

При равных плотностях среды и «присоединенного» к струе объема среды (часть реперной прокладки из железа) это соотношение равно 1, т. е. «присоединенный» объем должен остаться в виде «пелены» на стенках каверны на пути, равном толщине реперной пластины. Однако из автораддиограмм следует, что он не расходится полностью даже на пути, в 20 раз превышающем толщину прокладки. Такой же результат получен и для реперной пластины из олова. В то же время общий путь, пройденный струей в среде (глубина каверны), соответствует рассчитанному по вышеприведенной формуле.

Малый расход «присоединенного» объема можно объяснить, используя теорию пограничного слоя [9]. Согласно этой теории, при обтекании тела средой (газ, жидкость) частицы среды, соприкасающиеся с поверхностью тела, полностью затормаживаются. Вследствие действия сил трения возникает торможение и прилегающего к поверхности тела тонкого слоя среды. В этом слое скорость течения возрастает от нуля на поверхности до своего полного значения во внешнем потоке, в котором среду можно рассматривать текущей без трения. Такой слой получил название пограничного. Рассматривая обращенную задачу, соответствующую поставленному эксперименту, можно полагать, что при движении струи в неподвижной среде на поверхности струи, контактирующей со средой, частицы среды должны получать скорость, равную скорости контактной поверхности, и двигаться в направлении движения этой поверхности.

В пограничном слое осуществляется обмен количеством движения между соседними слоями движущейся среды вследствие переноса атомов или молекул из одного слоя в другой [10]. За счет обмена количеством движения происходит ускорение атомов или молекул, находящихся вблизи верхней границы пограничного слоя, и замедление атомов или молекул, близких к движущейся контактной поверхности. Интенсивность обмена количеством движения и определяет расход и обновление пограничного слоя. Так как пограничный слой в данном эксперименте находится в условиях очень высоких давлений, близких к гидростатическим, то обмен атомами или молекулами внутри него по диффузионному механизму затруднен [11]. Вследствие этого и наблюдается несоответствие между течением части среды по формуле [7] и в проведенном эксперименте.

Литература

- [1] Schlichting H. Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik, Berlin, 1933, v. 13, p. 260—263.
- [2] Алексеевский В. П. ПММ, 1958, т. 22, № 6, с. 87—92.
- [3] Златин Н. А. ЖТФ, 1961, т. 31, № 5, с. 982—990.
- [4] Беляев Л. В., Витман Ф. Ф., Златин Н. А. ЖТФ, 1964, т. 34, № 3, с. 519—522.
- [5] Алексеевский В. П. ФГВ, 1966, № 2, с. 99—106.
- [6] Сагомонян А. Я. Проникание. М., 1974, с. 158.
- [7] Лаурентьев М. А., Шабат Б. В. Проблемы гидродинамики и их математические модели. М.: Наука, 1977, с. 258, 262.
- [8] Гуревич М. И. Теория струй идеальной жидкости. М.: Наука, 1979. 300 с.
- [9] Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 178 с.
- [10] Мзитарян А. М. Аэродинамика. М.: Машиностроение, 1970. 26 с.
- [11] Шиняев А. Я. Фазовые превращения и свойства сплавов при высоком давлении. М.: Наука, 1973, с. 68—87.

Институт проблем
материаловедения АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
20 октября 1986 г.
В окончательной редакции
31 марта 1987 г.

Журнал технической физики, т. 58, в. 4, 1988

ДИФфуЗИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ СИЛЬНО ЗАКРУЧЕННОГО СЖИМАЕМОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА

В. Т. Волков, Х. Д. Ламажапов

Исследования тлеющего разряда в вихревой камере [1] показывают возможность достижения больших удельных энерговыделений (до 10^2 Вт/см³ при рабочем давлении 1 атм). Радиальное распределение электронной плотности в [1] вычислялось в предположении изо-

термичности газового потока и обратно пропорциональной зависимости коэффициента турбулентной диффузии D от плотности газа N .

Однако, как известно [2], в существующих конструкциях вихревых труб радиальные распределения термодинамических параметров соответствуют закону адиабаты. Кроме того, предложенная зависимость коэффициента диффузии от плотности приводит к максимальному значению ее на оси, в то время как эксперименты [3] показывают, что диффузия минимальна на оси.

Целью данной работы является расчет радиального распределения электронной плотности в тлеющем разряде вихревой камеры при условии адиабатического распределения термодинамических параметров по радиусу и с учетом реальной зависимости коэффициента диффузии D ($1/N$) в случае слабого нагрева, что соответствует экспериментальным данным [1].

Рассмотрим плотность потока электронов и ионов в общем случае при наличии градиентов плотности и температуры нейтральных и заряженных частиц. Плотность потока защитается в следующем виде:

$$n_{e,i} \mathbf{V}_{e,i} = -D_{e,i} \nabla n_{e,i} \pm \mu_{e,i} n_{e,i} \mathbf{E} - n_{e,i} D_{e,i}^T \nabla \ln T_{e,i} - \nu_{e,i} \mathbf{v}_0, \quad (1)$$

где индексы «e» и «i» относятся к электронной и ионной компоненте; $n_{e,i}$ — электронная и ионная плотности (см^{-3}); $D_{e,i}$ — коэффициенты диффузии; $\mu_{e,i}$ — подвижность; \mathbf{E} — напряженность электрического поля; $\mathbf{V}_{e,i}$ — средняя скорость направленного движения; \mathbf{v}_0 — средняя скорость частиц газа; $D_{e,i}^T$ — коэффициенты термодиффузии; $T_{e,i}$ — температуры.

Приравнивая ионный и электронный потоки, обычно далее переходят к амбиполярной диффузии и далее к уравнению баланса. Однако такой переход был бы неверен в случае радиального электрического поля, например системы коаксиальных электродов, когда ионный и электронный потоки не равны. Переход к амбиполярной диффузии при описании страт в тлеющем разряде, когда $\mathbf{E} \parallel \Delta T_e$, проделан в работе [4]. В случае переменного коэффициента диффузии необходимо выполнить аналогичную процедуру, но с учетом радиальной зависимости $D_{e,i}$. Для этого, используя выражение для плотности тока $\mathbf{j} = e(n_i \mathbf{V}_i - n_e \mathbf{V}_e)$ и соотношения (2), выразим $n_e \mathbf{V}_e$ в явном виде

$$n_e \mathbf{V}_e = \frac{\mu_i}{\mu_e + \mu_i} \left[-D_e \nabla n - n \mathbf{v}_0 - n D_e^T \nabla \ln T_e - \frac{\mu_e}{\mu_i} \left(\frac{\mathbf{j}}{e} + D_i \nabla n + n \mathbf{v}_0 + n D_i^T \nabla \ln T_i \right) \right]. \quad (2)$$

В этом выражении учтено, что $\mu_e \gg \mu_i$, $n_e \approx n_i = n$, $T_e \gg T_i = T$. Уравнение баланса числа электронов можно записать в виде [1]

$$\partial n / \partial t + \mathbf{v}_0 \nabla n + n \nabla \mathbf{v}_0 + \nabla (n \mathbf{V}_e) = \nu_i n - \alpha n^2, \quad (3)$$

где ν_i — частота ионизации прямым электронным ударом, α — коэффициент эффективной рекомбинации.

Так как спецификой разряда в вихревой камере является наличие градиентов плотности и температуры, то уравнение баланса будет отличаться дополнительными диффузионными членами, а в правой части без нарушения общности оставим лишь члены, описывающие ионизацию и рекомбинацию. Учет возбуждения нейтральных частиц и прилипательно-отлипательных процессов можно сделать путем введения эффективных коэффициентов ионизации и рекомбинации. В стационарном случае $\partial n / \partial t = 0$ уравнение баланса примет вид

$$-\nabla (D_a \nabla n) - \nabla n (D_a^T \nabla \ln T_e + D_a^T \nabla \ln T_i) = \nu_i n - \alpha n^2, \quad (4)$$

где коэффициенты амбиполярной термодиффузии равны

$$D_a^T e = D_e^T \frac{\mu_i}{\mu_e + \mu_i} \approx D_i \frac{T_e}{T_i} (1 - g_{T_e}), \quad D_a^T i = D_i^T \frac{\mu_e}{\mu_e + \mu_i} \approx D_i (1 - g_{T_i}), \quad (5), (6)$$

где

$$g_{T_{e,i}} = \frac{T_{e,i}}{\nu_{e,i}^a} \frac{d\nu_{e,i}^a}{dT_{e,i}},$$

$\nu_{e,i}^a$ — частота столкновения электронов и ионов с нейтральными частицами.

При проведении численных расчетов необходимо воспользоваться каким-либо известным эмпирическим соотношением между $D_{e,i}^T$ и $D_{e,i}$. Для некоторых газов (N_2 , He) можно принять $D_e^T = D_e / 2$ [5]. Из сравнения (5) и (6) видно, что $D_{e,i}^T \gg D_a^T i$. Можно показать, что

при условии адиабатического распределения термодинамических параметров с учетом линейной зависимости электронной температуры от приведенной напряженности (E/N)

$$|\nabla \ln T_e| \sim |\nabla \ln T|,$$

тогда членами, описывающими термодиффузию вследствие градиента ионной температуры, можно пренебречь. По аналогии с амбиполярной термодиффузией [5] коэффициент турбулентной термодиффузии принят равным $D_T^t = D_T/2$.

Уравнение (4) в цилиндрической системе координат, ось Oz которой направлена вдоль оси вихревой камеры, запишется в виде

$$D_a n_{rrr} + \left[\frac{D_a}{r} + (D_a)_r - \frac{D_a}{2} \frac{T_r}{T} \right] n_r + \left[-\frac{D_a}{2} \left(\frac{T_r}{T} - \frac{(T_r)^2}{T^2} + \frac{T_{rr}}{T} \right) + \frac{(D_a)_r}{2} \frac{T_r}{T} \right] n + \nu_i n - \alpha n^2 = 0,$$

где индекс « r » у переменных обозначает дифференцирование по r . Переходя от переменных n и r к относительным безразмерным $y = (n/N)$ (N_0/n_0) и $\xi = (r/L)$, имеем

$$y_{\xi\xi\xi} + y_{\xi} \left(\frac{2N_{\xi}}{N} + \frac{1}{\xi} + \frac{\bar{D}_{\xi}}{D} + \frac{T_{\xi}}{2T} \right) + y \left(\frac{N_{\xi\xi}}{N} + \frac{N_{\xi}}{\xi N} + \frac{\bar{D}_{\xi}}{D} \frac{N_{\xi}}{N} - \frac{T_{\xi}}{2T} \frac{N_{\xi}}{N} - \frac{1}{2} \frac{\bar{D}_{\xi}}{D} \frac{T_{\xi}}{T} - \frac{1}{2} \frac{T_{\xi\xi}}{T} + \frac{1}{2} \frac{T_{\xi}^2}{T^2} - \frac{1}{2} \frac{T_{\xi}}{\xi T} + \frac{\bar{\nu}_i}{D} \delta \right) - \beta \frac{N}{D} y^2 = 0,$$

где $\bar{D} = (D_T + D_a)/D_T^0$; D_T — коэффициент турбулентной диффузии; $\bar{\nu}_i = \nu_i/\nu_i^0$ — относительный коэффициент ионизации; $\delta = \nu_0 L^2/D_T^0$; $\beta = \alpha L^2/D_T^0$; L — газодинамический радиус, $L = 2RT_{oc}/\omega$; R — газовая постоянная; T_{oc} — температура на оси; ω — угловая скорость вращения выжужденного вихря; индекс « o » относится к параметрам на оси разряда.

Чтобы воспользоваться уравнением, необходимо задать граничные условия для двух случаев: 1) коаксиальная система электродов, r_1 и r_2 — радиусы внутреннего и внешнего электродов; 2) электроды, расположенные на концах вихревой трубы:

1. $\{ y(r_1) = A, \quad y(r_2) = B, \quad \text{дополнительное условие} \int_{r_1}^{r_2} E(r) dr = u_0;$
2. $\{ y_{\xi}(0) = 0, \quad y(0) = 1, \quad \text{дополнительное условие} \quad y_{\xi} \rightarrow 0, \quad \xi \rightarrow \infty.$

Далее воспользовавшись известными зависимостями [6]

$$N(\xi) = N_{oc} \left(1 + \frac{k-1}{k\bar{r}_2^2} \xi^2 \right)^{\frac{1}{k-1}}, \quad T(\xi) = T_{oc} \left(1 + \frac{k-1}{k\bar{r}_2^2} \xi^2 \right), \quad (9)$$

получим окончательный вид уравнения

$$y_{\xi\xi\xi} + y_{\xi} \left[\frac{1}{\xi} + \left(1 + \frac{k-1}{k\bar{r}_2^2} \xi^2 \right)^{-1} \frac{(\bar{\nu} - k)\xi}{k\bar{r}_2^2} + \frac{\bar{D}_{\xi}}{D} \right] + y \left\{ \left(1 + \frac{k-1}{k\bar{r}_2^2} \xi^2 \right)^{-2} \left[\frac{2\xi^2(6-5k+k^2)}{(k\bar{r}_2^2)^2} + \right. \right. \\ \left. \left. + \left(1 + \frac{k-1}{k\bar{r}_2^2} \xi^2 \right)^{-1} \frac{3(2-k) + \left(\frac{\bar{D}_{\xi}}{D} \right) \xi(3-k)}{k\bar{r}_2^2} \right] + \frac{\bar{\nu}}{D} \delta \right\} - \\ - y^2 \frac{\beta}{D} \left(1 + \frac{k-1}{k\bar{r}_2^2} \xi^2 \right)^{\frac{1}{k-1}} = 0, \quad (10)$$

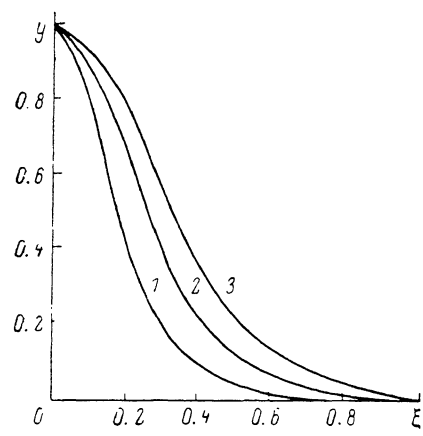
где \bar{D}_{ξ}/D вычисляется из эмпирической зависимости [3], частота ионизации $\bar{\nu}$ дается известной эмпирической зависимостью [7].

На рисунке представлены расчетные радиальные профили относительной концентрации электронов в зависимости от величины тока для случая осевого разряда. Видно, что концент-

рация электронов стремится к нулю не в окрестности стенки камеры, а внутри вынужденного вихря, что подтверждается экспериментом [1]. Погонная мощность, вкладываемая в разряд, составляла порядка 1 кВт/см.

При существенном увеличении вкладываемой мощности координаты «эквивалентной стенки» изменяются слабо.

Таким образом, получено уравнение диффузионно-дрейфового баланса электронов в вихре с учетом реальных распределений турбулентной диффузии, распределения термодинамических параметров, а также с учетом термодиффузии. Показано, что в случае осевого разряда



в самовакуумирующейся вихревой трубе относительные градиенты электронной и газовой температур имеют одинаковый порядок, но разный знак. Поэтому термодиффузионная составляющая потока из-за наличия градиента электронной температуры направлена от оси к стенке, а термодиффузия из-за градиента газовой температуры — от стенки к оси вихревой камеры.

Зависимость относительной концентрации электронов от радиуса тлеющего разряда и плотности электронов на оси.

1 — $n_{e0} = 3 \cdot 10^{10}$, 2 — $n_{e0} = 3 \cdot 10^{11}$, 3 — $n_{e0} = 7 \cdot 10^{11}$ 1/см³; газ — N₂.

Литература

[1] Шмелев В. М., Марголин А. Д. ЖТФ, 1980, т. 50, № 4, с. 745—748.
 [2] Меркулов А. П. Вихревой эффект и его применение в технике. М.: Машиностроение, 1968, с. 187.
 [3] Меркулов А. П., Кудрявцев В. М., Шахов В. Г. В кн.: Вихревой эффект и его применение. Тр. II Всес. научно-техн. конф. Куйбышев, 1976, с. 96—103.
 [4] Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука, 1980, с. 416.
 [5] Голант В. Е., Жилинский А. П., Сахаров С. А. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977, с. 384.
 [6] Волов В. Т. Деп. ВИНТИ, 1986, № 4230-В/86.
 [7] Грановский В. Л. Электрический ток в газах. М.: Наука, 1971, с. 544.

Куйбышевский инженерно-строительный институт им. А. И. Микояна

Поступило в Редакцию
15 декабря 1986 г.

СПИНОВЫЙ ОБМЕН, СОПРОВОЖДАЮЩИЙСЯ НЕУПРУГИМ ПРОЦЕССОМ, ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ДВУХ АТОМНЫХ ЧАСТИЦ С ЭЛЕКТРОННЫМИ СПИНАМИ $S_1 = S_2 = 1$

В. Д. Мельников, В. А. Картошкин, Г. В. Клементьев

Хорошо известна роль атомных столкновений со спиновым обменом в передаче электронной ориентации от одних частиц другим, позволившая осуществить «непрямую» поляризацию электронов, атомов и ионов, что важно в тех случаях, когда непосредственная поляризация этих частиц сильно затруднена или нежелательна по каким-либо причинам [1-3]. Связь поляризационных моментов (ориентации, выстраивания) различных частиц в результате спин-обменного процесса также очень существенна в экспериментах по оптической ориентации атомов при регистрации магнитного резонанса тех частиц, на атомные уровни которых не воздействует непосредственно световое резонансное излучение. В последнее время стали