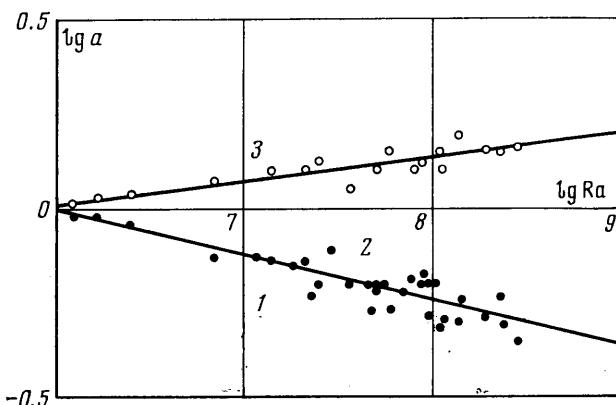


С уменьшением  $\vartheta$  градиент температуры в ядре уменьшается и при некотором отрицательном значении  $\vartheta = \vartheta_2$ , соответствующем подогреву нижней и охлаждению верхней границы, становится настолько малым, что возмущения из пограничного слоя проникают в ядро и движение в нем турбулизуется. Теневые фотографии, показывающие проникновение возмущений в ядро и турбулизацию движения в нем, приведены на фиг. 2, б и в.

Обобщенные экспериментальные данные об устойчивости пограничного слоя и переходе от ламинарного движения в ядре к турбулентному приведены на фиг. 3. По оси абсцисс отложен логарифм числа Релея, которое определено через высоту полости  $H$  и разность температур  $\Theta$ . Определенное таким образом число Релея характеризует интенсивность циркуляции жидкости в пограничном слое [1]. По оси ординат



Фиг. 3

отложен логарифм отношения  $(\Theta - \vartheta)/\Theta = a$ . Область 1 на карте устойчивости соответствует стационарному конвективному движению; 2 — волнобразным возмущениям в пограничном слое; 3 — турбулизации ядра.

Аналогичная картина неустойчивости наблюдалась ранее в горизонтальном цилиндре с синусоидальным распределением температуры на границах [2, 3]. Независимое изменение величины и положения максимума температуры на поверхности цилиндрической полости эквивалентно независимому заданию горизонтальной и вертикальной разности температур.

Поступила 14 XI 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Зимин В. Д. Естественная конвекция в замкнутой прямоугольной полости в режиме развитого пограничного слоя. Гидродинамика, вып. 4, Пермь, 1972. Уч. зап. Пермского ун-та, № 293.
2. Шайдуров Г. Ф. Устойчивость конвективного пограничного слоя в жидкости, заполняющей горизонтальный цилиндр. Инж.-физ. ж., 1959, т. 2, № 12.
3. Зимин В. Д. Естественная конвекция внутри горизонтального кругового цилиндра. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 2.

УДК 538.4

#### НАГРЕВ И ТЕЧЕНИЕ ПРОВОДЯЩЕГО ГАЗА

А. ЖАЙНАКОВ, В. М. ЛЕЛЕВКИН, В. С. ЭНГЕЛЬШТ

(Фрунзе)

Предлагается модель ламинарного течения проводящего газа в канале конического плазматрона и в окружающей неподвижной среде. Уравнения в приближении пограничного слоя записаны с учетом собственных магнитных сил. Проводится численный анализ течения плазмы аргона в аргоновой и воздушной средах.

**1. Постановка задачи.** На основе модели сплошной среды рассматривается нагрев и течение проводящего газа в канале плазматрона конической геометрии с охлаждаемыми неподвижными стенками сопла и в окружающей среде с постоянными температурой и давлением. Предполагается, что процессы стационарные, течение осесимметричное установившееся ламинарное, проводящий газ оптически тонкий и находится в состоянии локального термодинамического равновесия, азимутальные потоки тепла и массы отсутствуют, а радиальные градиенты температуры и скорости существенно больше аксиальных.

Течение проводящего газа разбивается на две области: канал плазматрона и струя плазмы. В дуговом столбе основная часть электрического тока течет в осевом направлении  $j \approx j_z \gg j_r$ . Внешнее магнитное поле не накладывается, а собственное равно  $H = H_\theta$ ,  $H_r = H_z = 0$ ,  $H(0, z) = 0$ . Тогда из закона Ома  $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$  следует, что  $E \approx E_z \gg E_r$ . Струйное течение бестоковое  $\mathbf{j} = 0$ , окружающая среда неподвижна и изменение давления несущественно.

Математическая формулировка задачи, основанная на уравнениях в приближении пограничного слоя, в цилиндрических координатах имеет вид

$$\begin{aligned} \sigma E^2 &= \rho c_p \left( v \frac{\partial T}{\partial r} + u \frac{\partial T}{\partial z} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \kappa \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \varphi \\ - \frac{\partial p}{\partial z} &= \rho \left( v \frac{\partial u}{\partial r} + u \frac{\partial u}{\partial z} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \mu \frac{\partial u}{\partial r} \right), \quad \frac{\partial \rho v r}{\partial r} + \frac{\partial \rho u r}{\partial z} = 0 \end{aligned}$$

Система дополняется выражениями для определения полного давления и напряженности электрического поля в столбе дуги и соотношениями, связывающими коэффициенты переноса и теплофизические параметры с температурой и давлением

$$\begin{aligned} p &= p_0 + \int_0^z \left( \frac{dp}{dz'} \right) dz' + \xi E^2 \int_r^\delta \frac{\sigma}{\eta} \int_0^\eta \sigma y dy d\eta + \\ &+ \frac{\xi}{2} \left( \frac{E}{r} \int_0^r \sigma y dy \right)^2, \quad E = J \left[ 2\pi \int_0^\delta \sigma r dr \right]^{-1} \end{aligned}$$

Здесь  $p$  – полное давление – состоит из газостатического и магнитного, обусловленного собственным сжатием токопроводящего столба дуги и взаимодействием радиальной составляющей электрического тока с собственным магнитным полем [1],  $E$  – постоянная по сечению напряженность поля – определяется из интегрального закона Ома;  $\sigma$ ,  $\rho$ ,  $c_p$ ,  $\varphi$ ,  $\mu$ ,  $\kappa$  – электропроводность, плотность, теплоемкость при постоянном давлении, излучательная способность, вязкость и теплопроводность соответственно;  $T$  – температура;  $v$ ,  $u$  – радиальная и аксиальная компоненты скорости;  $\xi$  – магнитная проницаемость;  $\delta$  – радиус канала,  $a$  в струе – радиус пограничного слоя.

**2. Краевые условия.** Начальное сечение располагается на некотором удалении от поверхности электрода, где предполагается наличие локального равновесия. Распределение температуры и давления, напряженность электрического поля и другие величины могут быть найдены для этого сечения из уравнений энергии и движения, записанных для цилиндрической дуги в отсутствие потока газа. В этом сечении собственное магнитное давление (пинч-эффект) полностью проявляется в сужении столба дуги, а это, по [2], приводит к появлению противоположных струйных течений. Таким образом, при  $0 \leq r \leq r_0$  уравнение энергии приводится к уравнению Эленбаса – Геллера, из которого определяется температура.

При обдуве дуги стабилизирующим потоком газа в области  $r_0 \leq r \leq R_0$  скорость находится из анализа кольцевого изотермического течения по заданному расходу газа.

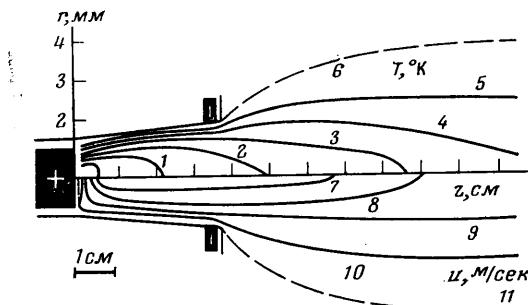
Задание граничных условий основано на том, что на оси симметрии все величины экстремальны, а на стенке сопла и в окружающей среде постоянны. Кроме того, в струйных течениях выполняется гладкое сопряжение с окружающей средой; радиус пограничного слоя полагается равным толщине теплового слоя.

Таким образом, начальные и граничные условия записываются в виде

$$\begin{aligned} z=0, \quad 0 \leq r \leq R_0, \quad p=p_0, \quad T=T_0(r), \quad u=u_0(r) \\ z \geq 0, \quad r=0, \quad \partial T / \partial r = 0, \quad \partial u / \partial r = 0, \quad v=0 \\ z \leq L, \quad r=\delta, \quad T=T_R, \quad u_R=v_R=0 \\ z > L, \quad r=\delta, \quad T=T_\infty, \quad u_\infty=0, \quad \frac{\partial T}{\partial r}=0, \quad \frac{\partial u}{\partial r}=0 \end{aligned}$$

Здесь индексами 0, R,  $\infty$  обозначены величины в начальном сечении, на стенке сопла и в окружающей среде.

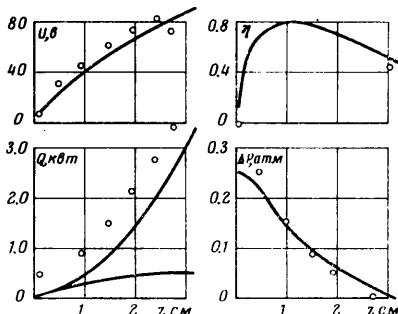
**3. Метод решения и результаты расчета.** В начальном сечении уравнение Эленбааса – Геллера решается методом последовательных приближений [3] в предположении, что известны радиус столба дуги у электрода  $r_0$  и полный электрический ток  $J$ . Решение системы дифференциальных уравнений проводится методом сеток по алгоритму [4, 5]. Анализ свободного струйного течения проводится в рамках модели [6].



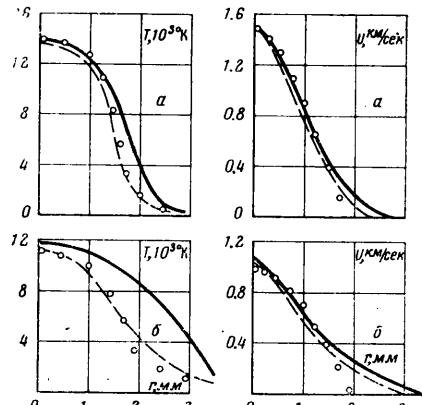
Фиг. 1

собность полагаются линейными функциями давления.

На фиг. 1 показаны распределения температуры и скорости плазмы. Кривым 1–6 соответствуют значения  $T = 16 \cdot 10^3, 15 \cdot 10^3, 14 \cdot 10^3, 12 \cdot 10^3, 10^4, 5 \cdot 10^3, 500^\circ \text{К}$ , а кривым 7–11 — значения  $u = 1200, 1000, 500, 100, 0 \text{ м/сек}$ . Видно, что развитие другого пограничного слоя наблюдается вплоть до среза сопла вследствие конической геометрии канала и прогрева «холодного» газа. Это приводит к охлаждению приосевых зон и подтеканию рабочего газа от стенок трубы к оси. Интенсивное ускорение плазмо-



Фиг. 2



Фиг. 3

образующего газа происходит вблизи электрода благодаря действию собственных магнитных сил и изменению статического давления в канале. Роль магнитных сил в повышении осевого давления несущественна, а в ускорении газа они проявляются только при  $z < 5 \text{ мм}$ . Основной прогрев втекающего газа происходит в средней части сопла (к.п.д.  $\eta \sim 80\%$ ), а далее вся подводимая электрическая энергия идет на нагрев стенок канала теплопроводностью и излучением (к.п.д. на срезе сопла  $\sim 45\%$ ). Распределение температуры, потенциала электрического поля  $U$ , потока тепла на стенку  $Q$  ( $\Phi$  — вклад излучения) и изменение статического давления  $\Delta p = p - p_\infty$  находятся в согласии с экспериментом [7] (см. фиг. 2, сплошные линии — расчет, точки — эксперимент).

В коническом плазматроне условие перехода к развитому течению не реализуется вплоть до среза сопла, тогда как в цилиндрическом при  $\delta = 1.65 \text{ мм}$  все параметры достигают своего насыщения примерно на расстоянии 20  $\text{мм}$  от поверхности внутрен-

него электрода. Характер формирования потока плазмы в цилиндрической трубе имеет некоторое сходство со случаем конической — у электрода, но энталпия рабочего газа примерно на 20% меньше. В цилиндрическом канале напряженность электрического поля и температура резко спадают у электрода, оставаясь далее практически постоянными, тогда как в коническом они имеют более высокие значения и монотонно уменьшаются к срезу сопла.

Сформированный в канале генератора поток плазмы вытекает из сопла в окружающую неподвижную среду. Происходит интенсивное увлечение и нагрев окружающего газа (фиг. 1, 3). Например, на расстоянии 50 калибров от среза сопла полный расход возрастает в 5 раз, тогда как в условной трубе с диаметром, равным диаметру отверстия сопла, поток плазмы остается практически постоянным. В данном сечении изменение энталпии из-за потерь на излучение не превышает 10%, а в условной трубе составляет примерно 45%. Толщина пограничного слоя возрастает на всем протяжении расчетного участка, особенно резко в начальных сечениях. Отклонение расчетных значений от эксперимента (см. фиг. 3, где слоуна  $a$  соответствует расстояние  $z=5$  мм,  $b-z=35$  мм от среза сопла; сплошные линии — истечение в аргон, пунктир — в воздух, точки — эксперимент) заметно проявляется с удалением от среза сопла и говорит о существенном влиянии состава окружающей среды.

Учет воздушной среды (фиг. 3, пунктир) в струйном течении дает лучшее согласие расчетных значений с опытными данными. Падение температуры происходит гораздо быстрее вследствие более высокой теплопроводности и энталпии воздуха. На динамические характеристики окружающая среда оказывает слабое влияние.

Рассмотренная модель может быть полезна при численном анализе плазматронов, сильноточных электрических дуг и других подобных устройств.

Поступила 20 III 1975

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Урюков Б. А. Теоретические исследования электрической дуги в потоке газа. Изв. Сиб. отд.-ния АН СССР. Сер. техн. н., 1973, вып. 3, № 13.
2. Maecker H. Plasmastromungen in Lichtbögen infolge eigenmagnetischer Kompression. Z. Phys., 1955, Bd 141, № 1—2.
3. Schmitz G., Patt H. J., Uhlenbusch J. Eigenschaften und Parameterabhängigkeit der Temperaturverteilung und der Charakteristik eines zylindersymmetrischen Stickstoffbogens. Z. Phys., 1963, Bd 173, Н. 5.
4. Пасконов В. М. Стандартная программа для решения задач пограничного слоя. В кн.: Численные методы в газовой динамике. Изд-во Моск. ун-та, 1963.
5. Абуталиев Ф. Б., Виленчик В. Б., Жайнаков А. Расчет плазматронов на ЭВМ «Минск-22». Алгоритмы и программы. Вып. 1. Ташкент, 1970.
6. Самсонов М. А., Энгельшт В. С., Лелевкин В. М., Абуталиев Ф. Б., Жайнаков А., Жеенбаев Ж. Расчет свободной струи плазмы. «VI Всесоюзная конференция по генераторам низкотемпературной плазмы», Фрунзе, 1974. Тезисы докладов. Фрунзе, «Илим», 1974.
7. Абдразаков А., Жайнаков А., Жеенбаев Ж., Конавко Р. И., Энгельшт В. С. Исследование электрической дуги в плазматроне. В кн.: Применение плазматрона в спектроскопии. Фрунзе, «Илим», 1970.