

**ДВУХТЕМПЕРАТУРНАЯ МОДЕЛЬ ПЛАЗМЫ В УСЛОВИЯХ
СТАЦИОНАРНОГО ПРОДУВА ГАЗА ЧЕРЕЗ ПЛАЗМОТРОН****С. В. Дресвин***(Ленинград)*

Излагаются результаты расчета цилиндрической дуги в канале с продувом газа, выполненные на основе двухтемпературной модели плазмы. Показано, что продув газа приводит к появлению существенного отрыва электронной и газовой температуры вблизи стенок плазматрона и в прикатодных зонах. Анализируются возможности двухтемпературной модели с точки зрения приближенного расчета электронной температуры в дуговых и индукционных плазматронах.

Показано, что электронная температура из простых соотношений может быть оценена с точностью, не меньшей 10% для индукционных и 15—20% для дуговых плазматронов.

1. Постановка задачи и основные уравнения. Расчеты дуговых и индукционных плазматронов, выполненные на основе равновесной модели плазмы, позволяют в ряде случаев получить параметры, довольно близкие к экспериментальным значениям [1-5]. Однако появившиеся в последнее время данные указывают на то, что при атмосферном давлении в условиях принудительного продува холодного газа через плазматрон равенство электронной температуры T_e и температуры тяжелой компоненты плазмы (атомов и ионов) T может быть существенно нарушено.

Примером тому являются данные, полученные в работах [6-8] для аргоновой плазмы в струе индукционного [8] и дугового плазматрона [6,7].

Результаты этих работ показывают, что величина $T_e - T$ в плотной плазме зависит от расхода плазмообразующего газа G , который продувается через плазматрон.

Отрыв электронной температуры от температуры газа в плотной плазме не может быть объяснен в рамках равновесной модели, в которой предполагается равенство $T_e = T$.

Известно, что явления переноса, к которым относится и принудительный продув в стационарной плотной плазме могут приводить к нарушению локального термодинамического равновесия [9], которое предполагается не нарушенным, если выполняются следующие условия (без учета излучения):

- 1) имеется равенство температуры всех компонентов плазмы (термическое равновесие);
- 2) выполняется принцип детального равновесия в реакциях типа ионизация — диссоциация (ионизационное равновесие);
- 3) сохраняется максвелловское распределение по скоростям и больцмановское — по возбужденным уровням.

Ниже рассматривается частный случай неравновесной задачи, обычно называемый двухтемпературной моделью, в котором принимается, что явления переноса не приводят к существенному нарушению ионизационного равновесия, функция распределения по скоростям остается максвелловской, по возбужденным уровням — больцмановской.

Однако предполагается, что те же явления переноса могут приводить к нарушению термического равновесия, т. е. вызывать отрыв температуры атом-ионного газа от температуры электронов. Рассмотрение такой модели

будет проведено на примере аргоновой плазмы $p = 1 \text{ атм}$ при температурах до 12000° К , когда неучет излучения еще не вносит существенной погрешности в расчет. Из всех явлений переноса, приводящих к нарушению термического равновесия, будут рассмотрены лишь вынужденная конвекция (продув газа вдоль оси цилиндрического канала) и теплопроводность плазмы под влиянием радиальных градиентов температуры.

Этот случай в плазменной технике представляется наиболее важным, поскольку основной задачей почти любого технологического плазмотрона является эффективный нагрев возможно большего количества подаваемого газа (дуговые нагреватели газа).

Для анализа этого случая принимаем следующую схему распределения энергии в плазме.

Вся энергия электрического поля σE^2 передается электронному газу, обладающему температурой T_e .

Электронный газ путем столкновений передает часть энергии атомам и ионам $^{3/2}\delta v n_e k (T_e - T)$, обладающим температурой T , остальная энергия расходуется на излучение U_r и передается стенкам плазмотрона за счет электронной теплопроводности $\text{div} (\lambda_e \text{grad } T_e)$.

Энергия, передаваемая атомам и ионам, расходуется на нагрев холодного газа, поступающего в канал $\rho v_z c_p \partial T / \partial z$ и передается стенкам за счет атом-ионной теплопроводности $\text{div} (\lambda_{ai} \text{grad } T)$.

Такая двухтемпературная модель плазмы будет описываться следующей системой дифференциальных уравнений:

уравнением баланса энергии для электронного газа

$$(1.1) \quad \sigma E^2 = ^{3/2}\delta v n_e k (T_e - T) - \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\lambda_e r \frac{dT_e}{dr} \right) + U_r$$

уравнением баланса энергии для атомов и ионов

$$(1.2) \quad c_p \rho v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + ^{3/2}\delta v n_e k (T_e - T)$$

уравнением движения атом — ионного газа

$$(1.3) \quad \rho v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) - \frac{\partial p}{\partial z}$$

уравнениями Максвелла

$$(1.4) \quad \text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{j}, \quad \text{rot } \mathbf{E} = -\mu_0 \partial \mathbf{H} / \partial t$$

Имея в виду уравнение неразрывности и все формулы, связывающие нелинейные коэффициенты переноса с температурами T_e и T , получаем замкнутую систему уравнений, которые описывают предлагаемую модель плазмы.

Здесь и далее n_e — концентрация электронов, ν — частота соударений электронов с атомами и ионами, k — постоянная Больцмана, $\delta = 2m / M$ — доля энергии, теряемая электроном при упругом ударе, σ — электропроводность плазмы, E — напряженность электрического поля, H — напряженность магнитного поля, U_r — доля лучистой энергии в вт/см^3 , λ_e — теплопроводность электронного газа плазмы, ρ — плотность плазмы, v_z — скорость движения плазмы вдоль оси, μ — вязкость плазмы, p — статическое давление в плазме, c_p — теплоемкость плазмы, λ — теплопроводность атом-ионного газа в плазме, μ_0 — магнитная проницаемость, j — плотность тока, I — полный ток дуги, R — радиус плазмотрона, g — статический вес, m_e — масса электрона, h — постоянная Планка.

2. Свойства неравновесной плазмы. В условиях рассматриваемой задачи, когда предполагается, что явления переноса не приводят к существенному нарушению ионизационного равновесия, состав плазмы для двухтемпературной системы обычно рассчитывается на основании «неравновесного» уравнения Саха.

Несколько иная формула для закона действующих масс применительно к реакции ионизации двухтемпературной системы получена в работе [10]. Так, для ионизации одноатомного газа она имеет вид

$$(2.1) \quad n_e \left(\frac{n_i}{n_a} \right)^{T/T_e} = \frac{g_e g_i}{g_a} \left(\frac{2\pi m_e k T_e}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{eV_i}{k T_e} \right)$$

При выводе (2.1) в работе [10] плазма рассматривалась как идеальный газ, состоящий из двух квазинезависимых подсистем: электронного и атом-ионного газа, имеющих различную температуру (T и T_e). Механизм поддержания температуры каждой подсистемы не уточняется, энергия взаимодействия каждой подсистемы со своим термостатом предполагается в среднем малой по сравнению с энергией самой подсистемы. В работе [10] указывается, что для двухтемпературной системы целесообразнее использовать формулу (2.1), чем уравнение Саха.

Теплоемкость (энтальпия) плазмы в случае неравенства температур вычисляется на основании обычных формул с учетом разницы температур электронов и атом-ионного газа. Расчет теплоемкости неравновесной плазмы $c_p = dH / dT$ следует проводить с учетом уравнения связи между температурой атомов, ионов и температурой электронов, поэтому вычисление теплоемкости должно выполняться в процессе решения конкретной частной задачи, где установлена связь между T и T_e .

В уравнении баланса энергии для различных компонентов плазмы входят отдельно теплопроводность атом-ионного газа $\lambda = \lambda_a + \lambda_i$ и теплопроводность электронного газа λ_e . Здесь $\lambda_a, \lambda_i, \lambda_e$ — так называемая контактная теплопроводность. Теплопроводность, обусловленная переносом энергии ионизации λ_I , начиная с тех температур, где она играет заметную роль, добавляется к электронной теплопроводности в уравнении баланса для электронов (в двухатомных газах теплопроводность диссоциации добавляется к λ). Используя данные о составе двухтемпературной плазмы, можно рассчитать значения теплопроводности и электропроводности на основании обычных формул.

Результаты расчета n_e двухтемпературной аргоновой плазмы для различных T и T_e , вычисленные по формуле Саха и по (2.1), представлены на фиг. 1 (сплошные кривые — формула (2.1), пунктирные — формула Саха). Величина n_e , вычисленная по формуле Саха и по (2.1), может отличаться более чем на два порядка.

3. Расчет аргоновой дуги в цилиндрическом канале. Чтобы иметь возможность сравнить полученные результаты с экспериментом, уравнения (1.1)—(1.4) были решены численно для электрической дуги в канале при тех условиях, для которых в работе [11] были выполнены измерения электронной и газовой температуры, массового расхода и скорости по сечению и длине столба дуги.

В задаче задаются радиус канала ($R = 1$ см), полный ток дуги ($I = 160$ а), суммарный расход аргона ($G = 1.2$ г/сек), что соответствует среднему по сечению расходу $\rho v_z = G/\pi R^2 = 0.38$ г/см²·сек и определяются распределения электронной температуры $T_e(z, r)$, температуры атомов, ионов $T(z, r)$ и напряженности поля по длине канала $E(z)$.

В системе (1.1)—(1.4) ограничимся решением лишь двух уравнений — (1.1) и (1.2), для чего сделаем два правдоподобных в условиях [11] пред-

положения: $\rho v(r) = \text{const} = 0.38 \text{ г/см}^2 \cdot \text{сек}$, $E(r) = \text{const}$. Эти допущения не вносят больших ошибок в анализ, но существенно упрощают решение всей задачи.

Уравнения (1.1), (1.2) являются нелинейными дифференциальными уравнениями второго порядка, одно из них — в частных производных.

Для решения системы необходимо поставить четыре граничных и одно начальное условие. Два граничных условия

$$\left. \frac{\partial T_e}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0$$

являются обычными в задачах цилиндрической симметрии, в качестве третьего граничного условия зададим температуру газа на водоохлаждаемой стенке плазмотрона $T_{r=R} = 300^\circ \text{ К}$. Начальным (или граничным по координате z) условием является $T(r)|_{z=0} = 300^\circ \text{ К}$. Для определения температуры электронов на стенке (постановки четвертого граничного условия) используем предположение, что вся энергия электрического поля σE^2 в пристеночных зонах расходуется лишь на нагрев тяжелой компоненты плазмы, т. е. уравнение (1.1) превращается в алгебраическое равенство

$$(3.1) \quad \sigma E^2 = \frac{3}{2} \delta v n_e k (T_e - T)$$

из которого при заданных $T(R)$ и E величина $T_e(r)$ может быть определена. Напряженность электрического поля в этом равенстве находится по заданному полному току I и распределению $\sigma(r)$ из закона Ома

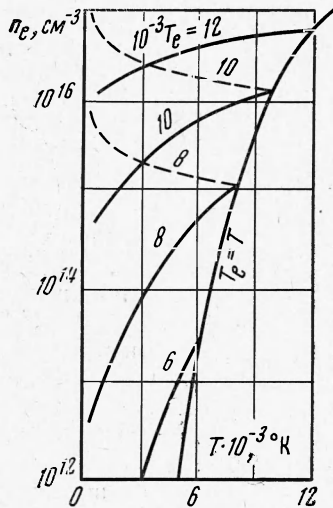
$$(3.2) \quad I = 2\pi E \int_0^R \sigma(r) r dr$$

Нелинейные коэффициенты уравнений (1.1), (1.2) сильно зависят от величин T и T_e , значения которых неизвестны. Поэтому, чтобы начать решение системы, а также поставить четвертое граничное условие (определить E из (3.2)), нужно задаться каким-то распределением $T_e(r)$, $\sigma(r)$ и т. д. В качестве такого нулевого приближения используются результаты распределения $T(r)$, полученные из решения равновесной задачи, при отождествлении этого распределения с T_e .

Уравнение (1.2) решается методом сеток совместно с (1.1). Величина ρv_z задается заранее и играет роль параметра. В каждом слое по z уравнения (1.1), (1.2) решаются несколько раз, что связано с нелинейностью коэффициентов и с необходимостью согласования их значений внутри слоя. Ниже приведены результаты расчета электрической дуги в цилиндрическом канале для случая, когда коэффициенты в уравнениях (1.1), (1.2) и состав плазмы рассчитывались с использованием формулы (2.1).

Результаты расчета дуги представлены на фиг 2.

На фиг. 2 изображено радиальное распределение температуры электронного и атом-ионного газа в сечениях $z = 0.1, 0.5, 1, 10 \text{ см}$; 1, 2, 3 — экспериментальные точки из работы [11]; 1, 2 — $z = 2.8 \text{ см}$, 3 — $z = 0.8 \text{ см}$. Из фиг. 2 видно, как прогревается газ, поступающий в канал. В центральной приосевой зоне выравнивание T и T_e происходит на глу-



Фиг. 1

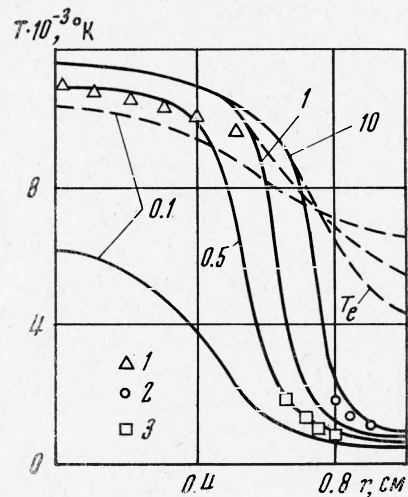
бине $\sim 0,3$ см, а в пристеночной области ($r \approx 0,9 - 0,8$ см) хотя и происходит увеличение температуры газа по мере его движения вдоль оси, но его температура даже для $z = 10$ см не выше 1000° К. Несколько более существен прогрев атомов и ионов в средней по радиусу зоне, где $T_e = 9500 - 8500^\circ$ К. Это сказывается прежде всего на изменении профиля $T(r)$ вдоль оси z .

По мере углубления газа в канал профиль $T(r)$ расширяется, хотя изменение профиля $T(r)$, начиная с сечений $z = 1 - 2$ см, невелико, оно все же имеет место по всей длине плазматрона, что приводит к соответствующему изменению всех остальных параметров. В этом смысле дуга в неравновесной модели для $R = 1$ см имеет установившийся или слабоменяющийся профиль $T_e(r)$ и $T(r)$ лишь при $z > 10$ см. На фиг. 2 нанесены экспериментальные точки измеренной в работе [11] температуры атомов и ионов. Измерения подтверждают один из выводов неравновесной модели: вдоль стенки плазматрона (вблизи нее) течет газ, температура которого зависит от G . На оси канала измеренная и расчетная температуры совпадают.

Для сечения $z = 0,1$ см во всей области изменения r $T(r)$ существенно отличается от $T_e(r)$. Для других сечений в приосевой области T и T_e совпадают, а вблизи стенки T_e на $4000 - 5000^\circ$ К выше температуры атомно-ионного газа. Такое существенное отличие T_e и T в определенных областях дугового канала является важным результатом, полученным из двухтемпературной модели, совпадающими с выводами работ [12,13]. Некоторое понижение значений T_e в сечениях $0 \leq z \leq 0,5$ см по сравнению с более далекими (по z) областями не согласуется с экспериментальными результатами, которые всегда указывают на повышение T_e у катода. Такое несоответствие объясняется тем, что в расчете не учитывалась конусная геометрия дуги.

Изменение профиля $T(r)$ и $T_e(r)$ вдоль оси z приводит к существенному изменению профиля $\sigma(r)$ и напряженности поля $E(z)$. Величина $E(z)$ и экспериментальные точки для соответствующих z работы [11] хорошо совпадают. В равновесной модели дуги увеличение напряженности поля по направлению к катоду зависит от уменьшения диаметра токового канала, однако, как следует из расчетов, по крайней мере часть прикатодного падения напряжения следует связать с интенсивным прогревом холодного газа, поступающего в дугу в катодной области. Это, в частности, совпадает с данными Стайна и Ватсона, полученными и для равновесной дуги. Этим же обстоятельством следует объяснить некоторое увеличение E в пристеночных областях дуги, где прогрев холодного газа происходит наиболее активно. Радиальное распределение $E(r)$ отличается от принятого в расчете $E(r) = \text{const}$. Эксперимент показывает, что вблизи стенок имеется некоторое увеличение E . Форма кривой $E(r)$ напоминает «кошачьи уши».

Необходимо отметить, что рассчитываемая цилиндрическая модель дуги отличается от экспериментальной конусной дуги работы [11], однако получившееся хорошее совпадение данных указывает, во-первых, что в



Фиг. 2

модели не заложены ошибочные предположения, а, во-вторых, большой диаметр канала ($R = 1$ см) и малая длина конусного участка ($z \leq 0.8$ см) приближают условия [11] к модели.

Подводя итоги выполненного расчета двухтемпературной модели дуги, следует выделить следующие основные результаты.

В дуговых плазмотронах имеются весьма существенные пространственные области, где T_e отличается от T . Величина $T(r)$ и тепловой поток на стенку зависят от расхода плазмообразующего газа.

Профили $T(r)$ и $T_e(r)$ изменяются вдоль всей длины канала ($l = 10$ см) и в этом смысле неравновесная дуга ($R = 1$ см) имеет весьма большой неустановившийся участок > 10 см.

Увеличение напряженности поля в прикатодных областях дуги помимо прочих причин следует связывать с интенсивным прогревом вновь поступающего в этой области газа.

Вдув холодного газа в дуговую плазмотрон приводит к существенному охлаждению температуры атомов и ионов вблизи стенок плазмотрона и уменьшению теплового потока к стенке. Этот же эффект обеспечивает термостойкость катода дугового плазмотрона в тех случаях, когда плазмообразующий газ вдувается в прикатодную область.

4. Приближенный анализ возможностей двухтемпературной модели движущейся плазмы¹. Точный численный расчет и сравнительная оценка членов, входящих в уравнения баланса энергии, показывают, что ряд интересных и важных в рамках двухтемпературной модели выводов может быть получен при более простой записи уравнений без учета всех членов.

Так, часто в дуговых и индукционных плазмотронах (нагревателях газа) с большим расходом плазмообразующих газов достоверные результаты об электронной и газовой температурах могут быть получены из анализа приближенной картины распределения энергии в плазме.

Согласно этой картине вся энергия, передаваемая от электрического поля электронам σE^2 , далее путем соударений передается атомам и ионам и расходуется лишь на нагрев вновь поступающего холодного газа. Уравнения баланса энергии для электронного и атом-ионного газа в этом случае могут быть записаны в виде

$$(4.1) \quad \sigma E^2 = \frac{3}{2} \delta v n_e k (T_e - T)$$

$$(4.2) \quad \rho v_z c_p \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{3}{2} \delta v n_e k (T_e - T)$$

Справедливость такого рассмотрения определяется малостью дивергенции тепловых потоков на стенки $\text{div}(\lambda \text{grad } T)$ и излучения U_r по сравнению с остальными членами уравнений (4.1), (4.2). Если учесть далее, что удельная энергия, вкладываемая в объем плазмы σE^2 [вт/см³], и средний удельный расход плазмообразующего газа $\rho v_z = G/\pi R^2$ через плазмотрон известны из эксперимента, то приближенный расчет величин T_e и T в индукционных и дуговых плазмотронах может быть выполнен только на основании простых уравнений (4.1), (4.2).

Из уравнений (4.1), (4.2) нельзя определить радиальное распределение T и T_e . Поэтому значения, которые получаются из (4.1), (4.2), характеризуют средние по сечению плазмотрона температуры, относящиеся к средним σE^2 и ρv_z .

¹ Все выводы и оценки, сделанные в этой работе, получены для атмосферного давления. Они справедливы лишь для плазмы, состав и параметры которой рассчитаны на основании формулы (2.1).

Оценка глубины выравнивания электронной и газовой температуры в плазме. Когда величины T_e и ρv известны из эксперимента, достоверные данные о глубине, на которой температуры атомов и ионов вновь поступающего газа приближаются к T_e , могут быть получены из рассмотрения модельного случая проникновения холодного газа в плазму, занимающую полупространство. В этом случае вся энергия, проводимая от электронов к атомам и ионам, расходуется лишь на нагревание вновь поступающего газа и строго выполняется уравнение (4.2).

Еще более упростим задачу и рассмотрим, как нагревается холодный газ, проникая в плазму с постоянной T_e по всему полупространству (этот случай может реализоваться в ВЧ и СВЧ плазмотронах, где плазма занимает большой объем и расходы газа велики)

$$T_e(z)|_{z \leq 1} = 0, \quad T_e(z)|_{z \geq 0} = \text{const} \neq 0$$

Обозначив величины $\rho v z c_p = a$ и $3/2 \delta v n_e k = b$, запишем уравнение (4.2) в виде

$$(4.3) \quad a dT/dz + bT = bT_e$$

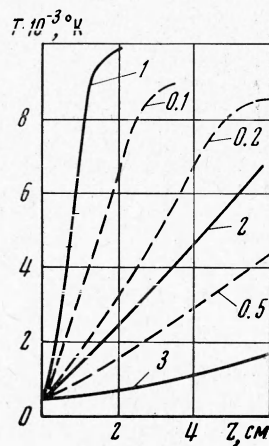
Коэффициенты a и b являются сложными функциями величин T и T_e , поэтому решить (4.3) можно лишь численным методом, например методом малых участков по z , в пределах которого происходит незначительное изменение T и T_e и величины a и b могут считаться постоянными. Кроме того, постоянство b на малом участке Δz не вносит большой погрешности в расчет в силу ее слабой зависимости от T . В этом случае решение линейного уравнения (4.3) на малом участке $0 \leq z \leq \Delta z$ для граничного условия $T_{z=0} = 0$

$$(4.4) \quad T = T_e [1 - \exp(-b/a z)]$$

а для граничного условия $T|_{z=0} = T_0$

$$(4.5) \quad T = T_e [1 - \exp(-bz/a)] + T_0 \exp(-bz/a)$$

Из (4.4) и (4.5) следует, что температура поступающего газа экспоненциально возрастает по мере его «углубления» в плазму. Скорость возрастания dT/dz температуры зависит от величины отношения b/a . Уравнение (4.3) было решено численно для аргоновой плазмы при невысоких температурах методом линейных участков для двух случаев (фиг. 3): 1) заданное количество газа ($\rho v = 0.3 \text{ г/сек} \cdot \text{см}^2$) вдувается в аргоновую плазму, обладающую различной электронной температурой $T_e = 8000, 9000, 10\,000^\circ\text{К}$ (сплошные кривые 3, 2, 1). В плазму постоянной температуры $T_e = 9000^\circ\text{К}$ подается различное количество газа $\rho v = 0.1, 0.2, 0.3, 0.5 \text{ г/см}^2 \cdot \text{сек}$ (пунктир). Величины T_e и ρv были выбраны, исходя из условий работы реальных индукционных плазмотронов. Из анализа полученных зависимостей $T(z)$ следует, что удельный расход газа и электронная температура очень сильно влияют на скорость выравнивания T и T_e . Так, например, при $T_e = 10\,000^\circ\text{К}$ выравнивание температур T и T_e происходит на глубине $\Delta z \approx 2 \text{ см}$, а при $T_e = 8000^\circ\text{К}$ то же количество газа $\rho v = 0.3 \text{ г/см}^2 \cdot \text{сек}$ на глубине $z = 10 \text{ см}$ нагревается лишь до $T \approx 2000^\circ\text{К}$. При $T_e = 13000^\circ\text{К}$ «глубина» выравнивания температур T и T_e для расхода $1 \text{ г/см}^2 \cdot \text{сек}$ составляет $\Delta z \approx 0.4 \text{ см}$. Отсюда следует, что наиболее существенное влияние расхода газа на нарушение термиче-



Фиг. 3

ского равновесия наблюдается при невысоких электронных температурах $T_e \approx 9000^\circ \text{K}$, которые реализуются в пристеночных зонах дуговых и высокочастотных плазмотронов. Увеличение расхода газа от 0.1 до $1 \text{ г/см}^2 \cdot \text{сек}$ при $T_e = 9000^\circ \text{K}$ приводит к понижению температуры тяжелой компоненты на глубине $z = 4 \text{ см}$ от 9000 до 1500°K .

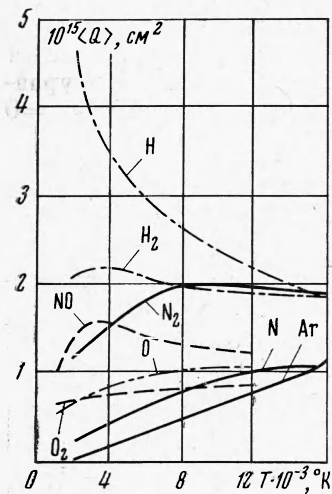
Этот анализ может быть применен также для объяснения большей скорости прогрева и меньшей глубины выравнивания температур T и T_e в молекулярных газах. Как следует из (4.4), величина dT/dz , пропорциональна отношению

$$(4.6) \quad b/a = \frac{3/2 \delta \nu n_e k}{\rho v z c_p}$$

Проанализируем величину отдельных членов в этом выражении для различных газов. Величина δ для наиболее распространенных плазмообразующих газов (Ar, N₂, H₂) соответственно равна $2.7 \cdot 10^{-5}$, $3.9 \cdot 10^{-5}$, $5.5 \cdot 10^{-4}$. Частота столкновений электронов определяется через сечения соударений Q равенством

$$(4.7) \quad \nu = \bar{v}_e [n_a Q_{ea} + n_i Q_{ei} + n_m Q_{em}]$$

На фиг. 4 представлена зависимость от электронной температуры плазмы для Ar, N₂, N, O, O₂, H, H₂. Сравнение величин δ , Q_{ea} , Q_{em} , ν для молекулярных газов и для аргона показывает,



Фиг. 4

что величина $b = 3/2 \delta \nu n_e k$ для одной и той же температуры плазмы T_e в молекулярных газах существенно больше, чем у аргона. Это означает, что в молекулярных газах выравнивание T и T_e для газа, поступающего в плазму при одинаковом ρv , происходит на значительно меньших глубинах, чем в аргоне, что связано со следующими причинами: 1) большим сечением взаимодействия электрона с атомом (молекулой) в азоте и водороде по сравнению с аргоном;

2) большей долей передаваемой энергии при упругом ударе в легких молекулярных газах;

3) влиянием неупругих соударений.

Оценка средней температуры электронов в плазмотроне. Значение средней по сечению температуры электронов и атом-ионного газа в рамках рассматриваемого случая в плазмотроне определяется путем совместного решения уравнений (4.1), (4.2). Для этого весьма полезным оказывается график зависимости правой части уравнения (4.1) от температуры атомов и ионов, построенный для различных значений T_e

(4.8) $3/2 \delta \nu n_e k (T_e - T) = f(T, T_e)$

$$(4.8) \quad 3/2 \delta \nu n_e k (T_e - T) = f(T, T_e)$$

Величину σE^2 удобно задавать для индукционной плазмы. Для дуговых же плазмотронов при оценке T_e удобнее пользоваться средней по сечению плотностью тока $j = I/\pi R^2$ (здесь I — полный ток). Поэтому уравнение (4.1) следует записать несколько иначе. Воспользовавшись выражением для проводимости и плазмы

$$\sigma = \frac{e^2 n_e}{m_e \nu} K_\sigma$$

(K_σ — кинетическая поправка) и подставив его в (4.1), после некоторых

преобразований можно получить

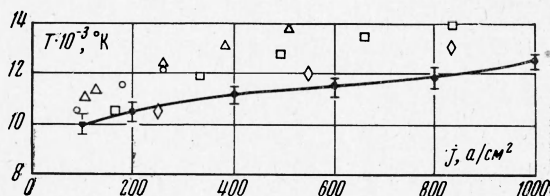
$$(4.9) \quad j = 4 \cdot 10^{16} K_e n_e \sqrt{T_e - T}$$

где j в a/cm^2 .

Зависимость правой части этого равенства от T при различных значениях T_e позволяет определить величину T_e , если известна средняя плотность тока j и T . Анализ величины правых частей равенств (4.1), (4.9) указывает на слабую их зависимость от температуры атом-ионного газа. Это, в свою очередь, позволяет оценить величину электронной температуры T_e в плазме, задаваясь лишь средней удельной мощностью σE^2 или плотностью тока j . Так, например, из (4.1) следует, что $T_e = 10\,000^\circ K$ для $\sigma E^2 = 1.5 \text{ квт/см}^2$ при изменении T от 500 до $9500^\circ K$. Для плотности тока $j = 1000 \text{ а/см}^2$ $T_e = 12\,500 - 11\,500^\circ K$ при изменении T от 500 до $10500^\circ K$. Такая слабая зависимость (4.1), (4.9) от T в ряде случаев позволяет оценить величину T_e в плазматроне на основании простого алгебраического уравнения типа (4.1), (4.9) по заданной σE^2 или j без совместного решения уравнений (4.1), (4.2) или (4.9), (4.2). Сравним получающиеся таким образом значения T_e с экспериментальными величинами. Ниже представлены полученные из такой оценки значения

$P, \text{ квт/см}^2$	0.07	0.1	0.31	0.29	1.2	1.5
$T_u \cdot 10^{-3}, ^\circ K$	8.4	9.2	9.7	9.8	10.3	10.7
$T_p \cdot 10^{-3}, ^\circ K$	8.5	8.6	9.4	9.3	9.7	10

расчетной электронной температуры T_p , соответствующие определенной величине удельной мощности в индукционной аргоновой плазме $P, \text{ вт/см}^2$, и экспериментально измеренная в работе [14] величина T_u , соответствующая той же P . Видно, что совпадение результатов неожиданно хорошее, в некоторых случаях расхождение намного меньше погрешностей измере-



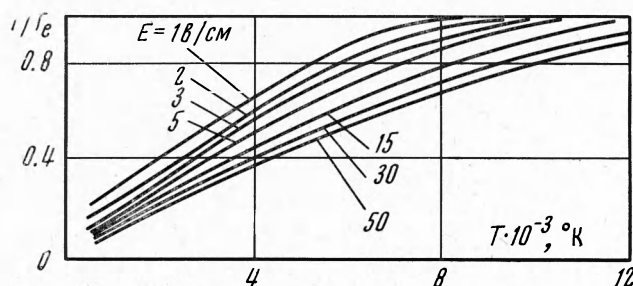
Фиг. 5

ния и расчета. Для дуговых плазматронов наиболее полный обзор зависимости осевой температуры аргоновой дуги от отношения $I/2R$ дан в работе [15]. Приведенные в [15] данные позволяют связать осевую температуру T со средней по сечению плотностью тока $\bar{j} = I/\pi R^2$, с помощью которой на основании (4.9) можно определить T_e . На фиг. 5 точками нанесены экспериментальные значения осевой температуры $T_e(0)$ по данным различных авторов [15]. Кривая — расчетная зависимость $T_e = f(\bar{j})$, полученная из равенства (4.9). Заниженные расчетные значения температуры объясняются тем, что расчет дает некоторую среднюю температуру электронов (отнесенную к средней плотности тока), в то время как экспериментальные значения (фиг. 5) приведены для осевых температур. Сравнение экспериментальных данных и приближенного расчета показывает, что равенства (4.1), (4.9) могут быть использованы для оценки электронной температуры в дуговых плазматронах с точностью не ниже 20—25%, в индукционных $\sim 10\%$.

Хорошее совпадение расчетных и экспериментальных зависимостей температуры от мощности и плотности тока указывает на то, что исполь-

зованная двухтемпературная модель правильно отражает сущность физических процессов в плазмотронах.

Физические параметры плазмы $\sigma n_e v$ определяются двумя величинами — T и T_e . Поэтому каждому значению T , T_e соответствует лишь одно значение напряженности поля E , для которой равенство (4.1) должно выполняться.



Фиг. 6

Это позволило на основании решения (4.1) связать в виде номограммы фиг. 6 три величины (E , T и T_e) для аргоновой плазмы, которая может быть использована как при точном решении полной системы уравнений движущейся плазмы, так и для приближенных оценок параметров неравновесной плазмы.

Поступила 17 X 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Maecer H. Über die Charakteristiken zylindrischer Bögen. Z. Phys., 1959, 157, Н. 1.
2. Patt H. I., Schmitz G. Hagen-Poiseuille-Strömung in wandstabilisierten zylindersymmetrischen Lichtbögen. Z. Phys., 1965, Bd 185, Н. 1.
3. Заруди М. Е. Методы расчета столба цилиндрической дуги в канале с учетом излучения. Изв. СО АН СССР, Сер. техн. н., 1967, № 3, вып. 1.
4. Даутов Г. Ю. Положительный столб электрической дуги в потоке. ПМТФ, 1963, № 4.
5. Урюков Б. А. Продольно обдуваемая электрическая дуга в цилиндрическом канале. Изв. СО АН СССР, ОТН, 1968, № 3, вып. 1.
6. Гольдфарб В. М., Узденов А. М. Температура электронов и тяжелых частиц в дуге с осевым потоком аргона. Изв. СО АН СССР, Сер. техн. н., 1967, № 3, вып. 1.
7. Андреев Г. А., Дресвин С. В., Клубникин В. С. Исследование турбулентности аргоновой плазменной струи. В сб. «Физика, техника и применение низкотемпературной плазмы». Алма-Ата, Казахск. политехн. ин-т, 1970.
8. Дресвин С. В., Клубникин В. С. Исследование неравновесности в струе аргоновой плазмы высокочастотного индукционного разряда при атмосферном давлении. Теплофизика высоких температур, 1971, т. 9, вып. 3.
9. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Неравновесная низкотемпературная плазма. II. Распределение по энергиям свободных электронов. Теплофизика высоких температур, 1968, т. 6, вып. 3.
10. Потанов А. В. Химическое равновесие многотемпературных систем. Теплофизика высоких температур, 1966, т. 4, вып. 1.
11. Воронаев А. А., Гольдфарб В. М., Донской А. В., Дресвин С. В., Клубникин В. С. Тепловые и газодинамические характеристики дугового разряда в продольном потоке аргона. Теплофизика высоких температур, 1969, т. 7, вып. 3.
12. Назаренко А. В., Паневин И. Г. Метод расчета характеристик стабилизированных дуг с учетом отрыва электронной температуры и поглощения излучения. В сб. «Физика, техника и применение низкотемпературной плазмы». Алма-Ата, Казахск. политехн. ин-т, 1970.
13. Асиновский Э. И., Пахомов Е. П. Анализ температурного поля в цилиндрически симметричном столбе электрической дуги. Теплофизика высоких температур, 1968, т. 6, вып. 2.
14. Воронаев А. А. и др. Исследование температуры высокочастотной плазмы. Применение токов высокой частоты в электротермии. М., «Машиностроение», 1968, стр. 286.
15. Батенин В. М., Минаев П. В. О температуре электрической дуги в аргоне. Теплофизика высоких температур, 1969, т. 7, № 2.