

04:10  
©1993

## ГЕНЕРАЦИЯ ТОКА В ПЛАЗМЕ, ОБРАЗУЮЩЕЙСЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА НА МИШЕНЬ

*В.В.Вальчук, А.П.Яловец*

При облучении твердотельных мишеней интенсивным потоком быстрых электронов с плотностью потока  $\geq 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> экспериментально наблюдается ряд физических явлений [1,2], которые не имеют объяснений, подтвержденных соответствующими математическими моделями и расчетами. Одним из них является генерация тока в цепи "мишень-коллектор", наблюдаемого при воздействии на мишень сфокусированного электронного пучка с энергией  $\sim 100$  КэВ и плотностью тока  $> 1$  КА/см<sup>2</sup> [2]. Как показано в этой работе, ток коллектора, регистрирующего обратно рассеянные электроны, превышал при некоторой плотности мощности потока энергии значение тока пучка и существовал в течение микросекунд после выключения пучка. Направление тока зависело от потенциала, подаваемого на мишень.

В данной работе построена физическая модель взаимодействия электронного пучка с веществом, которая позволяет объяснить механизм генерации тока в эксперименте [2].

При воздействии интенсивного потока заряженных частиц на твердотельную мишень образуется неоднородная по концентрации и температуре плазма. Известно, что в неоднородной плазме может существовать макроскопическое поле за счет ее поляризации [3]. Так как пучковая плазма неидеальна, полагаем, что генерация тока в экспериментах [2] есть следствие термоэлектрических явлений неоднородной пучковой плазмы [4].

Система уравнений, описывающая в одномерной геометрии взаимодействие электронного пучка с мишенью и генерацию тока, включает:

— кинетическое уравнение для электронов пучка:

$$\hat{L} + \Psi(z, \Omega, T_e) = S(z, \Omega, T_e), \quad (1)$$

— уравнения для среды:

$$\rho \dot{v} = -\frac{\partial P}{\partial z}, \quad \dot{\rho} = -\frac{\partial v}{\partial z},$$

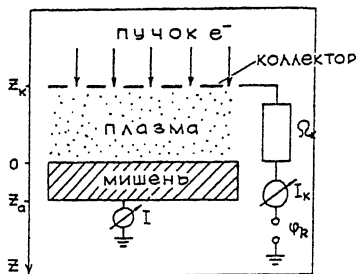


Рис. 1.

$$\dot{U} + \frac{P}{\rho} \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{1}{\rho} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left( \kappa \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{j^2}{\sigma} - T \cdot j \cdot \frac{\partial \alpha}{\partial z} \right\} + D; \quad (2)$$

— широкодиапазонное уравнение состояния [5];  
 — выражение для плотности электрического тока:

$$j = \sigma \left( E - \frac{\partial \mu}{\partial z} - \alpha \frac{\partial T}{\partial z} \right). \quad (3)$$

Здесь  $\hat{L}$  — оператор переноса [6],  $\Psi$  — дифференциальная плотность потока быстрых электронов,  $z$  — координата,  $\Omega$ ,  $T_e$  — направление импульса и кинетическая энергия быстрого электрона;  $S$  — функция источника быстрых электронов,  $\rho$ ,  $v$ ,  $U$  — массовая плотность, массовая скорость и удельная внутренняя энергия вещества,  $P$  — полное давление,  $T$  — температура среды,  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности,  $\sigma$  — проводимость,  $\alpha$  — коэффициент термоэдс,  $\mu$  — химический потенциал,  $D = \int_{4\pi} d\Omega \int dT_e B(T_e) \Psi(z, \Omega, T_e)$  — мощность дозы на единицу массы вещества;  $B(T_e)$  — удельные (на единицу массовой длины) потери энергии быстрого электрона.

Коэффициенты  $\kappa$ ,  $\sigma$ ,  $\alpha$ ,  $\mu$  зависят от состояния среды и для их нахождения использовались данные работы [7].

Геометрия рассматриваемой задачи показана на рис. 1. Поток электронов падает на плоскую металлическую мишень, координаты поверхности которой 0 и  $z_a$ . На расстоянии  $z_k$  от ее поверхности  $z = 0$  находится коллектор, заземленный через внешнее сопротивление  $\Omega_k$ .

До замыкания плазмой промежутка мишень-коллектор (цепь разомкнута) значение тока определяется током обратно рассеянных частиц. После замыкания к току обратно рассеянных частиц добавится ток плазменных электронов,

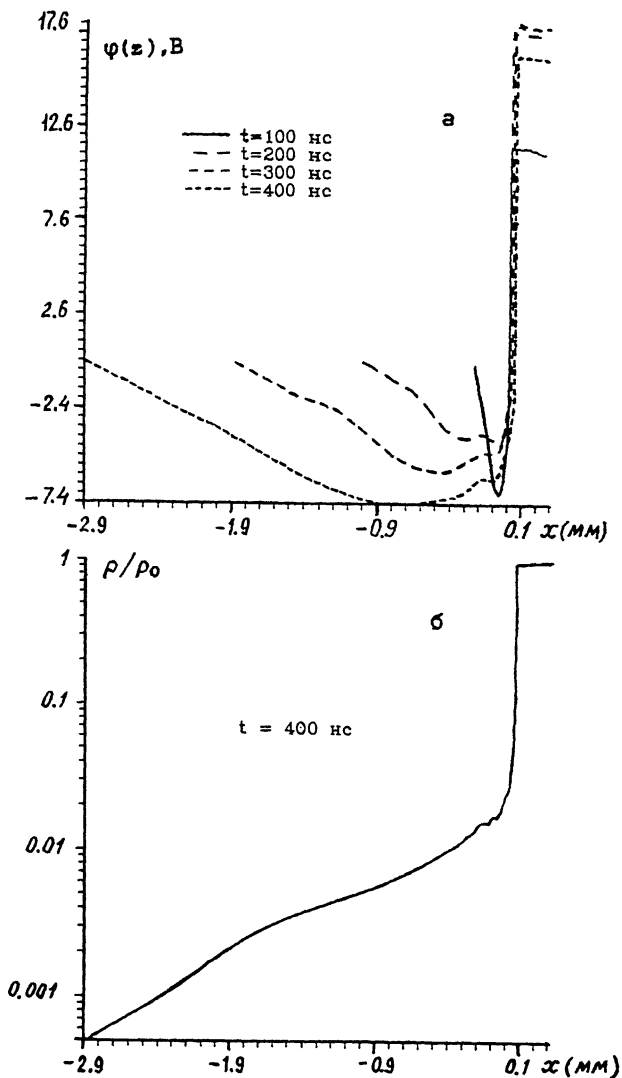


Рис. 2.

плотность которого может быть вычислена интегрированием (3):

$$j = \frac{E + \varphi_k}{r + s_k \Omega_k} - j^{(b)}(z), \quad (4)$$

где  $E = E_b + E_p + \Delta\mu/e$  — полная эдс плазмы;  $E_b = - \int_{z_k}^{z_0} \frac{j^{(b)}}{\sigma(z)} dz$  — эдс участка плазмы, вызванная затуханием то-

ка пучка в мишени;  $E_p = - \int_{z_k}^{z_a} (\alpha \frac{\partial T}{\partial z}) dz$  — термоэдс плазмы;

$\Delta\mu = \mu_k - \mu_a$  — приращение химпотенциала в плазменном промежутке;  $r = \int_{z_k}^{z_a} \frac{dz}{\sigma(z)}$  — сопротивление единицы площади плазменного промежутка;  $s_k$  — площадь коллектора.

Ниже приводятся результаты, полученные из решения системы (1)–(3) для случая облучения медной мишени электронным пучком с энергией 100 кэВ и плотностью тока 10 КА/см<sup>2</sup>. Расчеты были проведены для решения “холодного хода”, когда  $s_k \Omega_k \gg r$ .

На рис. 2, а представлены распределения электрического потенциала в плазме в различные моменты времени ( $\varphi_k = 0$ ). Так как внешнее сопротивление велико, то разность потенциалов между коллектором и мишенью равна эдс. Из рис. 2, а видно, что величина эдс растет во времени и достигает стационарного значения  $\sim 18$  В. Видно, что основной областью генерации эдс является узкая область, где градиент массовой плотности имеет максимум (рис. 2, б), а температура среды  $\sim 10^4$  К.

Для случая, когда величина сопротивления внешней цепи была одного порядка с сопротивлением плазмы ( $s_k \Omega_k / r \sim \sim 5$ ), плотность плазменного тока на порядок превышала плотность тока пучка. Отметим, что направление плазменного тока ( $j > 0$ ) совпадает с направлением тока обратно рассеянных электронов, что соответствует эксперименту [2]. Нетрудно теперь сделать вывод о направлении тока  $I_k$  в зависимости от потенциала  $\varphi_k$ . Существование тока в цепи “коллектор–мишень” после окончания облучения [2] объясняется временем жизни плазмы, которое, как показали расчеты, составляет единицы микросекунд.

Авторы благодарны Н.Б.Волкову за расчеты коэффициентов переноса плазмы.

### Список литературы

- [1] Аброян И.А., Андронов А.Н., Титов А.И. Физические основы электронной и ионной технологии. М.: Высшая школа, 1984. 318 с.
- [2] Бурмакин В.А., Попов В.К. // ФХОМ. В. 6. С. 5–13.
- [3] Брагинский С.И. Явления переноса в плазме. В сб.: Вопросы теории плазмы. М.: Госатомиздат, 1963. Вып. 1. С. 173–272.
- [4] Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 382 с.

- [5] Колгатин С.Н., Хачатурьянец А.В. // ТВТ. 1982. Т. 20. С. 90-94.
- [6] Кольчужкин А.М., Учайкин В.В. Введение в теорию прохождения частиц через вещество. М.: Атомиздат, 1978. 255 с.
- [7] Волков Н.Б., Немировский А.Э. Ионизационный состав неидеальной плазмы, образующейся при изотермическом разлете металлической сферы в вакуум. Препринт Уро АН СССР, Свердловск, 1990. 55 с.

Челябинский государственный  
университет

Поступило в Редакцию  
4 августа 1993 г.

---