

СЖАТИЕ СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ГАЗЕ  
НА ЗАДНЕМ ФРОНТЕ ИМПУЛЬСА ТОКА

А. В. Агафонов, И. И. Догачев

УДК 537.533

Предложен метод получения сверхплотных релятивистских электронных пучков в газе низкого давления путем профилирования формы инжектируемого импульса тока пучка.

Существенный интерес для ряда приложений, в частности, для исследований в области термоядерного управляемого синтеза /1/, представляет получение сверхплотных сильноточных электронных пучков (СЭП). Возможность получения больших плотностей тока СЭП в газе была показана еще в работе Линка /2/, где пучок с током в несколько десятков килоампер сжимался в газе от сантиметровых размеров до диаметра в несколько миллиметров, причем средняя плотность сжатого пучка примерно на два порядка превышала исходную и составляла  $\sim 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Использование плазмы для получения высоких плотностей тока СЭП не дало желаемых результатов из-за возникновения почти 100%-ной токовой нейтрализации пучка /3/.

Существует, однако, другой путь создания на короткое время значительных плотностей электронных пучков, который заключается в профилировании импульса тока СЭП. Под профилированием понимается выбор соотношения между длительностями переднего и заднего фронтов импульса тока СЭП таким образом, чтобы за время порядка периода колебаний иона в потенциальной яме пучка создать в прианодной области протяженностью несколько сантиметров условие силовой перекомпенсации  $\nu_0 = \gamma^2 n_1 / n_e \gg 1$ , например, уменьшением величины инжектируемого тока при постоянной энергии электронов.

Скорость сжатия пучка и его максимальная плотность будут зависеть от формы и длительности переднего фронта тока. Так, при мгновенной инжекции большого тока СЭП разлетается в поперечном направлении и плотность его быстро падает с расстоянием от анода. Силовая компенсация, достигаемая за счет накопления ионов, осу-

ществляется в тот момент, когда плотность пучка и плотность обр-зованных им ионов невелики. Поэтому, несмотря на значительную модуляцию инжектируемого тока, последующие изменения плотности СЭП медленны и не могут привести к значительному сжатию пучка. При больших длительностях переднего фронта (порядка и больше характерного времени силовой компенсации  $\tau/\gamma^2$ ) картина меняется. К приходу вершины импульса тока пучок успевает компенсироваться по силе, плотность его и ионов в прианодной области велики, и последующая эволюция пучка может привести к значительному сжатию. Поскольку весь процесс сжатия заключен в жесткие временные рамки с одной стороны условием силовой компенсации, с другой — пробоем газа, то поиск условий, обеспечивающих быстрое сжатие, представляет особый интерес.

Пренебрежем действием продольных составляющих электрических полей. Будем полагать, что плотность пучка и продольная составляющая скорости  $v_z$  однородны по сечению, то есть считаем поперечное движение электронов нерелятивистским. В автомоделном приближении /4, 5/ динамика СЭП в ионизируемой среде описывается следующими уравнениями:

$$\text{уравнение непрерывности} \quad \frac{\partial n}{\partial x} + 2nV + \frac{\partial n}{\partial y} = 0, \quad (\text{Ia})$$

$$\text{силовое уравнение} \quad \frac{\partial V}{\partial x} + V^2 + \frac{\partial V}{\partial y} = N - n, \quad (\text{Iб})$$

$$\text{уравнение рождения ионов} \quad \frac{\partial N}{\partial x} = n, \quad (\text{Iв})$$

где используются безразмерные переменные

$$\begin{aligned} x &= \gamma^2 t / \tau, \quad y = \gamma^2 z / \tau v_z, \quad V = u\tau / \gamma^2 \\ n &= 2\pi e^2 \tau^2 n_e / m_0 \gamma^7, \quad N = 2\pi e^2 \tau^2 n_i / m_0 \gamma^5, \end{aligned} \quad (2)$$

$\tau$  — среднее время ионизации,  $n_e$  и  $n_i$  — объемные плотности электронов и ионов,  $\gamma$  — релятивистский фактор. Согласно уравнению (Iв) образующиеся ионы считаются неподвижными. Граничные и начальные условия имеют вид

$$n(x,0) = G(x), \quad V(x,0) = 0, \quad N(x,0) = 0 \quad (3)$$

и

$$n(0, y) = 0, v(0, y) = 0, N(0, y) = 0. \quad (4)$$

При  $\frac{\partial}{\partial x} \gg \frac{\partial}{\partial y}$  система (I) имеет первый интеграл

$$v^2/n + N/n + \ln n - x = \text{const},$$

из которого видно, что в процессе сжатия можно получить большую плотность электронов  $n \sim n_0 \exp \gamma_0$ , если в некоторый момент осуществить  $\gamma_0 = N/n_0 \gg 1$ .

Введением новых независимых переменных  $\xi = x - y$  и  $\eta = y$  можно преобразовать систему (I) к виду, удобному для численного интегрирования

$$\frac{\partial n}{\partial \eta} + 2nV = 0; \quad \frac{\partial v}{\partial \eta} + v^2 = N - n; \quad \frac{\partial N}{\partial \xi} = n. \quad (5)$$

Решение системы (I) в частных производных методом сеток требует затраты большого количества времени. Вместо этого можно решать первые два уравнения системы (5) при постоянном значении  $N$  как систему обыкновенных дифференциальных уравнений в каждой точке  $\xi_1$  (интервал между соседними точками  $\xi_1$  и  $\xi_{1+1}$  выбирается, исходя из требуемой точности решения). Полученные на каждом интервале интегрирования значения  $n(\xi)$  используются для вычисления плотности ионов  $N$  путем построения интерполяционного полинома по точкам разбиения  $\xi_1$  и затем численного интегрирования его.

Зададим граничное условие в виде

$$G(\xi) = \begin{cases} \alpha_1 \xi, & 0 < \xi \leq \xi_1, \\ \alpha_1 \xi_1 - \alpha_2 (\xi - \xi_1), & \xi_1 < \xi, \end{cases}$$

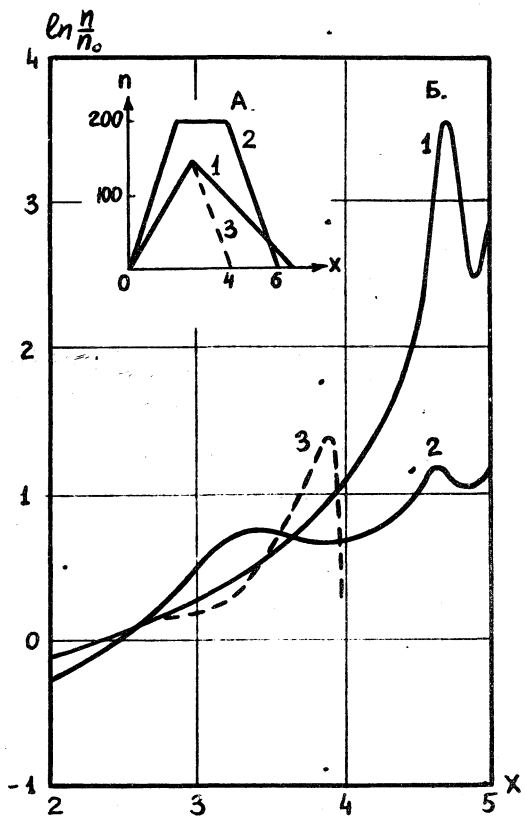
которому соответствует треугольной формы импульс инжектируемого тока с длительностью переднего фронта  $\xi_1$  и заднего  $\xi_1 \alpha_1 / \alpha_2$ , где безразмерная скорость изменения тока

$$\alpha_{1,2} = 2\pi e^2 \tau^3 n_0 / m_0 \gamma^3 t_{1,2} = I \tau^3 c^3 / \pi a^2 v_z t_{1,2} I_0,$$

$n_0$  и  $I$  - амплитудные значения плотности и тока СЭП,  $t_{1,2}$  - длительность переднего (1) и заднего (2) фронтов,  $I_0 = m_0 c^3 / e = 17$  кА.

На рис. 1 показано поведение плотности электронов, нормированной на  $n_0 = \alpha_1 \xi_1$ . Для сравнения показан характер изменения,

плотности электронов для трапецеидального и треугольного импульса с коротким задним фронтом. Как видно из рисунка, в первом случае наблюдается сильное сжатие пучка на заднем фронте, в то время



Р и с. 1. Сжатие сильноточного электронного пучка на заднем фронте импульса тока. А. Форма импульса в точке  $y = 0$ . Б. Динамика сжатия СЭП в точке  $y = 0,15$

как для остальных двух импульсов сжатие идет гораздо медленнее. Для трапецеидального импульса "эффективная" длительность переднего фронта оказалась слишком большой, чтобы уменьшение плотнос-

ти инжектируемого тока могло вызвать значительную силовую перекompенсацию, в то время как у треугольного импульса с коротким задним фронтом скорость спада тока превышала скорость сжатия пучка. Безразмерным параметрам треугольного импульса с компрессией  $n/n_0 \approx 10^3$ , показанного на рис. 1, соответствуют (согласно формулам (2) и (6):

при  $\gamma = 3$  и  $p = 0,2$  тор  $H_2$

$$t_1 = 7,5 \text{ нсек}, \quad t_2 = 11 \text{ нсек}, \quad j_0 = 1,2 \text{ кА/см}^2;$$

при  $\gamma = 5$  и  $p = 0,1$  тор  $H_2$

$$t_1 = 5 \text{ нсек}, \quad t_2 = 8 \text{ нсек}, \quad j_0 = 10 \text{ кА/см}^2,$$

что с учетом компрессии на три порядка дает плотности тока сжатого пучка от 1 до 10 МА/см<sup>2</sup>.

Авторы благодарят Г. И. Харламову за помощь в проведении численных расчетов.

Поступила в редакцию  
23 июня 1976 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. G. Yonas. Nucl. Fusion, 14, 731 (1974).
2. W. T. Link. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-14, 777 (1967).
3. J. Benford, B. Esker. Phys. Fluids, 15, 366 (1972).
4. А. В. Агафонов, А. Н. Лебедев. ЖТФ, 42, 1432, (1972).
5. А. В. Агафонов, А. Н. Лебедев. Письма в ЖТФ, 1, 40 (1975).