

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, В. А. Мацук, В. И. Пантелеев, С. П. Попов, Тепловая динамика прикатодного слоя сильноточного электроионизационного разряда, *Докл. РАН*, 1992, том 327, номер 1, 84–86

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.171

17 марта 2025 г., 08:13:40



© Академик Н.Г. БАСОВ, Э.М. БЕЛЕНОВ, В.А. МАЦУК,
В.И. ПАНТЕЛЕЕВ, С.П. ПОПОВ

ТЕПЛОВАЯ ДИНАМИКА ПРИКАТОДНОГО СЛОЯ
СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОИОНИЗАЦИОННОГО РАЗРЯДА

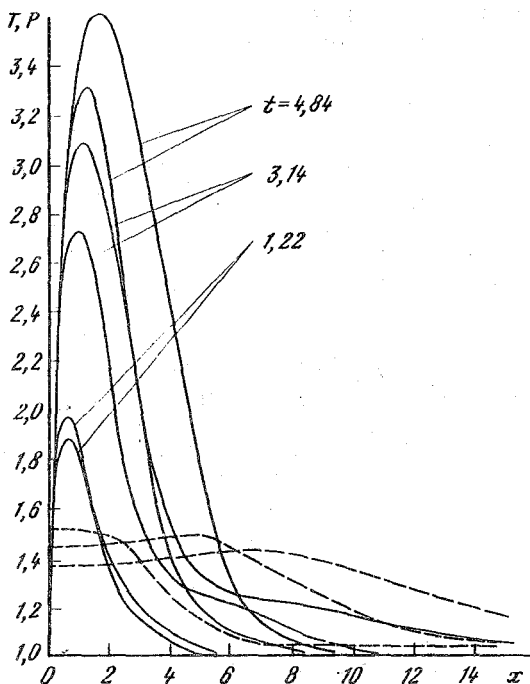
Настоящая работа является продолжением исследования тепловой динамики прикатодного слоя электроионизационного разряда [1] при больших энерговкладах, когда приближение постоянного давления становится неприменимым. В этом случае при включении тока от катода индуцируется ударная волна с перепадом давления, определяемым характеристиками разряда. Полная система газодинамических уравнений, описывающих поведение n – плотности, U – скорости и T – температуры газа в прикатодной области разряда, имеет вид

$$(1) \quad \begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial nU}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial nU}{\partial t} + \frac{\partial nU^2}{\partial x} &= -\frac{1}{\mu} \frac{\partial P}{\partial x}, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\kappa nkT + \frac{\mu nU^2}{2} \right) + \frac{\partial}{\partial x} U \left(\kappa nkT + \frac{\mu nU^2}{2} \right) &= \\ &= -\frac{\partial PU}{\partial x} + W(x, t) + \frac{\partial}{\partial x} \lambda \frac{\partial T}{\partial x}. \end{aligned}$$

Здесь t – время, x – координата, k – постоянная Больцмана, μ – масса молекулы, $c_p = (\kappa + 1)k$ – удельная теплоемкость при постоянном давлении, $P = nkT$ – давление, $W(x, t) = W(0, t) e^{-x/\Delta x}$ – удельная мощность тепловыделения тока, Δx – толщина катодного слоя, $\lambda = \lambda_0 T^m$ – теплопроводность газа. Приведем систему (1) к безразмерному виду, выбрав в качестве характерных величин по времени $\Delta t = c_p P / kW(0, t)$ и по пространству Δx – толщину катодного слоя. Плотность числа частиц и температура обезразмериваются по начальным их значениям. За характерную скорость возьмем отношение $U^* = \Delta x / \Delta t$. Имеем

$$(2) \quad \begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial nU}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial nU}{\partial t} + \frac{\partial nU^2}{\partial x} &= -\frac{1}{\epsilon} \frac{\partial nT}{\partial x}, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\kappa nT + \epsilon \frac{nU^2}{2} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa nT + \epsilon \frac{nU^2}{2} \right) &= -\frac{\partial nU}{\partial x} + (\kappa + 1) e^{-x} + \\ &+ (\kappa + 1) \alpha \frac{\partial}{\partial x} T^m \frac{\partial T}{\partial x}. \end{aligned}$$

Рис. 1. Температура газа в прикатодной области в различные моменты времени, рассчитанная в приближении постоянного давления при $\alpha = 0,04$, $m = 1$ и по полной системе газодинамических уравнений при $Kn = 0,1$ (сплошные кривые); штриховые линии — давление



В этой системе два определяющих безразмерных параметра:

$$\alpha = \frac{\lambda(T_0) T_0}{(\Delta x)^2 W(0, t)}, \quad \epsilon = \frac{\mu U^*{}^2}{kT}$$

Используя выражение для теплопроводности, можно выразить параметр ϵ через α и число Кнудсена. Для газа из твердых сфер имеем

$$\epsilon = \frac{75}{64} \frac{1}{(\kappa + 1)^2 \pi} (Kn)^2 \frac{1}{\alpha^2},$$

где $Kn = L/\Delta x$ — число Кнудсена, L — длина свободного пробега. Таким образом, получаем возможность исследовать зависимость параметров газового разряда n , T , U и P от безразмерных параметров α и числа Кнудсена, что дает возможность определить толщину катодного слоя по перепаду давления в ударной волне, не прибегая к зондированию электрического поля вблизи катода. Переход к интегриродифференциальному уравнению работы [1] от системы уравнений (2) происходит при $\epsilon \rightarrow 0$.

Взяв параметры высокоточного разряда [1] $Kn = 0,1$ и $\alpha = 0,04$, имеем $\epsilon = 0,43$. На рис. 1 приведена динамика температурного поля в сравнении с приближением постоянного давления. Это приближение завышает значение максимума температуры, но не так, чтобы влиять на ход плазмохимических реакций в прикатодной области. На том же рисунке штриховыми линиями приведена динамика давления газа вблизи катода. Численные расчеты показали, что температурное поле, вычисленное по полной системе газодинамических уравнений (2), с большой точ-

ностью в начальные моменты времени описывается уравнением теплопроводности с постоянной плотностью $n = 1$

$$(3) \quad \kappa \frac{\partial}{\partial t} T = (\kappa + 1) e^{-x} + (\kappa + 1) \alpha \frac{\partial}{\partial x} T^m \frac{\partial T}{\partial x}.$$

Численный анализ полной системы газодинамических уравнений (2), описывающих поведение газа вблизи катода, позволяет сделать следующие выводы.

Температурное поле в прикатодной области при наличии ударных волн не сильно отличается от рассчитанного по модели с постоянным давлением, использованной в работе [1].

По измерению импульса давления вблизи катода можно однозначно определить число Кнудсена, а следовательно, и толщину катодного слоя.

Температурное поле в прикатодной области с большой точностью описывается уравнением теплопроводности с постоянной плотностью.

Физический институт им. П.Н. Лебедева
Российской Академии наук
Москва

Поступило
17 VI 1992

ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н.Г., Беленов Э.М., Мацук В.А. и др. – ДАН, 1990, т. 314, № 3, с. 594–595.