

УДК 533.92

## ИСТЕКАЮЩИЕ В АТМОСФЕРУ ДОЗВУКОВЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ СТРУИ, ОБРАЗУЕМЫЕ КАПИЛЛЯРНЫМ РАЗРЯДОМ

А. П. Ершов, В. В. Розанов, Н. Н. Сысоев, И. Б. Тимофеев,  
С. Н. Чувашев, В. М. Шибков

Московский государственный университет, Москва, Россия

*С использованием различных методов диагностики параметров плазмы экспериментально и теоретически исследуются процессы истечения в атмосферу дозвуковых плазменных струй, образуемых капиллярным разрядом диаметром ~ 1 мм при токах ~ 100 А. Многие особенности изучаемого явления, долгое время не находившие обоснования, и в ранних работах были названы аномальными, объяснены в рамках физики плазмы и гидродинамики. Показано, что высокий уровень концентрации электронов в центральной области струи определяется термоэмиссией в плазме с конденсированной дисперсной фазой.*

Плазменные потоки, формируемые слаботоковыми капиллярными разрядами в миниатюрных импульсных плазмотронах, могут обладать рядом необычных свойств. Такие свойства характерны для плазмотронов с разрядным каналом в полиметилметакрилате диаметром 1 мм и торцевым графитовым электродом при относительно небольшом энергозатрате ( $\sim 10^2$  Дж) и длительностях импульса тока ( $\tau \approx 10$  мс). Результаты экспериментов [1—3] привели к выводам о необычности свойств формируемой струей плазменного образования: о действии в плазме сил наподобие сил поверхностного натяжения; формировании сложной внутренней структуры струи; проявлении сверхтекучести плазмы; аномально долгом времени жизни плазменного образования и т. д. Эти и другие особенности позволили сделать заключение о неприменимости классических подходов к описанию исследуемого объекта и трактовать его как возможный аналог шаровой молнии.

В настоящей работе для условий, идентичных [1], проведены подробные исследования динамики истечения струи в атмосферу с помощью теневой и интерференционной методик, а также измерения пространственно-временных распределений параметров плазмы струи. Обсуждены возможности интерпретации результатов измерений с традиционных позиций.

### РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ ИСТЕЧЕНИЯ И ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ СТРУИ

Для генерации автономных плазменных образований в атмосфере использовалась конструкция импульсного генератора, аналогичная примененной в работе [1], со следующими параметрами: диаметр сопла  $\varnothing = 1$  мм, энергия накопителя  $W = 30—200$  Дж, длительность импульса тока  $\tau = 6—12$  мс с максимальными значениями тока и напряжения  $\sim 150$  А и  $\sim 400$  В соответственно. С помощью теневых и интерференционных методов изучалась динамика инжекции струи в атмосферу (рис. 1). Параметры плазмы струи измерялись с помощью трех независимых методов: спектроскопического, зондового и отсечки СВЧ-сигнала. Их последовательное применение на различных стадиях истечения и расстояниях от сопла плазмотрона позволило исследовать пространственные и временные изменения концентрации электронов и температуры плазмы.

Временная развертка самосвечения струи, инжектируемой в воздух, представлена на рис. 2. Вылет плазмы из сопла инжектора происходит со значительной временной задержкой относительно начала импульса тока. Перед вылетом плазмы в окружающем пространстве распространяются акустические возмущения, движущиеся

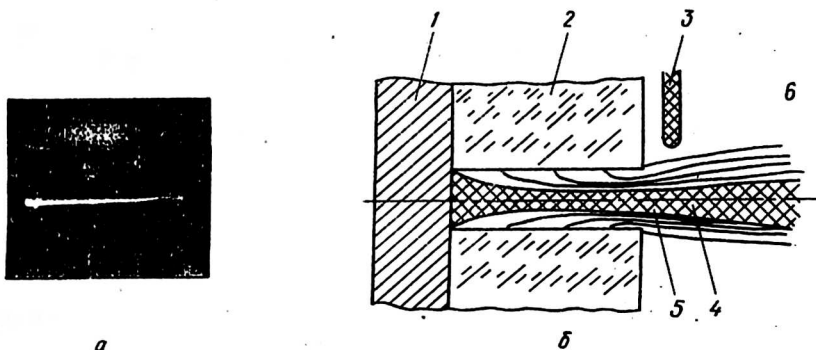


Рис. 1. Фотография струи (а) и схема течения (б) электроэрозионной плазмы в канале разряда: 1, 3 — электроды; 2 — диэлектрик (полиметилметакрилат); 4 — плазма продуктов эрозии электрода (кernь); 5 — плазма паров диэлектрика; 6 — воздух

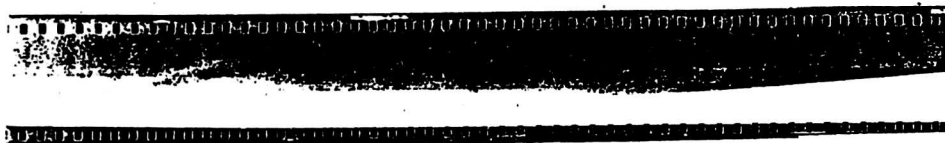


Рис. 2. Щелевая СФР-грамма разряда в воздухе ( $W = 50$  Дж)

щиеся со скоростью до  $\sim 300$  м/с, отчетливо видные на представленной щелевой СФР-грамме. Первый выброс плазмы из сопла и сопутствующие ему возмущения наблюдаются спустя 100—150 мкс после начала импульса тока.

Начальная скорость вылета плазмы из сопла плазмотрона, соответствующая  $W = 50$  Дж, составляет 125 м/с. В дальнейшем скорость движения контактной поверхности падает и выходит на установившееся значение  $\sim 50$  м/с. Общий вид сформировавшейся струи в собственном свете представлен на фрагментах покадровых СФР-грамм (рис. 3). Продольный размер струи на рис. 3,а составляет  $\approx 15$  см. Струя имеет кинжальную форму с заостренным кончиком. Область наиболее сильного свечения плазмы наблюдается вблизи сопла плазмотрона, ее продольный размер составляет 2,5—3 см. В центральной части струи также наблюдается зона повышенной яркости ("кernь"), имеющая веретенообразную форму. Ее поперечные размеры 4—6 мм, а длина — несколько сантиметров. В процессе своего развития общая структура свечения сохраняется, меняются лишь ее продольные размеры.

Описанная картина характерна для небольших времен и невысоких значений энергии, запасенной в накопителе. С ростом величины запасенной энергии форма плазменного образования может меняться. Из рис. 3,б видно, что плазменное образование имеет форму стержня с некоторым уширением в головной части. Кроме того, в ряде случаев наблюдается плазменное образование стержневой формы со скошенным кончиком, выше которого просматривается спиральная структура (см. рис. 3, в). Такая форма характерна для моментов времени, соответствующих концу энерговклада.

Характер течения плазмы исследовался теньевым методом с помощью прибора ИАБ-451. На рис. 4 представлены фрагменты покадровой тенеграммы, соответствующие начальной (а, б — восходящая ветвь тока) и конечной (в) фазам процесса. Видно, что на начальной стадии инъекции течение соответствует ламинарному; заметная турбулизация "шубы", окружающей плазменное образование, наблюдается в более поздние моменты времени.

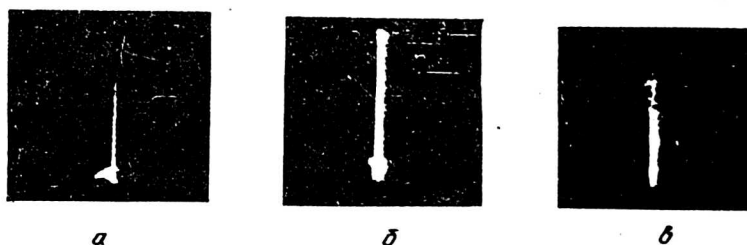


Рис. 3. Фрагменты покадровой СФР-граммы процесса истечения в атмосферу при следующих значениях  $W$  (Дж) и  $\tau$  (мс) соответственно: а — 50; 3; б — 100; 5; в — 100; 8

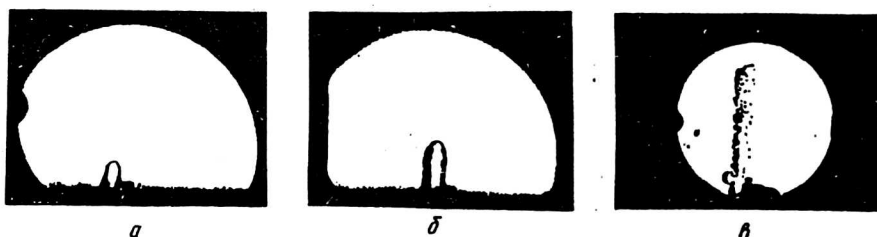


Рис. 4. Фрагменты покадровой тенеграммы процесса истечения в атмосферу при  $W = 50$  Дж и разных значениях  $\tau$  (мс): а — 1; б — 3; в — 5

Типичные интерферограммы плазменной струи в ламинарном и турбулентном режимах показаны на рис. 5. Отметим, что характер течения чувствителен к изменению элементов конструкции плазматрона.

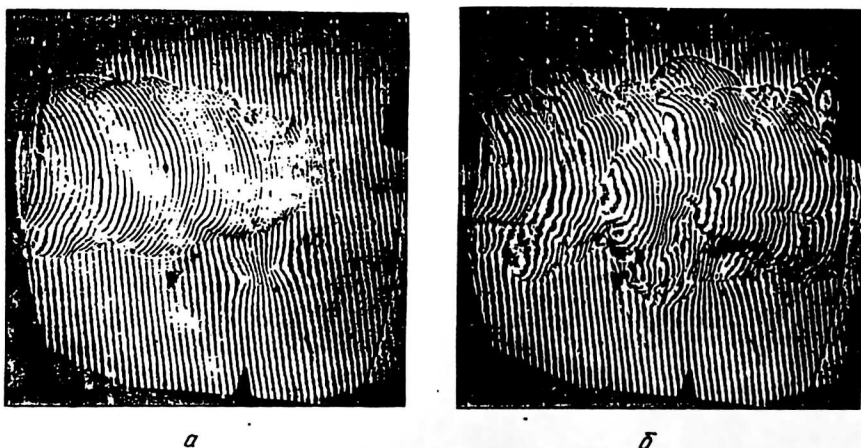


Рис. 5. Интерферограммы различных режимов истечения струи в атмосферу: а — ламинарный; б — турбулентный

#### АКСИАЛЬНОЕ И ПОПЕРЕЧНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ И ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАЗМЫ СТРУИ

Диагностика параметров плазмы проводилась оптическими методами по спектру излучения струи, зарегистрированному с помощью спектрографов СТЭ-1 и

ИСП-30. В зависимости от энерговклада в спектре излучения плазмы присутствовали в том или ином соотношении полосы циана  $CN$  и углерода  $C_2$ , слабый сплошной спектр, фиксируемый из областей вблизи среза сопла плазматрона, линии водорода  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ , натрия, углерода  $C$ , кремния, кальция, алюминия, хрома и слабые линии элементов  $Mg$ ,  $Ni$ ,  $Mn$ ,  $Ti$ ,  $Fe$  и др. В спектре отсутствовали линии  $O$  и  $N$ , полосы  $O_2$ ,  $N_2$ ,  $NO$ , хотя азот и кислород должны поступать в плазму из воздуха. Причиной их отсутствия в спектре излучения может быть самообращение линий при прохождении излучения по низкотемпературным периферийным областям плазменной струи, содержащим большое число поглощающих атомов и молекул азота и кислорода. Линии водорода  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  были сильно уширены (рис. 6), причем величина уширения зависела от пространственной координаты (в продольном и поперечном направлениях) струи. Заметное уширение наблюдалось на линиях углерода, меди и кальция.

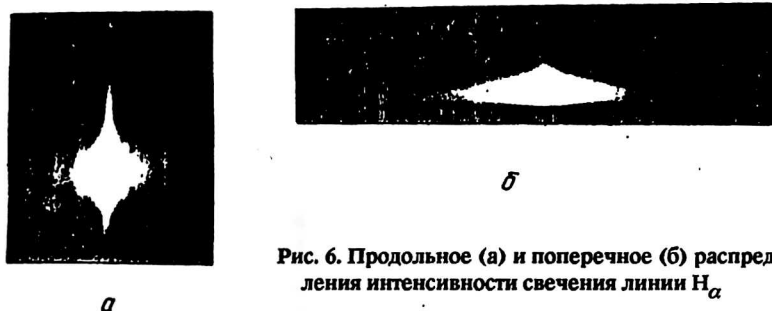


Рис. 6. Продольное (а) и поперечное (б) распределения интенсивности свечения линии  $H_\alpha$

При отождествлении спектра было обнаружено, что если линии легко ионизируемых элементов, таких как натрий, фиксируются как из центральных, так и периферийных областей струи, то линии, например, водорода фиксируются только из областей, прилегающих к срезу сопла. Их уширение максимально у среза сопла плазматрона и резко уменьшается с увеличением продольной координаты  $z$ , а в различных сечениях струи максимально на оси и падает с увеличением поперечной координаты  $r$ .

Концентрация электронов  $n_e$  измерялась в условиях эксперимента по штарковскому уширению линий водорода  $H_\alpha$  ( $\lambda = 6562 \text{ \AA}$ ) и  $H_\beta$  ( $\lambda = 4861 \text{ \AA}$ ). В качестве примера на рис. 7 приведены контуры линий  $H_\alpha$  и  $H_\beta$ . В условиях данного эксперимента уширение спектральных линий может происходить за счет доплеровского

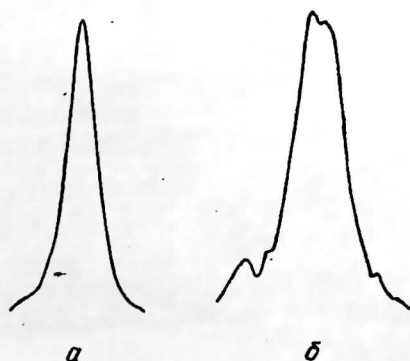


Рис. 7. Контурсы линий: а —  $H_\alpha$ ; б —  $H_\beta$

эффекта ( $\sim 0,1 \text{ \AA}$ ), внешнего эффекта Штарка ( $\sim 0,1 \text{ \AA}$ ), аппаратной функции ( $\sim 0,1 \text{ \AA}$ ), тогда как уширение, регистрируемое в экспериментах, изменяется от 1 до  $35 \text{ \AA}$ , т. е. значительно больше этих значений и обусловлено внутренним эффектом Штарка.

Температура плазмы измерялась по полосам CN с длиной волны кванта  $\lambda = 3883 \text{ \AA}$  (рис. 8);  $\lambda = 4216 \text{ \AA}$  и по линиям атома меди — с длиной волны  $5105,5$ ;  $5153,2$  и  $5218,2 \text{ \AA}$ .

На рис. 9 приведены зависимости максимальных значений концентрации электронов и температуры плазмы на срезе плазмотрона от величины  $W$ , запасаемой в накопителе энергии. Из рисунка видно, что концентрация электронов увеличивается от  $\sim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  при  $W = 40 \text{ Дж}$  до  $\sim 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  при  $W = 200 \text{ Дж}$ , тогда как температура плазмы возрастает при этом от  $4000 \text{ К}$  до  $6500 \text{ К}$ . Аксиальное распределение температуры плазмы представлено на рис. 10 для значений энергии  $W = 100$  и  $200 \text{ Дж}$ . Из приведенных данных следует, что температура монотонно уменьшается и на расстояниях  $\sim 10 \text{ см}$  не превышает величины  $1000\text{--}3000 \text{ К}$  в зависимости от энерговыклада.

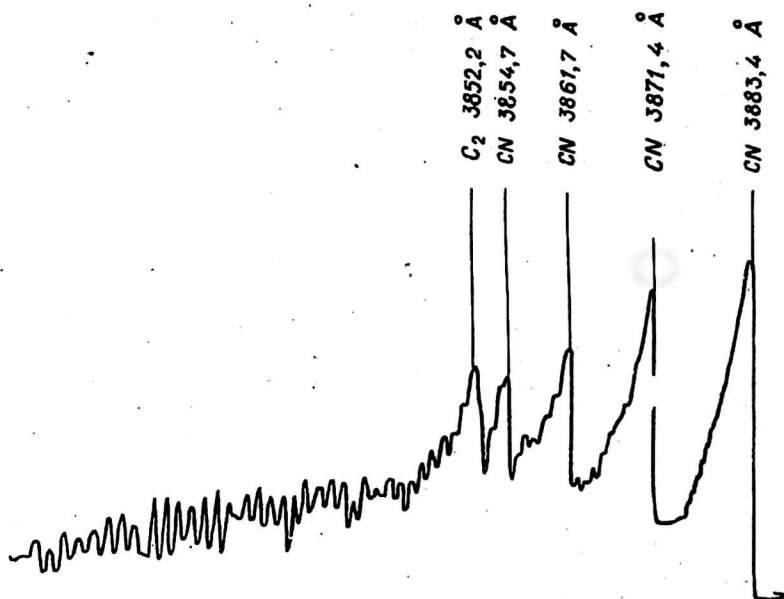


Рис. 8. Спектр излучения плазмы в области длин волн  $3800\text{--}3890 \text{ \AA}$

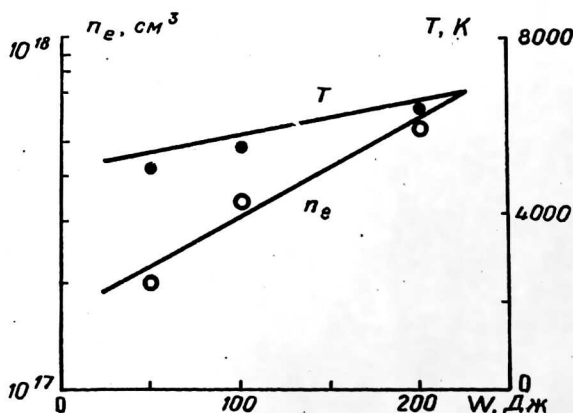


Рис. 9. Зависимость концентрации электронов и температуры плазмы на срезе сопла от энергии, запасаемой в накопителе. Измерения  $T$  по полосам CN секвенции с  $\Delta \nu = 1$  и  $\Delta \nu = 0$

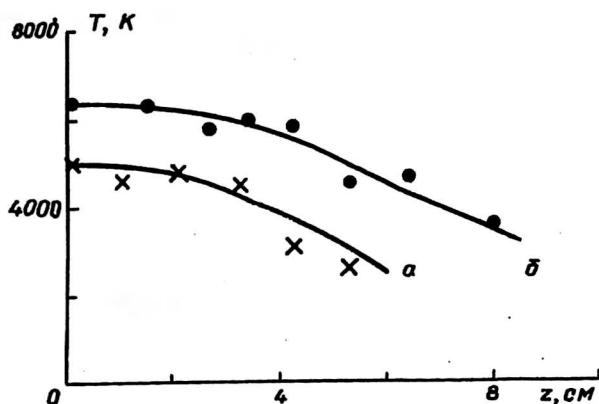
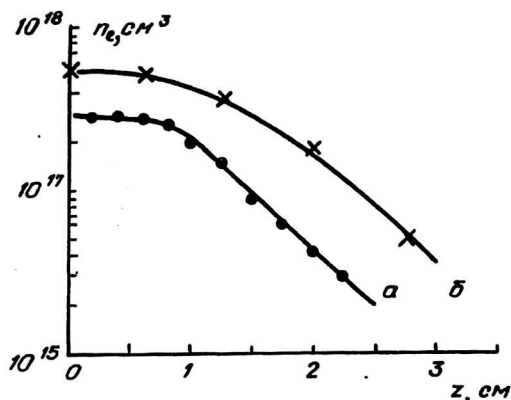


Рис. 10. Аксиальное распределение температуры плазмы для различных значений энергии, запасаемой в накопителе  $W$  (Дж): а — 50; б — 200

На рис. 11 представлено аксиальное распределение концентрации электронов в струе при  $W = 100$  и  $W = 200$  Дж. Видно, что концентрация электронов вплоть до  $\sim 1$  см от среза сопла плазмотрона почти постоянна, а затем уменьшается в полулогарифмическом масштабе практически линейно с расстоянием. Если предположить, что и при больших расстояниях концентрация ведет себя подобным образом, то при  $z \approx 10$  см можно ожидать концентрации электронов  $\sim 10^{13}$  см $^{-3}$ .

Рис. 11. Аксиальное распределение концентрации электронов в струе для различных значений энергии, запасаемой в накопителе  $W$  (Дж): а — 100; б — 200



При регистрации спектра поперек оси струи оказалось, что уширение спектральных линий велико в приосевых областях струи и мало в периферийных зонах. На рис. 12 представлены данные о радиальном распределении концентрации электронов и температуры плазмы в струе на расстоянии  $z = 2,5$  см от среза сопла при  $W = 200$  Дж. Аналогичное распределение этих параметров наблюдается и при других значениях величины энерговклада в плазму. Нетрудно видеть, что если температура плазмы практически постоянна по сечению струи, то концентрация электронов резко уменьшается с увеличением радиальной координаты  $r$ .

Из представленных данных можно сделать заключение о том, что в радиальном направлении струя имеет сложную структуру, а именно, на оси (в "кjerne") имеется область с большой концентрацией электронов ( $n_e \approx 10^{17} - 10^{18}$  см $^{-3}$ ), окруженная "шубой", концентрация электронов в которой на несколько порядков величины меньше, тогда как распределение температуры плазмы более или менее однородно по сечению.

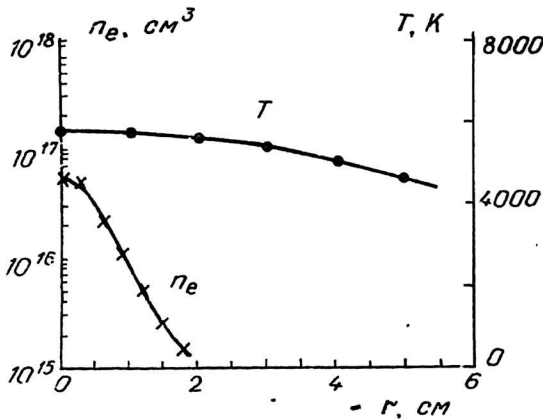


Рис. 12. Радиальное распределение концентрации электронов и температуры плазмы в струе:  $z = 2,5$  см;  $W = 200$  Дж

### ИЗМЕРЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В СТРУЕ СВЧ- И ЗОНДОВЫМ МЕТОДАМИ

По мере увеличения расстояния от сопла и времени от момента истечения струи использование спектроскопических методов для определения параметров плазмы становится все более проблематичным. Поэтому концентрация заряженных частиц в этом случае измерялась с помощью двух других независимых методов: зондового и СВЧ.

В работе был использован метод СВЧ-интерферометрии плазмы на длине волны  $\lambda = 8$  мм. Применялась классическая схема СВЧ-интерферометра с диэлектрическими антеннами, размещенными перпендикулярно оси струи. Зависимость между измеряемым сигналом фазового сдвига и средней по лучу зрения электронной плотностью основана на следующих предположениях:

малости частоты электрон-атомных столкновений  $\nu_{en}$  по сравнению с частотой зондирующей волны  $\omega$ :  $\nu_{en} \ll \omega$ ;

малости длины волны излучения  $\lambda$  по сравнению с диаметром столба плазмы  $d$ :  $d/\lambda \geq 3$ ;

малости концентрации электронов в плазме по сравнению с критической для данной  $\lambda$  плотности электронов  $n_{ec} = m \omega^2 / 4 \pi e^2$ :

$$n_e \leq 0,1 n_{ec}$$

Ни одно из этих предположений, строго говоря, не выполняется в условиях эксперимента. Проанализируем возникающие при этом погрешности последовательно.

Используемое значение  $\omega = 2,3 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ . Состав плазмы струи достаточно сложен. В качестве оценки возьмем данные для воздушной плазмы, рассчитанные в [4]. При температуре плазмы  $T = (4-6) \cdot 10^3 \text{ К}$ , учитывая, что давление в струе не сильно отличается от атмосферного, для условий эксперимента получим  $\nu/\omega \simeq 1/3$ .

Такое соотношение не является принципиальной преградой для проведения интерферометрических измерений. Согласно [5], при  $\nu \leq \omega$  и  $n_e < n_{ec}$  фазовый сдвиг описывается следующим выражением:

$$\Delta \varphi = \frac{\omega}{2c} \int_0^d \frac{n_e}{n_{ec}} \frac{\omega^2}{\nu_{en}^2 + \omega^2} dz.$$

Полагая для простоты  $v_{en}(z) = \text{const}$ , получаем

$$\Delta \varphi = -\pi \frac{d}{\lambda} \frac{\langle n_e \rangle}{n_{ec}} \frac{\omega^2}{v_{en}^2 + \omega^2}$$

Таким образом, отличие от бесстолкновительного случая  $\omega \gg v_{en}$  заключается в наличии множителя  $\frac{\omega^2}{v_{en}^2 + \omega^2}$ . При  $v/\omega \approx 1/3$  это приводит к погрешности  $\sim 10\%$ .

Второе предположение является гораздо более серьезным. На начальной стадии истечения характерный размер струи порядка диаметра сопла, т. е. значение  $d \approx (2-3)$  мм. На поздних стадиях истечения, помимо области "керна" радиусом  $\sim 2$  мм, существует область смещения и прогрева струи с окружающим воздухом, размер которой можно оценить величиной  $\sim 1$  см, т. е. даже в лучшем случае размер плазменной области по отношению к длине волны  $d/\lambda \approx 2$ . При этом сигнал в приемной антенне интерферометра является суперпозицией волн, прошедших через исследуемый объект и огибающих его. Тогда применение модели бесконечно-го плоского слоя в приближении геометрической оптики к цилиндрическому столбу плазмы невозможно. Однако в работе [6] в рамках упрощенного подхода рассчитана приближенная зависимость  $\Delta \varphi \left( \frac{\langle n_e \rangle}{n_{ec}} \right)$  для случаев  $\delta/\lambda = 1$  и 2. Это в принципе позволяет оценить концентрацию электронов и в нашем случае. К сожалению, точность модели резко падает при приближении  $n_e$  к  $n_{ec}$ , поэтому можно рассчитывать лишь на оценку значений  $\langle n_e \rangle$ .

Типичный сигнал фазового сдвига для достаточно больших расстояний от сопла плазмотрона (рис. 13) можно интерпретировать следующим образом. Начало роста сигнала соответствует приходу плазмы струи в исследуемое сечение. При этом уровень, соответствующий отсечке СВЧ-волны, полученный введением металлической пластины между антеннами, достигается достаточно медленно за время

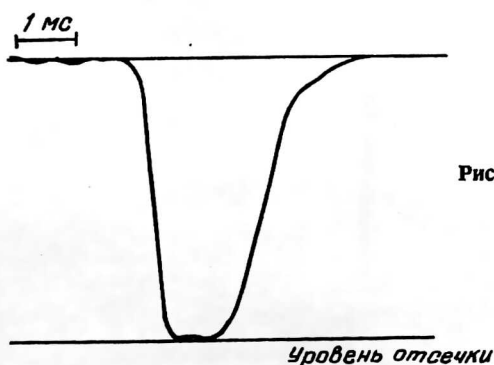


Рис. 13. Типичный сигнал фазового сдвига СВЧ-интерферометра

$\tau \sim 0,5$  мс. Однако это не означает, что аналогично ведет себя концентрация электронов. Во-первых, при невысокой скорости движения границы "газ — плазма" полное перекрытие апертуры зондирующего пучка по  $z$  также идет медленно:  $\approx 2 \cdot 10^{-4}$  с. Во-вторых, при малом диаметре струи даже достаточно большим значениям  $n_e$ , соответствуют малые углы фазового сдвига, например, при  $d/\lambda = 1$ , согласно [6], значению  $\langle n_e \rangle \approx 0,1 n_{ec}$  соответствует  $\Delta \varphi \approx \pi/20$ . При неизменном значении  $n_e$  фазовый сдвиг может расти за счет увеличения диаметра плазменной области, поэтому причиной медленного роста сигнала фазового сдвига может быть

также медленное расширение диаметра плазменной струи. Качественно это подтверждается следующим образом. Между антеннами интерферометра последовательно помещались металлические прутки диаметром 1, 2, 4 мм и более. Сигнал фазового сдвига последовательно возрастал, достигая уровня, соответствующего металлической пластине, при  $d \approx 13$  мм.

После достижения уровня, соответствующего полной отсечке зондирующего сигнала, он сохраняется определенное время, зависящее от осевой координаты исследуемого сечения. С ростом  $z$  это время сокращается. Началу спада сигнала, по видимому, можно уже достаточно уверенно поставить в соответствие значение  $\langle n_e \rangle$ , близкое к критическому  $n_{ec} \approx 1,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Построенная таким образом зависимость времени существования концентрации электронов  $n_e \geq 10^{13} \text{ см}^{-3}$  от осевой координаты показывает, что это время равно порядку длительности импульса тока плазмотрона. Укажем также, что время существования концентрации электронов меньше критической, но больше минимально регистрируемой интерферометром, т. е.  $10^{13} > \langle n_e \rangle > 10^{10} \text{ см}^{-3}$ , также составляет несколько миллисекунд.

Для определения  $n_e$  на сравнительно больших расстояниях от сопла плазмотрона также использовался электрический зонд. Диагностика плазмы проводилась по ионной части ВАХ, когда отбор заряженных частиц из плазмы минимален. Применялся вольфрамовый цилиндрический зонд диаметром 0,5 мм и длиной 5 мм, ориентированный поперек направления распространения струи.

При диагностике движущейся плазмы одним из важнейших параметров является электрическое число Рейнольдса  $ReSc_i = vd / D_i$ , где  $v$  — скорость потока;  $d$  — диаметр зонда;  $D_i$  — коэффициент диффузии ионов. В условиях эксперимента  $v \approx 5 \cdot 10^3 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ ;  $d = 5 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ ,  $D_i \approx 10^2 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ , т. е.  $1 < ReSc_i < 5$ , поэтому для обработки ионной части использовалось выражение [7]:

$$J_p = 4 e f n_i D_i / d,$$

где  $f = f(Re)$  — табулированная функция.

Типичные зависимости  $n_i(t)$ , полученные по приведенной формуле из экспериментальных зависимостей  $I_p(t)$ , показаны на рис. 14 для двух положений зонда.

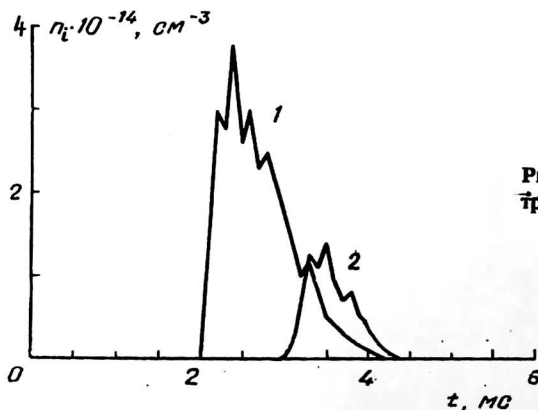


Рис. 14. Временные зависимости концентрации заряженных частиц для  $z$  (мм):  
1 — 100; 2 — 135

Передний фронт кривой соответствует приходу плазменной струи в измеряемое сечение. Нетрудно видеть, что в отличие от сигнала фазового сдвига СВЧ-интерферометра он значительно более резок, что косвенно подтверждает сказанное выше об СВЧ-сигнале. Далее на рисунке можно наблюдать прохождение струи и ее распад.

Видно, что даже для больших расстояний от сопла плазматрона ( $\sim 10$  см) максимальное значение  $n_i$  составляют величину порядка  $\sim 10^{14}$  см $^{-3}$ . Укажем, что при  $z \approx 3-5$  см визуально наблюдается значительный разогрев зонда. В этом случае существенный вклад в ионный ток может вносить ток термоэлектронной эмиссии, поэтому получение надежных данных в этой области  $z$  невозможно.

Зависимость максимальных значений  $n_e(z)$ , построенная по серии зондовых измерений, вместе с СВЧ и спектроскопическими данными, показана на рис. 15. Отметим, что результаты зондовых измерений не противоречат данным, полученным

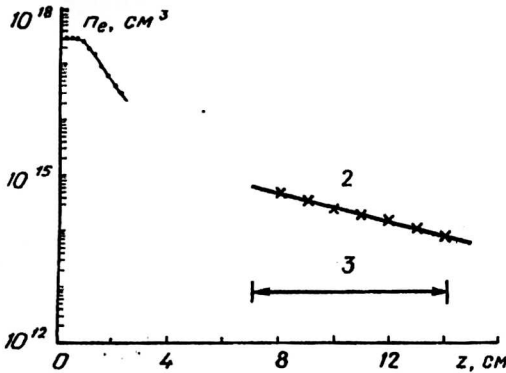


Рис. 15. Максимальные значения плотности заряженных частиц вдоль оси струи по данным различных методов: 1 — спектроскопические; 2 — зондовый; 3 — отсчеты СВЧ-сигнала

с помощью СВЧ-интерферометра. Совокупность трех независимых методов позволяет уверенно описать поведение концентрации электронов в широком временном и пространственном диапазонах. При этом на относительно поздних стадиях развития струи (больших  $z$ ) и на временах порядка длительности импульса энерговклада сохраняются достаточно высокие значения концентрации заряженных частиц.

### АНАЛИЗ ДИНАМИКИ ИСТЕЧЕНИЯ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ

Инжекция струи в исследуемом диапазоне длительности и мощности энерговклада носит квазистационарный и дозвуковой характер. Так, средняя скорость движения границы “плазма — газ” за время разряда  $\sim 100$  м/с и практически монотонно падает с удалением от сопла плазматрона. Дозвуковое течение вязкой жидкости — в зависимости от числа Рейнольдса

$$Re = \frac{\nu L \rho}{\eta}, \quad \eta = \frac{1}{\sigma} \left( \frac{k T}{2 M} \right)^{1/2}$$

( $\nu$  — скорость;  $L$  — длина плазменного потока;  $\rho$  — плотность;  $\eta$  — вязкость;  $T$  — температура;  $k$  — постоянная Больцмана,  $M$  — масса молекулы;  $\sigma$  — сечение упругих соударений) может носить при  $Re < Re_*$  ламинарный безвихревой характер, при  $Re > Re_*$  могут формироваться крупные ламинарные вихри, а при  $Re > Re_{**}$  за счет развития неустойчивости сдвиговых течений будет происходить переход к турбулентности. Для данных условий (при характерных значениях параметров плазмы  $T = (4-5) \cdot 10^3$  К,  $\rho_p \approx 0,1$  кг/м $^3$  и воздуха  $T_g = 300$  К,  $\rho_g \approx 1,3$  кг/м $^3$ ), для  $L \approx 15$  см и  $\nu \approx 10^2$  м/с значения  $Re$  не превышают  $Re_p = (1-2) \cdot 10^3$ ,  $Re_q = (5-10) \cdot 10^4$ , что меньше характерных значений  $Re_{**}$  (для плоского течения оценка снизу дает  $Re_{**} = 3 \cdot 10^5$ ). Итак, за счет малой скорости  $\nu$  и больших значений  $\eta$ , ха-

раактерных для слабоионизованной плазмы и газа, неустойчивость сдвиговых течений не развивается и истечение носит ламинарный характер. В этом дозвуковые режимы инъекции существенно отличаются от сверхзвуковых, в которых неустойчивость Кельвина-Гельмгольца приводит к турбулизации, что существенно влияет на основные процессы [8, 9].

Характерные размеры плазменного образования, однако, превышают толщину вязкого переходного слоя  $L$ . Ее значение можно оценить из сравнения членов уравнения Навье-Стокса

$$\rho v \frac{dv}{dl} \approx \eta \frac{\partial^2 v}{\partial l^2},$$

откуда

$$\Delta l \approx \frac{\eta}{\rho v}.$$

Для имеющих место параметров плазмы  $\Delta l \approx 1$  мм. Отсюда следует принципиальная возможность искривления границы с характерным масштабом больше  $\Delta l$ , например, за счет неустойчивости Релея-Тейлора. Условия ее развития выполняются, по-видимому, только в первые микросекунды разряда и на стадии распада плазменного образования, когда происходит радиальное сужение потока (замедленное хотя бы вследствие цилиндрической симметрии). Поэтому в течение практически всего разряда границы плазменного образования устойчивы, что регистрируется на теневых фотографиях (см. рис. 4, а, б), а на стадии релаксации плотный газ движется к оси языками, размером больше или порядка 1 мм (см. рис. 4, в).

При повышении мощности разряда уровень скоростей и, следовательно, значений  $Re$  выше; этот уровень может превышать  $Re_*$ , и в голове плазменного образования, по-видимому, успевает сформироваться тороидальный вихрь с обратным (относительно ядра потока) движением периферийных слоев плазмы, что является хорошо изученным свойством процессов импульсного истечения при высоких мощностях энерговклада [8].

Описанный режим течения плазмы не является единственным. На стадии распада плазменного образования в ряде случаев ( $W = 100$  Дж) наблюдаются плазменные образования стержневой формы со скошенным кончиком, выше которого могут наблюдаться хорошо развитые спиральные структуры (см. рис. 2, в). Элементы спиральных структур регистрировались и в более мощных плазменных струях. Их природа, по-видимому, связана с нарастанием спиральных мод неустойчивости Кельвина-Гельмгольца в сверхзвуковых течениях [10].

Таким образом, при малых мощностях энерговклада исследуемый объект представляет собой цилиндрически-симметричную ламинарную струю, истекающую в затопленное пространство. Задача определения квазистационарных распределений параметров такой струи из уравнений Навье-Стокса имеет решение вида [11]:

$$\frac{C(z, r)}{C(z, 0)} = \frac{V(z, r)}{V(z, 0)} = \left(1 + \frac{\chi^2}{8}\right)^{-2}; \quad \frac{T(z, r) - T_\infty}{T(z, 0) - T_\infty} = \left(1 + \frac{\chi^2}{i}\right)^{-2 Pr};$$

$$\chi = \left(\frac{V(z, 0) z}{\eta}\right)^{1/2} \frac{r}{z}; \quad V(z, 0) = \text{const}, \quad (1)$$

где  $z$  — расстояние до полюса струи;  $C(z, r)$  — концентрация примеси;  $Pr \approx 0,5-1$  — число Прандтля.

При характерных для воздуха значениях  $\eta = 3,6 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2/\text{с}$ , тепловой скорости эрозионной плазмы  $V^* \simeq 1 \text{ км/с}$  на расстоянии  $z^* \simeq 1 \text{ см}$  от полюса струи из формулы (1) следует, что радиальные координаты  $r'$  точек с  $V(z, r') = V(z, 0)/2$  находятся на прямой

$$r' = z \left( \frac{(\sqrt{2} - 1) 8 \eta}{V^* z^*} \right)^{1/2} \simeq 0,1 z, \quad (2)$$

т. е. расходимость струи небольшая. Причины этого — относительно высокая скорость плазмы (которая, однако, не достигает локальной скорости звука из-за высокой температуры) и малая молекулярная вязкость.

Расчеты по автомодельным формулам (1), (2) хорошо согласуются с экспериментальными данными о:

- малой расходимости струи;
- значительно более широком радиальном распределении температуры, чем концентрации;
- значительной длине струи;
- монотонном спаде температуры с удалением от сопла и т. д.

## О ПРИРОДЕ КЕРНА

Проанализируем результаты измерений радиальных профилей  $n_e(r)$  и  $T(r)$ . Для плазмы атмосферного давления с высокой плотностью заряженных частиц естественно предположить, что к рассматриваемым условиям наиболее близка модель локального термодинамического равновесия (ЛТР). Если определяющим компонентом плазмы считать углерод — основной элемент электрода (см. рис. 1) — то оценка по формуле Саха на основе измеренных значений  $T(r)$  показывает, что расчетные величины  $n_e$  приблизительно на два порядка ниже экспериментально измеренных. Среди других возможных компонентов плазмы — молекул типа  $C_n H_m$ , возникающих при испарении и диссоциации паров полиметилметакрилата (материала, из которого выполнены стенки разрядной камеры), Си (материала второго электрода), компонентов подмешиваемого воздуха — наименьшим потенциалом ионизации обладает Си. Однако даже для чисто “медной” плазмы расчетные значения  $n_e$  существенно меньше экспериментальных. Таким образом, объяснить наблюдаемые значения  $n_e$  в приосевой области в рамках “классической” плазмы, содержащей компоненты только в газовой фазе, невозможно.

Разумным представляется следующее предположение. Как известно, эрозия графитовых электродов часто сопровождается формированием конденсированной дисперсной фазы. Поскольку скорость испарения графита при характерных температурах  $T \simeq 6000 \text{ К}$  составляет около  $10 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ , то время испарения 3—10-микронных частиц графита — порядка времени пролета “горячей” области потока (внутри капилляра и в начальной части струи), и более крупные частицы испариться не успевают. С поверхности частиц эмитируются электроны, их приповерхностную концентрацию можно оценить по формуле [12]

$$n_e = n_{eR} = 2 \left( \frac{m_k T}{2 \pi \cdot h^2} \right)^{3/2} \exp \left\{ - \frac{e \varphi}{k T} \right\}, \quad (3)$$

где  $m$  и  $e$  — масса и заряд электрона соответственно;  $\varphi$  — работа выхода;  $n_{eR}$  — ричардсоновская концентрация.

Расчет  $n_e$  по (3) для графита ( $\varphi = 4,7$  эВ) при  $T = 6000$  К дает совпадение с экспериментальными значениями  $n_e$  (рис. 16). Видимо, распространение электронных облачков от поверхности обеспечивается эффективной компенсацией объемных зарядов ионной компонентой, образующейся при поверхностной ионизации в электростатическом поле и (или) поступающей из прилегающих к ядру плазменных потоков. Таким образом, в рассматриваемых дуговых разрядах формируются ламинарные потоки сильно ионизованной плазмы с конденсированной дисперсной фазой.

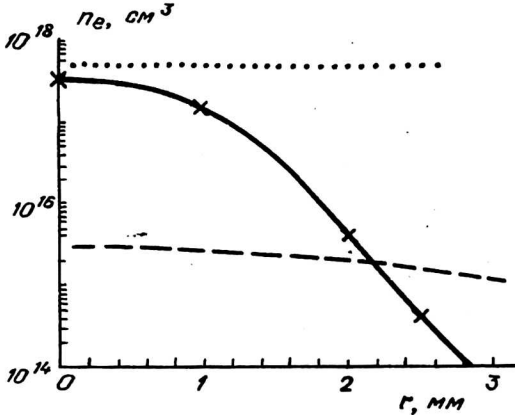


Рис. 16. Радиальные профили концентрации электронов в струе для графитового электрода: — эксперимент; --- расчет: по формуле Саха для С, ..... — по формуле (3)

Для проверки сделанного предположения были поставлены эксперименты, преследующие цель минимизировать наличие дисперсной фазы в струе путем замены графита на другой материал. Для каждого из материалов электрода проводились измерения радиальных профилей  $n_e(r)$  и  $T(r)$ . Результаты измерений для трех различных материалов — С, Си и сплава вольфрама с медью (ВДПМ) — показаны на рис. 16—19. Все представленные результаты получены на расстоянии  $z = 10$  мм от сопла плазматрона при энергии в накопителе  $W = 100$  Дж и длительности импульса тока  $\sim 6$  мс. Рис. 19 иллюстрирует изменение радиального профиля температуры плазмы при изменении материала электродов. На рис. 16—18 представлены экспериментальные значения  $n_e(r)$  и рассчитанные по формуле Саха из измерений  $T(r)$  верхний (по Си) и нижний (по С) изменения радиального профиля концентрации электронов, а также профиль  $n_e(r)$  по формуле (3).

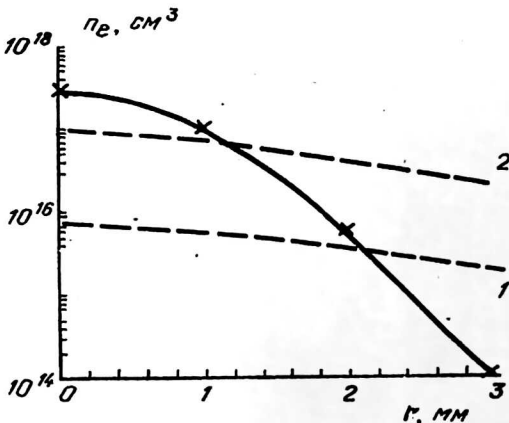


Рис. 17. Радиальные профили концентрации электронов в струе для медного электрода: — эксперимент; --- расчет: 1 — по С; 2 — по Си

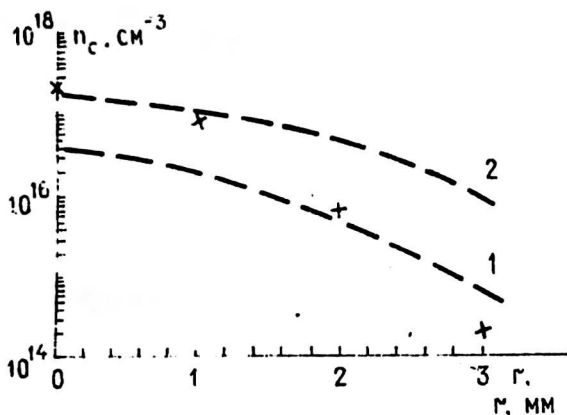
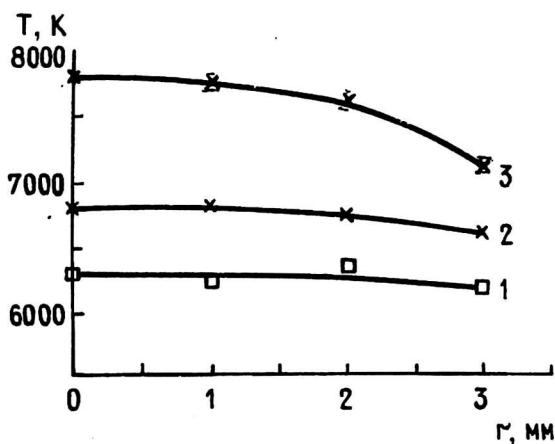


Рис. 18. Радиальные профили концентрации электронов в струе для электрода из ВДПМ: — эксперимент; - - - расчет: 1 — по С; 2 — по Си

Рис. 19. Результаты измерений радиальных профилей температуры плазмы для различных материалов электрода: 1 — графит; 2 — Си; 3 — ВДПМ



Видно, что замена графита на Си приводила к слабому падению  $n_e$  на оси струи и росту температуры. Рассчитанные значения  $n_e$ , однако, оставались заметно ниже измеренных. Визуальный осмотр медного электрода показал сильную эрозию поверхности в области сопла. Можно полагать, что в струе присутствуют микроскопические частицы Си, которые (в силу термоэлектронной эмиссии с их поверхности) являются причиной наблюдаемого превышения экспериментальных значений  $n_e$  над расчетными.

Отметим, что при замене медного электрода на электрод из традиционных тугоплавких металлов (нержавеющая сталь, молибден) эрозия оставалась сильной. Минимальная эрозия получена только на сплаве вольфрама с медью. В этом случае слабое падение  $n_e$  в центре сопровождалось заметным повышением температуры плазмы. Как следствие, расчетные значения  $n_e$  в приосевой области для плазмы Си оказались близки к измеренным (см. рис. 18).

Полученный результат, несомненно, свидетельствует в пользу предложенного механизма существования ядра. Наличие дисперсной фазы позволяет объяснить не только существование "аномально" высоких  $n_e$ , но и другие факты: устойчивость ядра (конденсированные частицы почти не диффундируют за пролетное время, так как броуновское движение значительно медленнее молекулярной диффузии), возможность срезания его и оболочки без разрушения плазменного образования. Длительное свечение плазмы также становится легко объяснимым, поскольку излучение струи будет определяться свечением дисперсионных частиц. При

размерах частиц порядка 1—10 мкм время их радиационного остывания будет составлять единицы миллисекунд, т. е. соответствовать по порядку величины экспериментально наблюдаемому. Несомненно также, что на поздних стадиях возможно окисление углерода подмешиваемым кислородом воздуха, приводящее к энергывыделению в плазме и увеличению тем самым времени ее жизни.

Таким образом, основная причина возникновения “керна” связана с конструктивными особенностями капиллярного инжектора плазмы и обусловлена наличием в плазме струи конденсированной мелкодисперсной фазы углерода (если торцевой электрод выполнен из графита) или капельной мелкодисперсной фракции меди (если торцевой электрод — медный), термоэлектронная эмиссия с которых при данной температуре плазмы соответствует наблюдаемым в эксперименте значениям  $n_e$ .

### Литература

1. Авраменко Р. Ф., Бахтин Б. И., Николаева В. И. и др. Исследование плазменных образований, инициируемых эрозионным разрядом// ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 12. С. 57—64.
2. Авраменко Р. Ф., Гридин А. Ю., Климов А. И., Николаева В. И. Экспериментальное исследование взаимодействия энергоемких плазменных образований с УВЧ и мощным лазерным излучением//ТВТ. 1993. Т. 31. № 1. С. 36—42.
3. Avramenko R. F., Gridin A. Yu., Klimov A. I., Nikolaeva V. I.// International Committee on Ball Lightning (ICBL), Netherlands, Article Series Nr. 1993/2, 11 p.
4. Anders A., Ershov A. P., Isaev K. Sh. Study of an Underexpanded Plasma Jet. 11. Diagnostics with Microwaves// Contr. Plasma Phys. 1988. V. 28. № 6. P. 537—542.
5. Голант В. Е. Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. — М.: Наука, 1968. — 327 с.
6. Kuvahara C., Matsuura K., Hiyehara A. Density Measurement of Plasma with a small Diameter by Microwave Interferometer// Jap. J. Appl. Phys. 1974. V. 13. № 2. P. 327—333.
7. Егорова З. М., Кашеваров А. В., Фомина Е. М., Цхай Н. С. Об измерении концентрации заряженных частиц цилиндрическим зондом Ленгмюра в плазме пламени// ТВТ. 1988. Т. 26. № 3. С. 577—581.
8. Еришов А. П., Тимофеев И. Б., Чувашев С. Н., Быцкевич С. П. Эволюция структуры и параметров плазменной струи при импульсной инжекции в атмосферу// Там же. 1990. Т. 28. № 3. С. 583—589.
9. Анохин М. Д., Быцкевич С. П., Еришов А. П. и др. Формирование устойчивых структур при импульсной инжекции плазменной струи в затопленное пространство// Там же. 1992. Т. 30. № 2. С. 244—249.
10. Протасов Ю. С., Чувашев С. Н., Щепанюк Т. С. Экспериментальное исследование внутренней структуры излучающих плазмодинамических МПК разрядов в газах//Там же. 1990. Т. 28. № 3. С. 444—454.
11. Cebeci T., Bradshou P.// Physical and computational aspects of convective heat transfer. 1984. Springer-Verlag. N. Y.
12. Фортвов В. Е., Якубов И. Т. Физика неидеальной плазмы. — Черноголовка ОИХФ, 1984.

Поступила в редакцию 20 марта 1995 г.

## INJECTION INTO ATMOSPHERIC AIR OF SUBSONIC PLASMA JETS FORMED WITH A CAPILLAR DISCHARGE

A. P. Ershov, V. V. Rozanov, N. N. Sysoev, I. B. Timofeev,  
C. N. Chyvashev, V. M. Shibkov  
Moscow State University, Moscow, Russia

*The processes at plasma injection into air from a moderate current (100 A) arc discharge in an eroding capillar (1 mm) are researched thoroughly with use of various methods of diagnostics and theoretical analysis. All the features of the phenomena (which had been formerly recognized as anomalous) have obtained explanations in terms of plasma physics and hydrodynamics. It is shown that the jet central regions are filled with a strongly ionized plasma with condensed disperse phase, where the volume electron concentration is determined with thermionic emission.*