

О СВОБОДНОМ ПЛАЗМЕННОМ ШНУРЕ В ГАЗЕ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Ю.Р.Аланакян

Предлагается теория стационарного плазменного шнура с высокой температурой электронов, который находится в динамическом равновесии с окружающим плотным газом.

Исследуя высокочастотный газовый разряд в резонаторе при давлении несколько атмосфер, П.Л.Капица обнаружил следующее интересное явление [1]: при достаточно большой мощности излучения (≈ 10 квт) подводимого к разряду, в середине резонатора образуется парящий в газе, стабильный плазменный шнур с высокой температурой электронов ($T_e \approx 10^6 \div 10^7$ К).

В настоящей статье предлагается теория стационарного плазменного шнура, находящегося в динамическом равновесии с окружающим газом. Электроны плазменного шнура предполагаются высокоэнергетическими, поэтому рекомбинацией электронов с ионами можно пренебречь. Уход электронов (ионов) из плазмы обусловлен амбиполярной диффузией, а возникновение – процессами ударной ионизации. Имеем следующее уравнение баланса числа электронов (ионов)

$$-\nabla(D_a \nabla N_e) = Z_i N_e \quad (1)$$

Здесь D_a — коэффициент амбиполярной диффузии и Z_i — частота ионизации являются функциями концентрации нейтральных частиц. Как обычно, будем предполагать, что $D_a \sim N^{-1}$, $Z_i \sim N$.

Нейтральные частицы попадают в объем плазмы диффузионным путем из окружающего газа, причем концентрация нейтральных частиц взаимосвязана с концентрацией электронов соотношением

$$NT + N_e T_e \equiv R = \text{const}, \quad (2)$$

которое следует из условия пространственной однородности давления. (Парциальным давлением ионов пренебрегаем, так как $T_i \approx T \ll T_e$).

Температуры различных компонентов плазмы определяются уравнениями баланса энергии. В условиях эксперимента П.Л.Капицы диссипация энергии высокочастотного поля обусловлена аномальным скинсопротивлением плазмы шнура и приводит к нагреву электронов. Ввиду большой теплопроводности электронов их температура однородна в шнуре. Температуру ионов и нейтральных частиц для простоты рассмотрения также будем считать пространственно однородной в области шнура. В этих условиях для двумерного случая уравнения (1) и (2) допускают следующее решение

$$N_e = N_{e0} \frac{\alpha + \cos[(1 - \alpha^2)^{1/2} (z - z_0) / \delta]}{1 + \alpha \cos[(1 - \alpha^2)^{1/2} (z - z_0) / \delta]}, \quad (3)$$

где $N_{e0} = N_e(z = z_0)$ — плотность электронов на оси шнура, $\alpha = N_{e0} T_e / R$, $\delta = (T/R)(D_a N^2 / Z_i)^{1/2}$.

Формулы (2) и (3) описывают распределение плотностей компонентов плазмы. Заметим, что если формально в этих соотношениях пренебречь парциальным давлением электронов ($\alpha = 0$), то получим распределение аналогичное распределению плазмы в теории Шоттки [2] для положительного столба газового разряда низкого давления, соответствующее двумерному случаю. В наших условиях осуществляется другой предельный случай, при котором в шнуре давление нейтрального газа значительно меньше, чем давление электронов ($1 - \alpha \ll 1$). При этом формула (3) дает распределение плотности электронов в виде "плато": квазиоднородный слой шириной $2\pi\delta / (1 - \alpha^2)^{1/2}$, резко спадающий на границе шнура, где плазма контактирует с окружающим плотным нейтральным газом. Толщина области спада $\approx \delta$. Аналогичная картина имеет место в трехмерном случае: шнур представляет собой квазиоднородный плазменный цилиндр с толщиной пограничного слоя близкой к величине δ .

Отметим, что формула (3) справедлива до тех пор, пока плотность плазмы достаточно велика, чтобы плазму можно было считать квазинейтральной или, иными словами, дебаевский радиус плазмы должен быть меньше, чем расстояние, характеризующее неоднородность плазмы.

Таким образом, как и в положительном столбе газового разряда, в плазменном шнуре амбиполярным электрическим полем создается потенциальная яма для электронов. В рассматриваемых условиях предполагается, что длина свободного пробега электрона порядка или больше толщины шнура, поэтому в шнуре отсутствуют электроны с

энергией, превышающей потенциальный барьер, т.е. имеем усеченную функцию распределения электронов. Поток электронов (равный потоку ионов) из шнура в окружающий газ возникает в результате того, что электроны при взаимодействии с ВЧ полем или с другими электронами получают избыток энергии и преодолевают потенциальный барьер. Ввиду того, что эти взаимодействия носят практически непрерывный характер, за потенциальным барьером имеем остывшие электроны, температура которых быстро сравнивается с температурой плотного газа. Здесь, за пределами шнура плазма интенсивно рекомбинирует. Заметим, что наше рассмотрение применимо, если окружающий газ представляет собой слабоионизованную низкотемпературную плазму. При этом полученные результаты будут справедливы с точностью порядка степени ионизации газа.

Зная пространственное распределение плазмы, можно определить потери энергии. Основные потери энергии электронов обусловлены процессами рождения горячих электронов и диффузионным уходом электронов из плазмы шнура. Это потери одинакового порядка. Кроме того, при достаточно большой плотности плазмы в шнуре (когда температура электронов не очень велика) могут оказаться существенными потери, связанные с электромагнитным излучением плазмы. С помощью уравнения баланса энергии можно найти температуру электронов в зависимости от подводимой к шнуру мощности, давления газа и размеров шнура. Найденная температура оказывается по порядку величины близкой к измеренной в эксперименте П.Л.Капицы.

Для более точного численного сравнения результатов необходимо иметь надежные сведения об элементарных процессах, происходящих в плазме шнура. Например, коэффициент амбиполярной диффузии зависит от эффективного сечения столкновения иона с нейтральной частицей, а величина этого сечения, как известно (см., например, [3]), существенным образом связана с процессами перезарядки или образования комплексного иона при наличии в газе определенных примесей.

При воздействии на плазменный шнур постоянного магнитного поля коэффициент амбиполярной диффузии уменьшается, что может привести к сужению плазменного шнура. Заметим, что П.Л.Капица наблюдал подобную зависимость толщины шнура от величины магнитного поля.

Наконец, отметим следующее: Как известно [3], ударная ионизация приводит к рождению холодного электрона с энергией несколько электронвольт. Этот электрон либо нагреется в результате столкновения с горячим электроном, либо рекомбинирует с ионом. В нашем рассмотрении предполагалось, что все родившиеся электроны нагреваются. В противном случае, когда велика вероятность рекомбинации холодного электрона с ионом, задача несколько усложняется необходимостью учета баланса числа частиц холодных электронов. Однако, при этом структура плазменного шнура оказывается качественно такой же, как и в рассмотренном случае.

Всесоюзный

научно-исследовательский
институт физико-технических
и радиотехнических измерений

Поступила в редакцию
15 марта 1977 г.

Литература

- [1] П.Л.Капица. ЖЭТФ, 57, 1801, 1969.
 - [2] W.Shottky. Phys. Zs., 25, 342, 1924.
 - [3] Б.М.Смирнов. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. М., Атомиздат, 1968 г.
-