацией структуры струи на скоростной кинокамере через узкополосный интерфильтр. Наличие даже слабой неоднородности на оси свидетельствовало о сверхзвуковой скорости затопленной струи. Звуковое течение продуваемой плазменной струи в спутной магнитообжатой (рис. 2, в), было достигнуто при следующем режиме энергопитания: зарядное напряжение на конденсаторной

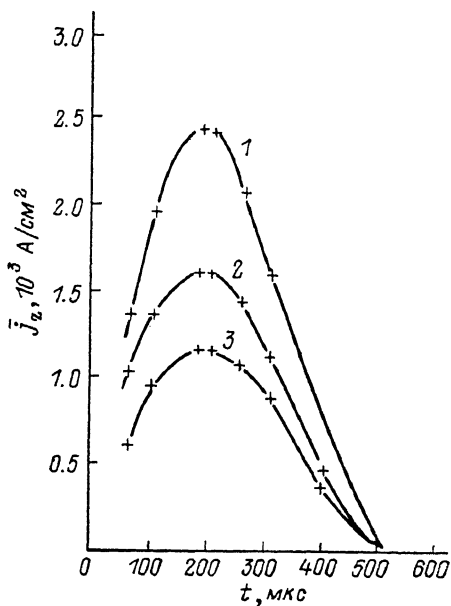


Рис. 5. Средняя плотность тока в катодной струе для кольцевых зон и  $\Delta r = 1.2-1.8$  (1),  $1.8-2.4$  (2),  $2.4-3.0$  см (3).

Диафрагма		Электрические параметры разряда		Термодинамические параметры плазмы							Газодинамические параметры струи		
$z_1$ , см	$l$ , см	$I_{\max}$ , кА	$E_0$ , кДж/г	$P_{\text{кр}}$ , МПа	$P_{\text{дарт}}$ , МПа	$P_0$ , МПа	$T$ , К	$h$ , кДж/г	$\eta_{\text{ОМ}^{-1}\text{см}^{-1}}$	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$c_{\text{ср}}$ , км/с	$v$ , км/с	$M$
0.4	0.3	45	21.6	6.4	8.06	18.1	47600	724	237	$0.668 \cdot 10^{-4}$	12	30	2.5
0.4	0.3	75	38.4	12.5	65.2	146.5	57900	770	380	$5.09 \cdot 10^{-4}$	12.4	32	2.7
0.4	1.0	45	21.6	24.6	8.06	55.2	48500	657	292	$2.24 \cdot 10^{-4}$	11.5	31	2.7

батарее  $U_0=4.0$  кВ,  $E_0=38.4$  кДж. Межэлектродное расстояние было увеличено до 11.0 см, ток в максимуме  $t_{\max}=170$  мкс составил  $I_{\max}=57 \pm 4$  кА, напряжение  $U_{\max}=2.2 \pm 0.2$  кВ,  $\alpha=0.56$ . Вкладываемая в разряд удельная мощность  $0.9 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>3</sup>. При этом генерировалась квазистационарная однородная, по данным фотографической регистрации, плазменная струя начиная с расстояния 1—2 калибра, т. е. 1—1.6 см от кромки сопла как в анодной, так и в катодной частях разрядного промежутка.

В заключение отметим, что данная работа дает качественное описание наблюдаемой в условиях динамического Z-пинча структуры струй. Выяснение причин и детальный анализ режима течения плазмы при высоком уровне энергетических параметров ( $q \geq 10^7 \div 10^8$  Вт/см<sup>3</sup>) и значительной длительности ( $t \geq 10^{-4}$  с) достаточно сложны и требуют дополнительного рассмотрения. Этого требует и необходимость управления оболочкой разряда, экранирующей излучение. В частности, за счет эжекторного эффекта у кольцевых электродов, при использовании разряда в качестве источника однородной плазмы и коротковолнового источника света.

Авторы выражают благодарность Н. Н. Огурцовой и Е. М. Голубеву за полезные обсуждения, а И. В. Подмошенского благодарят за поддержку в работе.

### Литература

- [1] Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В., Шелемина В. М. ЖТФ, 1975, т. 45, с. 2011—2014
- [2] Воронич В. Б., Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В., Роговцев П. Н. ЖТФ, 1980, т. 50, № 5, с. 1009—1014.
- [3] Калачников Е. В. Тез. докл. II Всес. конф. «Теоретическая и прикладная оптика». Л., ГОИ, 1986, с. 208.
- [4] Калачников Е. В., Миронов И. С., Роговцев П. Н. ТВТ, 1985, т. 23, № 2, с. 253—261.
- [5] Подмошенский И. В., Роговцев П. Н., Соболев В. Ф. ЖТФ, 1984, т. 54, № 2, с. 262—269.
- [6] Белов С. Н., Жилин А. Н., Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В. ТВТ, 1978, т. 16, № 163, с. 473—481.
- [7] Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976. 888 с.
- [8] Минько Л. Я. Получение и исследование импульсных плазменных потоков. Минск: Наука и техника, 1970. 184 с.
- [9] Крест, Шерман, Гласс. Ракетная техника и космонавтика, 1966, № 1, с. 37.
- [10] Лохте-Хольтервен В. Методы исследования плазмы. М.: Мир, 1971. 552 с.
- [11] Химический энциклопедический словарь / Под ред. И. Л. Кнунянц. М., 1983. 791 с.

Поступило в Редакцию  
13 мая 1987 г.