

**О радиальном распределении электронной температуры в потоках плазмы торцевого холлового ускорителя**

Сандригайло Л. Е., Аношко И. А., Ермаченко В. С.

Белорусский национальный технический университет  
Институт тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова НАН Беларуси

Плазменные потоки с широким диапазоном регулирования основных параметров могут быть получены с помощью торцевых холловских ускорителей (ТХУ), позволяющих разогнать плазму до скоростей порядка  $10^4$  м/с, реализуемых в космонавтике. Данная работа посвящена изучению термического состояния плазмы ТХУ для двух режимов его работы. В первом случае индукция магнитного поля в зоне разряда составляла  $B_1 = 1$  Тл, токи разряда  $I_1 = (2200-3000)$  А, расход рабочего газа  $G_1 = 10$  г/с, давление в вакуумной камере  $p_1 = 1.25 \cdot 10^3$  Па; во втором случае –  $B_2 = 2,2$  Тл,  $I_2 = (1300-2000)$  А,  $G_2 = 4$  г/с,  $P_2 = 1,05 \cdot 10^3$  Па. Измерения параметров плазмы в первом случае проводились в сечении, отстоящем от среза сопла ускорителя на расстоянии 130 мм, во втором – на 40 мм спектроскопическим методом. Основу расчётов составили поперечные спектры свечения плазменной струи, по которым затем были найдены радиальные распределения абсолютных интенсивностей излучения линий NI, NII, NIII и  $H\beta$ . Для первого режима работы ТХУ электронная температура определена в предположении ЛТР по формуле Саха-Больцмана, связывающей заселенность  $i$ -го возбужденного уровня атома с основным состоянием иона и полной концентрацией электронов, найденной по уширению линии  $H\beta$ .

Графики радиального распределения электронной температуры  $T_e$  имеют максимальные значения на оси разряда, причем величины  $T_e$  плавно убывают к периферии. С ростом силы разрядного тока осевые значения электронной температуры увеличиваются от  $10^4$  до  $2 \cdot 10^4$  К, градиент убывания температуры уменьшается и одновременно растет размер приосевой области струи, в пределах которой электронная температура практически не меняется.

При втором режиме работы ускорителя линии нейтральных атомов практически отсутствуют, излучение обусловлено в основном одно- и двухзарядными ионами рабочего газа, концен-

трация электронов убывает до величин  $n_e \approx (1 - 0,1) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , вследствие чего модель ЧЛТР не применима.

Как оказалось, расчет параметров плазмы в данном случае можно проводить на основе полукорональной модели, в соответствии с которой отношение интенсивности излучения двух спектральных линий, принадлежащих двум последовательным стадиям ионизации одного и того же элемента определяется соотношением (1):

$$\frac{I'}{I''} = \frac{U''(T_e) S'}{U'(T_e) \alpha''} \frac{f_1^z}{f_1^{z-1}} \frac{q_z}{q_{z-1}} \frac{\lambda_{z-1}^3}{\lambda_z^3} \exp\left(\frac{E_\infty^z - E_m^z - E_\infty^{z-1} - E_n^{z-1}}{k \cdot T_e}\right),$$

здесь:  $U'(T_e)$  и  $U''(T_e)$ ,  $f_1^z$  и  $f_1^{z-1}$ ,  $q_z$  и  $q_{z-1}$ ,  $\lambda_z$  и  $\lambda_{z-1}$ ,

$E_\infty^z$  и  $E_\infty^{z-1}$ ,  $E_m^z$  и  $E_m^{z-1}$  – соответственно статистические суммы, силы осцилляторов в поглощении, статистические веса, длины волн, энергии ионизации и энергии возбуждения верхних уровней двух рассматриваемых линий,  $T_e$  – электронная температура,  $S'$  – коэффициент ударной ионизации,  $\alpha''$  – коэффициент излучательной рекомбинации.

Формула (1) применима при условии, что эффективные квантовые числа верхних уровней сравниваемых линий не превышают так называемый «тепловой предел», т.е. уровень, для которого столкновительное возбуждение уравновешивается радиационным распадом.

Уравнение (1) в качестве неизвестных содержит величины  $T_e$  и  $S'/\alpha''$ . Температуру электронов из уравнения (1) можно определить, если известно отношение  $S'/\alpha''$  как функция температуры для рассматриваемых пар линий. Расчет коэффициентов ударной ионизации и излучательной рекомбинации для атомов и ионов в плазме – особо сложная задача. По этой причине в работе использован метод графического определения электронной температуры по измеренной интенсивности излучения пар спектральных линий двух последовательных стадий ионизации одного элемента. Как оказалось, этот метод дает также величину  $S'/\alpha''$  как функцию температуры.

Величины  $I'/I''$  как функции радиуса плазменной струи были найдены по результатам пересчета по Абелю эксперимен-

тально зарегистрированных поперечных спектров свечения струи в видимой области спектра для восьми пар линий, удовлетворяющих условию применения полукорональной модели. Полученные значения  $I'/I''$  подставлялись в формулу (1), по которой строилась зависимость  $S'/\alpha''$  от электронной температуры. Графики зависимости  $S'/\alpha''$  от электронной температуры для восьми и более пар линий пересекаются в одной точке, которая является решением системы уравнений, только в идеальном случае, когда все другие величины уравнения (1) точно определены. Реально в качестве решения принимались те значения электронной температуры и  $S'/\alpha''$ , которым соответствовало наибольшее сближение рассматриваемых графиков. Найденные таким методом величины  $T_e$  и  $S'/\alpha''$  были определены вдоль радиуса струи в точках расположенных с шагом в 1,2 мм. Это позволило получить радиальное распределение электронной температуры и величин  $S'/\alpha''$ .

Из анализа соответствующих графиков вытекает, что во всей области свечения плазменной струи электронная температура слабо меняется, обнаруживая небольшой спад на расстоянии от центра струи совпадающем с радиусом катода. С ростом силы разрядного тока почти в два раза значения электронной температуры увеличиваются в такое же число раз. Следует отметить, что значения электронной температуры во втором случае почти втрое превышают их осевые значения в первом случае.

Анализ и сопоставление температурных профилей рассматриваемых режимов позволяет установить, что вблизи сопла ускорителя уместно выделять катодную и анодную части плазменной струи, значения электронных температур которых заметно отличаются с ростом разрядного тока. По мере удаления от сопла резко ослабевает влияние магнитного поля, плазменная струя становится более однородной по составу, осевые электронные температуры резко убывают, а температурные профили  $T_e(r)$  приобретают колоколообразный вид, причем градиент изменения  $T_e(r)$  убывает с ростом силы разрядного тока.