

разрядного промежутка за время $\approx 1,5$ мкс возникает прикатодный слой объемного заряда. При использованных начальных данных приэлектродный слой формируется как вдоль поля, так и вдоль катода, покрывая лишь малую часть последнего: плотность тока на катоде (в центре) в дальнейшем практически не меняется и приблизительно одинакова для обоих вариантов. Это позволяет говорить о теоретическом подтверждении закона нормальной плотности тока для катода.

Непосредственно после пробоя распределение параметров может быть охарактеризовано как соответствующее диффузному режиму горения: плотность тока на аноде меньше, чем на катоде. С течением времени поле в объеме выравнивается и достигает величины, превышающей значение равновесной напряженности при данной концентрации плазмы. Это приводит к линейному росту плотности тока на аноде и сжатию проводящего канала в объеме: в конечной стадии разряд горит контрагированно.

Таким образом, на примере данных расчетов показано, что может реализоваться механизм сжатия квазинейтрального столба, обязанный явлениям на электродах. Вследствие несогласования величины поля в столбе и величины полного тока, устанавливающихся после пробоя, происходит непрерывное сжатие токового канала в столбе и на аноде. В случае низкого давления газа подобное согласование в дальнейшем может осуществляться за счет расширения катодного пятна из-за диффузии. Для высоких давлений такой механизм неэффективен и сжатие разряда может лишь усугубиться последующим разогревом газа.

Авторы выражают признательность А. А. Веденову за постоянный интерес к работе и обсуждение результатов.

Поступила 29 VII 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Энгель А., Штенбек М. Физика и техника электрического разряда в газах. М.—Л.: Гостехиздат, 1935; Капцов Н. А. Электрические явления в газах и вакууме. М.: Гостехиздат, 1947.
2. Грановский В. Л. Электрический ток в газах. М.: Наука, 1971.
3. Пашкин С. В. Об анодной области высоковольтного диффузного разряда при средних давлениях.— ТВТ, 1976, № 3; Баркалов А. Д., Гаврилюк В. Д. и др. Механизм протекания тока в молекулярном газе.— ТВТ, 1978, № 2.
4. Артамонов А. В., Веденов А. А. и др. СО₂-лазер непрерывного действия на атмосферном воздухе.— Квант. электроника, 1977, т. 4, № 1.
5. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. М.: Атомиздат, 1961.
6. Гладуш Г. Г., Самохин А. А. Численное исследование развития тлеющего разряда в двумерной геометрии.— ПМТФ, 1978, № 5.
7. Гладуш Г. Г., Самохин А. А. Теоретическое рассмотрение электродинамической неустойчивости тлеющего разряда. Закон нормальной плотности тока. Препринт ИАЭ-3103. М., 1979.

УДК 533.9.07+535.231.6

ИЗМЕРЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ЯРКОСТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАЗМЕННЫХ СГУСТКОВ

В. И. Кирко, И. А. Стадниченко

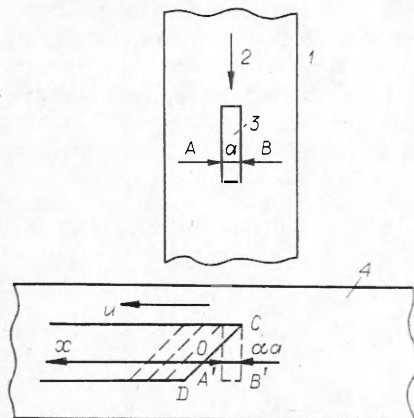
(Новосибирск)

Важное место в исследованиях высокоскоростных плазменных струй занимает изучение радиационных характеристик движущегося плазменного сгустка. Одно из направлений этих работ состоит в разработке экспериментальных методов исследования распределения спектральной интенсивности излучения и яр-

костной температуры вдоль плазменной (газоплазменной) струи. Так, в [1, 2] измерялась интенсивность излучения и яркостная температура газовой струи с помощью стационарно установленных световодов, которые регистрировали интенсивность излучения в зависимости от времени. Разрешение такого метода ограничивалось «углом зрения» световодов, так как фактически регистрировалась интегральная по апертуре интенсивность.

В данной работе показана возможность восстановления распределения яркостной температуры вдоль плазменной струи на основе простой высокоскоростной фоторазвертки (например, с помощью СФР) и последующей фотометрической обработки. Разработанная методика была применена для нахождения распределения спектральной интенсивности излучения и яркостной температуры плазменных струй трубчатого газокумулятивного заряда [3, 4] и взрывного плазменного компрессора [5]. Удалось разрешить фронт ударной волны, т. е. получить распределения вышеуказанных параметров, начиная с области, предшествующей ударной волне.

1. Рассмотрим плазменную струю, распространяющуюся по непрозрачному каналу, вдоль которого сделана узкая прозрачная щель шириной a , много меньшей поперечных размеров канала. Изображение щели непрерывно разворачивается на пленку в направлении, перпендикулярном оси канала. Фоторазвертка производится через светофильтр, вырезающий излучение в узком диапазоне длин волн. Полагается, что непрерывная фоторегистрация осуществляется с помощью идеального фоторегистратора, введенного в [6].

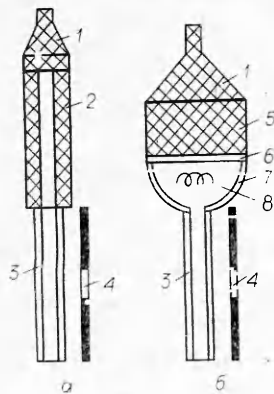


Ф и г. 1

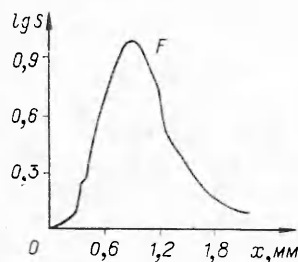
Скорость движения струи D за время регистрации считается постоянной. Непрерывная фоторазвертка со скоростью u дает на пленке изображение, показанное на фиг. 1, где 1 — канал, по которому движется плазма, 2 — направление движения плазменной струи, 3 — прозрачная щель в канале, 4 — фотопленка. Отсчет времени ведется с момента прихода первого возмущения в выбранное сечение канала AB . Проекция сечения AB на пленку соответствует отрезку $A'B'$ оси x . Положение $x = 0$ определяется по начальному увеличению оптической плотности, превышающей плотность вуали. Видно, что линия CD на регистрограмме и все линии, параллельные ей, являются линиями постоянных почернений. Если y — координата вдоль плазменной струи (в системе координат, связанной со струей), а $I(y)$ — распределение интенсивности излучения вдоль струи (на длине волны, вырезаемой светофильтром), то энергетическая экспозиция на пленку вдоль оси x определяется следующими соотношениями [6]:

$$(1.1) \quad H(x) = \begin{cases} K \int_0^{x/u} I(Dt) dt, & 0 \leq x \leq aa, \\ K \int_{(x-aa)/u}^{x/u} I(Dt) dt, & x \geq aa, \end{cases}$$

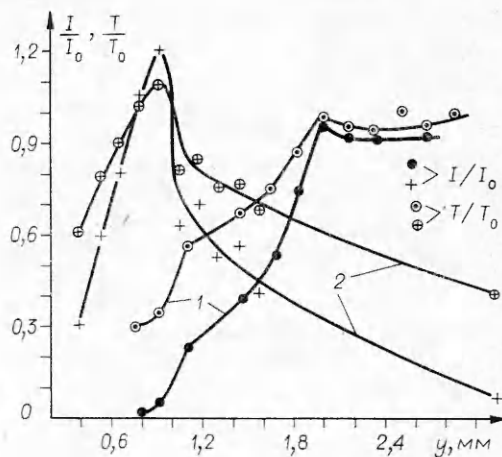
где K — коэффициент, связанный со светосилой оптики фоторегистратора; α — коэффициент увеличения оптики фоторегистратора (как правило, $\alpha < 1$). В случае, когда коэффициент пропускания пленки находится в линейной области характеристической кривой (что может быть достигнуто применением различных нейтральных светофильтров), энергетическая экспозиция связана с непрозрачностью пленки соотношением



Ф и г. 2



Ф и г. 3



Ф и г. 4

$$(1.2) \quad \lg (S(x)/S_0) = \gamma \lg (H(x)/H_0),$$

где $S(x)$ — величина, обратная коэффициенту пропускания (непрозрачность пленки), вдоль оси x ; γ — коэффициент контрастности пленки; S_0 , H_0 — непрозрачность и энергетическая экспозиция эталонного источника. Коэффициент контрастности γ определяется фотографированием эталонного источника с применением ступенчатого ослабителя света. Из (1.2) следует

$$(1.3) \quad H(x) = H_0 10^{\frac{1}{\gamma} [\lg S(x) - \lg S_0]},$$

где $H_0 = KI_0\tau$ (I_0 — спектральная интенсивность эталонного источника, τ — время его экспозиции). Приравнявая (1.1) и (1.3), а затем дифференцируя по x , получим выражение для определения спектральной интенсивности излучения вдоль струи

$$(1.4) \quad I(y) = \frac{I_0\tau D}{\gamma} \frac{d \left[\lg S \left(\frac{uy}{D} \right) \right]}{dy} \ln 10 \cdot 10^{\frac{1}{\gamma} [\lg S \left(\frac{uy}{D} \right) - \lg S_0]} \quad \left(0 < y < \frac{\alpha a D}{u} \right),$$

$$I(y) - I \left(y - \frac{\alpha a D}{u} \right) = \frac{I_0\tau D}{\gamma} \frac{d \left[\lg S \left(\frac{uy}{D} \right) \right]}{dy} \ln 10 \cdot 10^{\frac{1}{\gamma} [\lg S \left(\frac{uy}{D} \right) - \lg S_0]} \quad \left(y > \frac{\alpha a D}{u} \right).$$

(В формулах (1.3), (1.4) сохранены логарифмы непрозрачностей, так как многие фотометрические приборы проградуированы именно на эти величины.) Выражение (1.4) дает непрерывное распределение интенсивности излучения при $0 < y < \alpha a D/u$. Для $y > \alpha a D/u$ такое распределение находится только в отдельных точках с шагом $\Delta y = \alpha a D/u$. При увеличении ширины щели a расширяется диапазон действия первого выражения из (1.4). При этом удается достаточно хорошо восстановить распределение интенсивности излучения перед фронтом ударной волны и непосредственно за ним. При уменьшении a уменьшается шаг Δy для второго выражения из (1.4). При этом хорошо восстанавливается распределение интенсивности для части плазменной струи, находящейся далеко за фронтом ударной

волны (середина и «хвост» струи). Применяя переменную по ширине (ступенчатую) щель, можно совместить преимущества этих двух случаев в одной фоторегистрограмме.

2. По вышеописанной методике были определены распределения интенсивностей излучения для двух источников высокоскоростных плазменных струй: трубчатого газокумулятивного заряда ВВ [3, 4] и взрывного плазменного компрессора [5].

На фиг. 2, а, б схематично изображены трубчатый газокумулятивный заряд ВВ и взрывной плазменный компрессор соответственно (1 — генератор плоской волны, 2 — трубчатый заряд, 3 — стеклянный канал, 4 — прямоугольная щель в экране, 5 — цилиндрический заряд ВВ, 6 — метаемая металлическая пластина, 7 — полусферическая камера сжатия, 8 — рабочее вещество ($C_6H_{10}O_5$) 0,5 г). В качестве эталонного источника использовалось свечение ударной волны в воздухе, созданной трубчатым зарядом взрывчатого вещества. Яркостная температура эталона определялась по скорости ударной волны из таблиц [7]. Прямоугольная прозрачная щель в канале формировалась с помощью экрана, как показано на фиг. 2. В опытах применялся стеклянный канал. При движении плазменного сгустка в таком канале на его стенки воздействуют высокое давление и температура, которые могут привести к потере прозрачности стекла. Однако в экспериментах с трубчатым газокумулятивным зарядом интенсивность излучения фронта ударной волны, найденная по вышеописанной методике, сравнивалась с интенсивностью фронта, снятого через торец канала, и эти значения с хорошей точностью оказались одинаковыми. Это свидетельствует о том, что за время регистрации потери прозрачности стекла не происходит. Потери прозрачности стекла за счет излучения не могло произойти, так как порог повреждения стекла под действием излучения равен 470 ГВт/см^2 [8], что значительно превышает максимальные интенсивности излучения в описываемых опытах.

На фиг. 3 приведено характерное распределение логарифма непрозрачности пленки в зависимости от координаты x на пленке. Точка F на фиг. 3, с которой начинается изменение знака производной, соответствует $y = \alpha a D/u(x = \alpha a)$. На фиг. 4 ($\lambda = 0,475 \text{ мкм}$) приведены распределения спектральных интенсивностей излучения ($I_0 = 3,5 \cdot 10^{15} \text{ Дж/(м}^2 \cdot \text{с)}$) и яркостных температур ($T_0 = 18\,000 \text{ К}$) высокоскоростных плазменных струй для двух вышеуказанных источников: трубчатого газокумулятивного заряда (кривые 1) и взрывного плазменного компрессора (кривые 2). Полученные профили температур для взрывного плазменного компрессора хорошо согласуются с результатами численного моделирования, приведенного в [9].

Ошибка описанного метода измерения яркостной температуры складывается из тех же факторов, что и в других фотографических методах [10]. Наибольшая ошибка в опытах заключалась в определении коэффициента контрастности фотоматериала и достигала 30 % для определения абсолютных значений спектральной интенсивности излучения. Эта ошибка может быть значительно снижена применением более совершенной техники и более качественных фотослоев [10].

Поступила 10 VII 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Гленн, Кроули. Исследование распространения высокоскоростных (4,0—6,5 см/мкс) струй в камерах расширения. — Ракетн. техн. и космонавтика, 1969, т. 7, № 11.
2. Glenn H.D., Crowley B. K. High-speed (4—6 cm/μsec) gas-jet propagation. — J. Appl. Phys., 1970, vol. 41, N 10.
3. Титов В. М., Фадеев Ю. И., Титова Н. С. Разгон твердых частиц кумулятивным взрывом. — ДАН СССР, 1968, т. 180, № 5.

4. Жариков И. Ф., Немчинов И. В., Цикулин М. А. Исследование воздействия на твердое вещество светового излучения, полученного при помощи источника взрывного типа. — ПМТФ, 1967, № 1.
5. Войтенко А. Е. Получение газовых струй большой скорости. — ДАН СССР, 1964, т. 158, № 6.
6. Кологривов В. Н. Количество освещения, сообщаемое фотографическому слою при записи на идеальном фоторегистраторе. — Журн. научной и прикладной фотографии и кинематографии, 1962, т. 7, № 4.
7. Кузнецов Н. М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М.: Машиностроение, 1965.
8. Рэди Д. Действие мощного лазерного излучения. М.: Мир, 1974.
9. Crowley B. K., Glenn H. D. Numerical simulation of a high-energy (Mach 120 to 40) air-shock experiment. — In: Proceedings of the 7th Intern. Shock Tube Symposium. Toronto, Canada, 1969.
10. Цикулин М. А., Попов Е. Г. Излучательные свойства ударных волн в газах. М.: Наука, 1977.

УДК 533.9.082.76

О СТРУКТУРЕ НЕДОРАСШИРЕННЫХ СТРУЙ ПЛАЗМЫ АРГОНА В ПЕРЕХОДНОМ РЕЖИМЕ

Г. А. Лукьянов, В. В. Назаров, В. В. Сахин

(Ленинград)

Изучению газодинамической структуры сверхзвуковых струй газа и плазмы посвящено значительное число экспериментальных исследований. Например, в работах [1—3] исследовались недорасширенные разреженные струи холодного воздуха, азота и аргона за звуковыми соплами при истечении в затопленное пространство. Исследования [4—6] относятся к струям плазмы с малой степенью ионизации и температурой торможения $T_0 \lesssim 4,5 \cdot 10^3 \text{K}$. Авторами получены достаточно подробные данные о картине течения и характерных размерах начального участка. Однако подобные исследования для струй плазмы с существенной степенью ионизации отсутствуют. Экспериментальные исследования таких струй (см., например, [7,8]) содержат в основном данные о закономерностях свободного расширения плазмы и ходе электронно-ионных процессов в струях. Представляет существенный интерес выяснение особенностей газодинамической структуры плазменных струй по сравнению с газовыми струями и попытка обобщения данных о характерных размерах начального участка таких струй.

Картина течения на начальном участке сверхзвуковых газовых струй, истекающих из звукового сопла в затопленное пространство, определяется степенью расширения N (отношение давления в камере торможения p_0 к давлению в окружающей среде p_∞), отношением удельных теплоемкостей газа γ , числом Рейнольдса $Re_L = Re_* N^{-0,5}$ [1] (Re_* — число Рейнольдса, рассчитанное по параметрам в критическом сечении), температурным фактором $\tau = T_0/T_\infty$ (T_0 и T_∞ — температура торможения и окружающей среды соответственно).

В случае достаточно сильно ионизированных плазменных струй электро-термических источников имеется ряд существенных особенностей. Прежде всего заметно отличны условия истечения из сопла, что выражается, в частности, в неадиабатическом характере течения по соплу вследствие джоулева нагрева в дуге и сильной неравномерности параметров в поперечном сечении. Существенное влияние на газодинамические параметры на срезе сопла и в поле течения струи в общем случае оказывают релаксационные процессы.

1. Диапазон исследований и методы диагностики. Изучалась струя плазмы аргона, истекавшая в стационарном режиме из звукового сопла электродугового источника постоянного тока с газовой стабилизацией дуги в вакуумную камеру объемом 10 м^3 . Схема источника приведена на фиг. 1. Катод с вольфрамовым наконечником 1 и корпусом 2 отделен от медного анода-сопла 4 изолирующей прокладкой 3. Катод и анод охлажда-