

## ПЛАЗМЕННЫЙ ТОК, СОЗДАННЫЙ РЕЛЯТИВИСТСКИМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ В АРГОНЕ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

К.С. Гочелашвили, В.И. Климов, А.М. Прохоров

*В рамках модели пространственной кинетики пучковой плазмы рассмотрена динамика аргоновой плазмы, созданной релятивистским электронным пучком в аргоне высокого давления.*

В работе /1/ учитывалось влияние электрического поля, индуцированного пучковым и плазменным токами, на процессы в создаваемой релятивистским электронным пучком (РЭП) аргоновой плазме, на основе экспериментально измеренных плотностей пучкового и плазменного токов /2/. Было получено качественное согласие поведения концентрации плазменных электронов с экспериментально измеренными значениями /2/.

Вместе с тем, представляет интерес анализ экспериментальных результатов /2/ в рамках модели, позволяющей рассчитывать согласованным образом как поведение компонент пучковой плазмы, так и плазменного тока. Такой анализ предполагает совместное решение уравнений пространственно-временной кинетики пучковой плазмы и уравнения Максвелла для векторного потенциала  $A(r, t)$ .

Электродинамическая часть модели состоит в решении уравнения Максвелла для проекции на ось пучка векторного потенциала  $A_z(r, t)$  в рамках принятых в /3, 4/ допущений для  $t > t_k$ , где  $t_k$  — время компенсации объемного заряда:

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} A_z(r) \right) = \frac{4\pi}{c} j_z^b(r, t) - \frac{4\pi}{c^2} \sigma(r, t) \frac{\partial}{\partial t} A_z(r, t) \quad (1)$$

с граничными условиями:  $\partial A_z(r, t)/\partial r = 0$ ,  $A_z(R, t) = 0$ , а начальные условия получаем, решая уравнение (1), в правой части которого отсутствует второй член. В уравнении (1)  $\beta$  — скорость пучка в долях скорости света  $c$ ,  $N_G$  — концентрация атомов аргона,  $R$  — радиус камеры взаимодействия,  $j_z^b(r, t)$  — плотность пучкового тока, которая аппроксимировалась по экспериментальным данным и имела вид:  $J_0/[\pi a^2 (1 + r^2/a^2) \Phi(t)]$ , где  $\Phi(t)$  — форма импульса тока /1/,  $J_0$  — максимальное значение пучкового тока,  $a$  — радиус пучка,  $\sigma(r, t)$  — проводимость плазмы, рассчитываемая по формуле  $\sigma(r, t) = (e^2/m_e) N_e(r, t)/v_e^t(r, t)$ , где  $N_e(r, t)$  — концентрация электронов плазмы,  $v_e^t(r, t)$  — полная транспортная частота электронных столкновений, обеспечивающих проводимость плазмы.

Модель пространственно-временной кинетики плазмы формулировалась следующим образом. В соответствии с геометрией камеры взаимодействия весь ее объем разбивался на цилиндрические слои, в каждом из которых решалась своя система кинетических уравнений для следующих компонент:  $N_e$  — концентрация электронов плазмы,  $Ag^*$  — состояния атома аргона с энергией возбуждения 11,6 эВ,  $Ag_2^*$  — иона атома аргона,  $Ag_2^+$  — эксимерного состояния молекулы аргона,  $Ag_2^+$  — иона двухатомной молекулы аргона,  $Ag_3^+$  — иона трехатомной молекулы аргона, а также решалось уравнение для внутренней энергии электронов плазмы. Система учитываемых в модели реакций и констант их скорости приведена в работе /1/. Для того, чтобы согласовать эволюцию компонент плазмы во всем объеме взаимодействия, шаг интегрирования выбирался общим по всем слоям.

Уравнение (1) аппроксимировалось неявной разностной схемой с весами и решалось методом прогонки /5/.

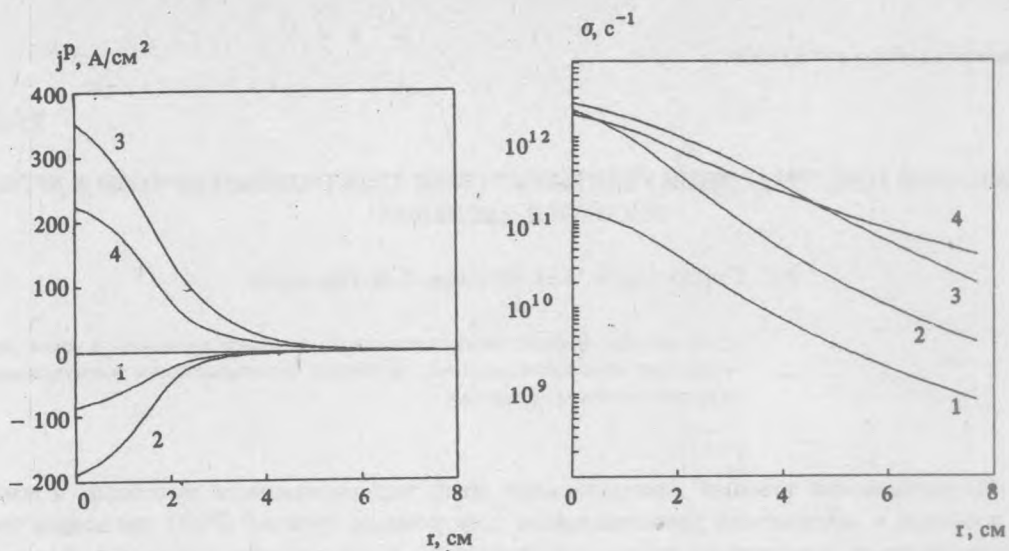


Рис. 1. Распределение плотности плазменного тока вдоль радиуса камеры взаимодействия в различные моменты времени: 20 нс (1), 40 нс (2), 80 нс (3), 140 нс (4).

Рис. 2. Зависимость проводимости плазмы от радиуса камеры взаимодействия в те же моменты времени.

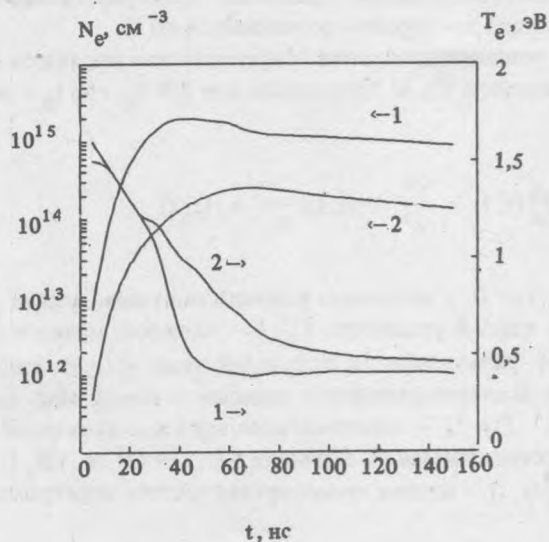


Рис. 3. Зависимости от времени концентрации электронов плазмы и их температуры на оси пучка (1) и на расстоянии  $r = 4,8$  см от оси (2).

Были использованы следующие параметры, соответствующие условиям эксперимента [2]: давление аргона 400 торр,  $R = 8$  см,  $a = 2,3$  см,  $J_0 = 8,3$  кА,  $\beta = 0,8$ , длительность тока пучка 80 нс.

Поведение плотности плазменного тока от радиуса в различные моменты времени показано на рис. 1. Характер его отличается от экспериментально измеренного [2]. Причем, если в том интервале времени, где ток пучка растет, есть качественное совпадение двух результатов, то в последующие моменты времени они различаются значительно. Таким образом, в эксперименте наблюдается существенно меньшая токовая компенсация, чем получается в расчетах. Кроме того, экспериментально измеренная плотность плазменного тока вблизи стенок камеры взаимодействия растет [2] в отличие от рассчитанной плотности. По-видимому, это связано с тем, что в стенках камеры возникают вихревые поля, которые изменяют условия сопряжения на границе плазма – стенка камеры взаимодействия.

Зависимость величины проводимости от радиуса камеры взаимодействия в различные моменты времени представлена на рис. 2. На рис. 3 дана зависимость концентрации плазменных электронов от времени в различных точках по радиусу камеры взаимодействия, а также поведение температуры плазменных электронов в этих же точках. Здесь также имеются отличия от зависимостей, полученных в [1] на оси пучка: максимальная концентрация плазменных электронов достигается на момент времени действия пучка, и максимум этой величины меньше полученной в [1].

Различия в поведении рассчитанной и экспериментально измеренной плотностей пучкового тока, по видимому, указывают на возбуждение в среде коллективной степени свободы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гочелашвили К. С., Климов В. И., Прохоров А. М. Физика плазмы, 15, 1508 (1989).
2. Бондарь Ю. Ф. и др. Письма ЖТФ, 14, 1116 (1988).
3. Mc Arthur D. A., Pourey J. W. Phys. Fluids, 16, 1996 (1973).
4. Кингсеп С. С. и др. ЖЭТФ, 63, 2132 (1972).
5. Самарский А. А. Теория разностных схем. М., Наука, 1977.

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 9 января 1990 г.  
После переработки 11 апреля 1990 г.