

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ СВЕРХЗВУКОВОГО РАСШИРЕНИЯ СТРУЙ ПЛАЗМЫ ЭЛЕКТРОДУГОВОГО ИСТОЧНИКА

Г. А. Лукьянов, В. В. Назаров, В. В. Сахин
(Ленинград)

При сверхзвуковом стационарном истечении плазмы из камеры высокого давления в область низкого давления при определенных условиях возможны значительные отклонения от термодинамического равновесия. Теоретические исследования свободного сверхзвукового расширения плазмы [1—3] и экспериментальные исследования сверхзвуковых недорасширенных плазменных струй [4—6] показывают, что в поле течения на некоторой стадии расширения происходит нарушение ионизационного и термического равновесия. При этом степень ионизации превышает равновесное значение, а температура электронов оказывается выше температуры тяжелых частиц (атомов и ионов). Вниз по течению отклонение от равновесия увеличивается.

Параметры плазмы в сверхзвуковой струе существенным образом связаны с типом источника плазмы и условиями истечения. В данной работе делается попытка установить основные параметры, характеризующие отклонение от ионизационного и термического равновесия, и получить обобщающие зависимости для температуры T_e и концентрации n_e электронов в области свободного расширения применительно к струям плазмы аргона, истекающим из звукового сопла электродугового источника в затопленное пространство низкого давления.

1. Условия и диапазон исследований. Конструкция источника плазмы и схема начального участка струи даны на фиг. 1, а. Электродуговой источник состоит из катодного узла 1 с вольфрамовым катодом, корпуса 2 и анода-сопла 3. Использовались цилиндрические сопла диаметром $d = 2$ и 5 мм с длиной, равной d . Подача рабочего газа осуществлялась через тангенциальные отверстия в корпусе. Источник размещался внутри вакуумной камеры объемом около 10 м^3 на координатном устройстве с двумя степенями свободы в горизонтальной плоскости. Измерительные приборы были неподвижны относительно вакуумной камеры.

Эксперименты выполнены в диапазоне давлений торможения плазмы $p_0 = (1-8) \cdot 10^4 \text{ Па}$ и среднемассовых температур торможения $T_0 = (9,5 - 13) \cdot 10^3 \text{ К}$. Указанному диапазону p_0 и T_0 соответствует изменение силы тока дуги от 200 до 500 А при изменении расхода от 0,1 до 0,3 г/с. Давление в вакуумной камере p_∞ изменялось от 0,4 до 1,3 Па. Условия истечения соответствовали степеням расширения $N = p_0/p_\infty$ от 10^4 до $2 \cdot 10^5$. По степени разреженности течение на начальном участке соответствовало развитому переходному режиму.

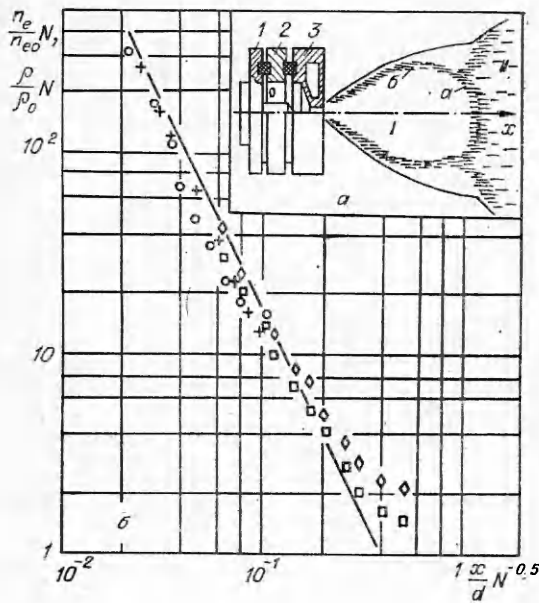
В качестве параметров, характеризующих степень отклонения от ионизационного и термического равновесия на выходе из сопла источника, можно использовать:

$$K_p = \tau_p/\tau_r, \quad K_T = \tau_T/\tau_r,$$

где τ_p , τ_T , τ_r — характерные времена рекомбинации, обмена энергией между электронами и тяжелыми частицами, изменения газодинамических параметров соответственно.

При справедливой для рассматриваемых условий определяющей роли столкновительно-излучательной рекомбинации и электрон-ионного обмена энергией при упругих столкновениях для τ_p и τ_T используем выражения [7, 8]

$$\tau_p = 1/\beta n_{e_s}, \quad \beta = 1,75 \cdot 10^{-8} n_e T_e^{-9/2}, \quad \tau_T = 250 A T_e^{3/2} / n_e \ln \Lambda_s$$



Ф и г. 1

n_{e0} для исследованных режимов работы источника приведены в таблице.

В качестве характерного газодинамического времени на срезе сопла примем

$$\tau_T = \frac{d}{2U_*}, \quad U_* = \left(\gamma \frac{k}{m} T_* \right)^{0,5} \simeq \left(\frac{k}{m} T_0 \right)^{0,5},$$

где U_* — скорость плазмы в критическом сечении сопла; γ — отношение удельных теплоемкостей; m — масса атома; k — постоянная Больцмана. Диапазон исследований характеризуется данными таблицы. Исследовалась область свободного расширения I (см. фиг. 1, а), отделенная в условиях экспериментов от зоны смешения II утолщенными центральным а и висячим б скачками уплотнения [4, 5].

2. Методы диагностики. В эксперименте использованы электронзондовые и спектральные методы диагностики. Электронзондовыми методами измерены концентрация и температура электронов, спектральными методами — температура T и скорость U тяжелой компоненты плазмы. Все измерения выполнены вдоль оси симметрии струй.

При электронзондовых измерениях применялся электростатический зонд, выполненный из вольфрамовой проволоочки диаметром 0,4 мм и длиной 5 мм, запаянной в кварцевую трубку диаметром 0,8 мм. Кварцевая трубка помещалась в медный водоохлаждаемый корпус, который служил опорным электродом. Для исследования параметров плазмы вблизи среза сопла использовался пролетный зонд, движущийся со скоростью около 5 м/с поперек струи в исследуемом сечении. Вольт-амперная характеристика зонда строилась по точкам. Обычно задавались 8–10 зна-

$p_0 \cdot 10^{-4}$, Па	$T_0 \cdot 10^{-3}$, К	$n_{e0} \cdot 10^{-16}$, см ⁻³	$N \cdot 10^{-4}$	K_p	K_T	Точки на фиг. 1, 3,
1	9,5	0,6	1	1	0,2	1
1,3	10	1	1	0,5	0,1	2
7	10	3	17	0,15	0,1	3
8	13	9	20	0,05	0,02	4

где β — коэффициент столкновительно-излучательной рекомбинации; A — атомный вес; $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм.

С учетом относительно небольшого отличия n_e и T_e на срезе сопла от их значений в дуговой камере, с одной стороны, и существенной трудности расчета этих параметров в выходном сечении сопла вследствие неизэнтропичности течения по соплу, наличия больших поперечных градиентов, начальной термической и ионизационной неравновесности, с другой стороны, разумно оценку τ_p и τ сделать по значениям n_e и T_e в дуговой камере, предполагая термодинамическое равновесие при известных p_0 и T_0 . Равновесные значения концентрации электронов в дуговой камере

чений токов на зонд при различных потенциалах зонда относительно опорного электрода. Значения тока и подаваемого напряжения на зонд регистрировались осциллографом типа Н-115. Напряжение задавалось стабилизированным блоком питания типа Б1-8.

В области струи, удаленной от среза сопла ($x/d \gg 5$), использовался стационарный электростатический зонд, закрепленный в неподвижный водоохлаждаемый зажим. На зонд подавалось пилообразное напряжение со специального механического резисторного генератора с внутренним сопротивлением 3 Ом. Вольт-амперная характеристика регистрировалась самописцем типа ПДП-4. Более подробно методика электростатических измерений дана в [5].

Для спектральных измерений применялся спектрограф ИСП-51 с камерой $f = 270$ или УФ-89 и интерферометр Фабри—Перо типа ИТ-51-30. Использовалась внешняя установка интерферометра в параллельном пучке. Регистрация спектров осуществлялась фотографически на фотопленку «Изопанхром-17» или «Изопанхром-15-1000». Обработка спектров проводилась методом гетерохромного фотометрирования с использованием микрофотометра МФ-2, фотоэлемент которого был заменен на фотумножитель ФЭУ-55. Применялись два способа обработки спектров: с учетом непостоянства дисперсии эталона в пределах одного порядка при использовании центральных колец и с измерением в долях порядка при использовании односторонних колец.

При измерениях параметров недорасширенных струй плазмы по контурам спектральных линий необходимо учитывать сильное искажение контура доплеровским смещением, связанным с наличием радиальной составляющей скорости. В выполненных экспериментах измерение температуры тяжелой компоненты проводилось по методу преобразования контуров спектральных линий [9] путем сравнения контура линии аргона (основного газа) и контура линии гелия (малой примеси до 5% по объему) в предположении отсутствия относительного проскальзывания и наличия температурного равновесия основного газа и примеси. Метод преобразования контуров [9] позволяет определить температуру, не учитывая аппаратный контур интерферометра и считая истинную форму контуров известной. В выполненных измерениях предполагалось, что такое преобразование позволяет исключить из рассмотрения аппаратный контур и контур «разлета». Процедура преобразования контуров осуществлялась на ЭВМ. Сравнивались контуры линий 0,404 мкм AgI и 0,388 мкм HeI, для которых штатковское уширение пренебрежимо мало по сравнению с доплеровским в условиях экспериментов. Учет штатковского уширения проводился с использованием таблиц из работы [10] и значений n_e , измеренных зондовым методом.

Измерения скорости движения плазмы в струе по доплеровскому смещению спектральных линий осуществлялись фотографированием спектров «встык» путем поворота призменной системы спектрографа. В измеренные значения скорости вводилась поправка на неравномерность распределения интенсивности излучения в струе и наличие радиальной составляющей скорости.

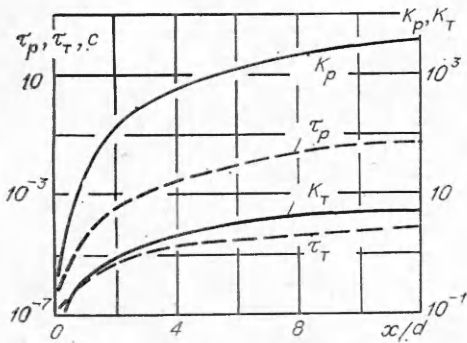
Спектральные измерения использовались также для определения концентрации электронов по штатковскому уширению спектральных линий вблизи среза сопла, где режим обтекания зонда отличен от свободного молекулярного. Данные зондовых измерений оказались в хорошем согласии с результатами, определенными по уширению линии H_{β} водорода и по штатковскому уширению различных линий гелия. Вклад доплеровского уширения в контур наблюдаемых линий учитывался с использованием полуширин контуров Фойгта [11]. Примесь водорода или гелия в струе плазмы аргона не превышала 5% по объемному расходу основного газа.

3. Результаты экспериментов и их анализ. На фиг. 1, б представлены результаты зондовых измерений n_e вдоль оси струи x в относительных координатах $n_e N/n_{e0}$, $x/dN^{0,5}$. Продольная координата $x/dN^{0,5} \approx 0,7$ соответствует положению центрального скачка уплотнения при сплошном режиме течения. В условиях экспериментов протяженность вдоль оси области свободного расширения уменьшается по сравнению с аналогичным течением в сплошном режиме за счет размытия вверх по течению центрального скачка уплотнения [4, 5]. Для сравнения на фиг. 1, б приведено распределение вдоль оси струи относительной плотности свободно расширяющегося идеального одноатомного газа $\rho N/\rho_0$ (сплошная линия). Одинаковый ход относительных плотностей электронной компоненты и газа в первую очередь говорит о существенной «замороженности» состава плазмы во всех опытах. Интересным экспериментальным фактом является близость абсолютных значений относительных плотностей в исследованном диапазоне параметров. В поле течения за срезом сопла степень ионизации «заморожена» и равна степени ионизации в дуговой камере, определенной в предположении термодинамического равновесия по известным p_0 и T_0 . Следует иметь в виду, что действительное значение степени ионизации в дуговой камере вследствие начальной неизотермичности несколько выше равновесного значения, определенного по среднemasсовой температуре T_0 . При течении по соплу степень ионизации падает. Наблюдаемое приближенное совпадение $n_e/n_{e0}N$ и ρ/ρ_0N есть результат компенсации указанных факторов в условиях опытов. При $x/d \gtrsim 5$ экспериментальные данные о n_e приближенно аппроксимируются зависимостью

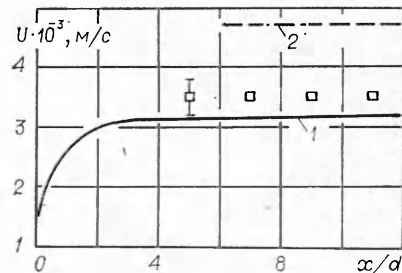
$$(3.1) \quad \frac{n_e}{n_{e0}} = 0,15 \left(\frac{x}{d} \right)^{-2}.$$

Вообще говоря, при малых K_p можно было ожидать сохранения за срезом сопла некоторой квазиравновесной области с существенным падением степени ионизации. Однако в экспериментах этого не наблюдается. Вследствие очень интенсивного расширения плазмы происходят резкое увеличение τ_p , K_p и нарушение равновесия непосредственно за срезом сопла. Распределение τ_p , K_p , τ_T , K_T вдоль оси струи (режим 2, см. таблицу) показано на фиг. 2. Значения τ_p и τ_T рассчитывались с использованием экспериментальных значений n_e и T_e . Локальное газодинамическое характерное время определялось по формуле $\tau_r = x/U$, где величина U рассчитывалась по модели идеального совершенного газа с $\gamma = 1,67$.

На фиг. 3 приведены результаты измерений скорости U на оси струи плазмы аргона (режим 2). Для сравнения там же показано осевое распределение скорости одноатомного идеального газа (кривая 1) и значение максимальной скорости для равновесного течения U_m , рассчитанное по известной величине среднemasсовой энтальпии торможения плазмы $U_m =$



Фиг. 2



Фиг. 3

$= \sqrt{2N_0}$ (линия 2). Эти кривые можно приближенно рассматривать в качестве верхнего и нижнего пределов для скорости на оси струи. Экспериментальные значения скорости оказались в указанных пределах и вблизи значений для максимальной замороженной скорости плазмы, что согласуется с приведенными выше данными по ионизационной неравномерности.

Результаты измерений T и T_e (точки 1, 2 соответственно) приведены на фиг. 4 (режим 2). Экспериментальные значения T в 2—3 раза выше значений T на оси струи одноатомного идеального совершенного газа (кривая 1). Электронная температура уже при $x/d = 1$ вдвое превышает T . Отношение T_e/T быстро растет вниз по течению.

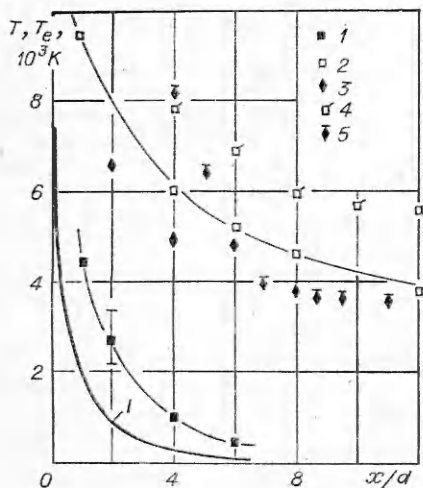
Термическая неравномерность в подобных условиях экспериментально исследована весьма слабо. Полученные результаты можно сравнить лишь с результатами работы [6], где изучалась аналогичная струя плазмы аргона, генерируемая источником с близкими параметрами торможения. Экспериментальные данные о T из [6] (точки 5 на фиг. 4) получены, по-видимому, без учета влияния разлета плазмы на контур спектральной линии и сильно отличаются от наших результатов. На фиг. 4 приведены также значения T (точки 3), измеренные нами без учета радиального разлета плазмы. Полученные таким образом значения T близки к результатам [6]. Характер изменения и величина T_e (точки 4), полученные в работе [6], согласуются с нашими результатами.

При значениях $K_T \ll 1$ (см. фиг. 2) можно было ожидать приближенного выполнения термического равновесия, по крайней мере, в некоторой области за срезом сопла. Однако опыт указывает на нарушение термического равновесия практически от среза сопла. Объясняется это тем, что в условиях эксперимента при сильном нарушении ионизационного равновесия за срезом сопла ($K_p > 1$) температура электронов в поле течения приближенно определяется энергетическим балансом [1, 2]

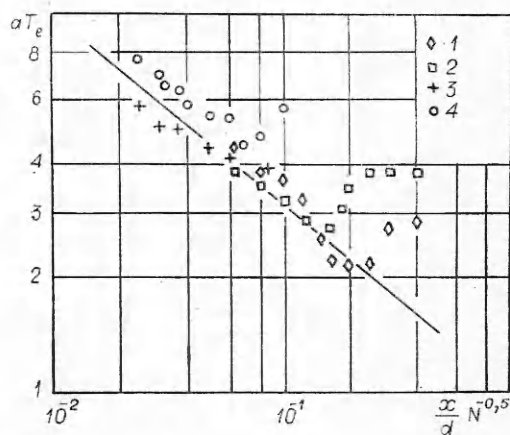
$$(3.2) \quad Q^T = Q^P, \quad Q^T = \frac{\bar{n}_e^2 e^4}{m} \left(\frac{\partial \bar{n}_e}{kT_e} \right)^{0.5} \left(1 - \frac{T}{T_e} \right) \ln \Lambda,$$

$$Q^P = \left(I^* + \frac{5}{2} kT_e \right) \beta n_e^2,$$

где Q^T — энергия, теряемая электронами при упругих столкновениях с ионами (столкновения с атомами при степени ионизации выше 10^{-4} несущими



Ф и г. 4



Ф и г. 5

щественны); Q^p — энергия, передаваемая электронам при рекомбинации; m_e — масса электрона; I^* — эффективная энергия рекомбинации. Величина I^* зависит от оптической толщины плазмы. В оптически толстой плазме I^* равна потенциалу ионизации I .

При $K_p > 1$, когда реализуется (3.2), условие термического равновесия записывается в виде

$$(3.3) \quad K_T^0 = \frac{\tau_T}{\tau_p} \frac{I^*}{kT_e} = \frac{K_T}{K_p} \frac{I^*}{kT_e} \ll 1.$$

В условиях опытов $K_T^0 \gg K_T$. Для режима 2 на срезе сопла $\bar{K}_T^0 \simeq 3$ при $K_T = 0,1$. Условие термического равновесия $K_T \ll 1$, справедливое при $K_p < 1$, должно быть заменено на $K_T^0 \ll 1$ при $K_p \gg 1$.

Преобразуем выражение (3.2) к виду

$$(3.4) \quad T_e^4 \left(1 - \frac{\bar{I}}{T_e}\right) = cn_e, \quad c = \frac{1,75 \cdot 10^{-8} m \left(I^* + \frac{5}{2} kT_e\right)}{e^4 \left(\frac{8\pi m_e}{k}\right)^{0,5} \ln \Lambda}.$$

С учетом (3.1) при $T/T_e \ll 1$ выражение (3.4) можно записать в виде

$$(3.5) \quad aT_e = \left(\frac{x}{d} N^{-0,5}\right)^{-0,5}, \quad a = \left(\frac{N}{0,15cn_{e0}}\right)^{0,25}.$$

На фиг. 5 представлена попытка обобщения экспериментальных данных о T_e на оси струи в координатах aT_e , $x/dN^{0,5}$. Линия соответствует выражению (3.5). Наблюдается удовлетворительное обобщение и согласие с приближенной теоретической зависимостью. С приближением к центральному скачку уплотнения величина T_e возрастает и соотношение (3.5) нарушается.

Таким образом, при $K_p > 0,05$ и $K_T > 0,02$ (на срезе сопла) возможно обобщение осевых профилей относительных концентраций и температуры электронов в области свободного расширения исследованных струй плазмы аргона.

Поступила 26 II 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Лукьянов Г. А. Стационарный сверхзвуковой источник неравновесной плазмы. — ПМТФ, 1968, № 6.
2. Баргенов Д. А., Лукьянов Г. А. Расчет осесимметричного свободного расширения неравновесной плазмы водорода. — ПМТФ, 1972, № 4.
3. Chou Y. S., Talbot L. Source-flow expansion of a partially ionized gas in to a vacuum. — AIAA J., 1967, vol. 5, N 12. Рус. пер. Расширение в вакуум потока частично ионизованного газа от источника. — Ракетн. техника и космонавтика, 1967, т. 5, № 12.
4. Лукьянов Г. А. Релаксация электронной температуры и концентрации в сверхзвуковой разреженной струе плазмы. — В кн.: Вопросы физики низкотемпературной плазмы. Минск: Наука и техника, 1970.
5. Лукьянов Г. А., Петухов Г. В. Зондовые измерения в разреженной струе плазмы. — ТВТ, 1969, т. 7, № 5.
6. Yoshikawa T., Murasaki T. Heavy-particle velocity and temperature measurement in a supersonic arc-heated plasma flow. AIAA Paper, 1975, N 75—862.
7. Гуревич А. В., Пятаевский Л. П. Коэффициент рекомбинации в плотной низкотемпературной плазме. — ЖЭТФ, 1964, т. 46, вып. 4.
8. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
9. Чайка М. П., Фрадкин Э. Е. Способ преобразования контуров спектральных линий и его применение для измерения температуры и других параметров источника света. — Оптика и спектроскопия, 1959, т. 7, вып. 6.
10. Грим Г. Спектроскопия плазмы. М.: Атомиздат, 1969.
11. Визе В. Ширина спектральных линий. — В кн.: Диагностика плазмы. М.: Мир, 1967.