

ПО ПОВОДУ ИЗМЕРЕНИЙ СКОРОСТИ ФРОНТА
СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ГАЗЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

А. В. Агафонов, И. И. Догачев

УДК 537.533

Приведены результаты численных расчетов прохождения СЭП через газ, которые показали, что измеренные в экспериментах скорости фронта СЭП могут быть объяснены распадом пучка в радиальном направлении под действием сил пространственного заряда и характеристиками регистрирующей аппаратуры. Расчетные значения скорости фронта удовлетворительно согласуются с измеренными в различных экспериментах.

В последние годы появилось несколько теоретических моделей, объясняющих ускорение ионов в сильноточных электронных пучках (СЭП), проходящих через газ низкого давления, возникновением и перемещением продольной потенциальной ямы /1-3/. В ряде экспериментальных работ измерялась скорость фронта СЭП, которая затем сопоставлялась со скоростью ускоренных ионов. Опираясь интуитивно на модель ускорения ионов бегущей потенциальной ямой, предложенной Ростокером /1/, как наиболее очевидную и простую, везде в экспериментах под скоростью фронта СЭП понимали скорость перемещения виртуального катода. Однако, автоматическое перенесение выводов, следующих из одномерной модели, на экспериментальные условия привело к определенным несоответствиям. Во-первых, хорошо известно, что СЭП теряет большую часть своей энергии из-за разлета частиц в поперечном направлении под действием сил пространственного заряда. Во-вторых, измерение параметров СЭП сопряжено с рядом трудностей, которые обусловлены однократным режимом работы, высоким уровнем радиационных и электрических помех. Даже тщательная экранировка не в силах устранить последние. Учитывая это, измерения скорости фронта СЭП производятся по минимально возможному уровню сигнала, который может составлять 0,1-0,2 амплитудного значения для различных установок. Таким об-

разом, под скоростью фронта СЭП понимается скорость перемещения определенного, вообще говоря, произвольно выбранного уровня сигнала, превышающего уровень помех.

Все это указывает на необходимость учета поперечных эффектов. Рассмотрим цилиндрически симметричный СЭП с нулевым эмиттансом и однородной по радиусу плотностью. Будем предполагать, что плотность его в направлении распространения мало меняется на расстояниях порядка интересующих нас поперечных отклонений частиц от оси, что одновременно означает малость поперечной составляющей скорости v_{\perp} по сравнению с продольной v_z и малость продольных полей. Пренебрегая действием продольной составляющей электрического поля на динамику движения электронов, будем также считать, что продольная скорость электронов не зависит от радиуса и постоянна вдоль направления распространения. В автомоделном приближении /4,5/ динамика СЭП в ионизируемой среде описывается следующими уравнениями:

$$\text{уравнение непрерывности} \quad \frac{\partial n}{\partial x} + 2nv + \frac{\partial n}{\partial y} = 0,$$

$$\text{силовое уравнение} \quad \frac{\partial v}{\partial x} + v^2 + \frac{\partial v}{\partial y} = 0,$$

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

где использованы следующие безразмерные переменные:

$$x = \gamma^2 t / \tau, \quad y = \gamma^2 z / \tau v_z, \quad v = u \tau / \gamma^2,$$

$$n = 2\pi e^2 \tau^2 n_e / m_0 \gamma^7, \quad N = 2\pi e^2 \tau^2 n_i / m_0 \gamma^5,$$

τ - среднее время ионизации, n_e и n_i - объемные плотности электронов и ионов, γ - релятивистский фактор. Образующиеся ионы считаются неподвижными. Граничные и начальные условия имеют вид

$$n(x, 0) = G(x), \quad v(x, 0) = 0$$

и

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

Решить систему аналитически, за исключением нескольких частных случаев, не удастся. Поэтому решение системы искалось числен-

но, опираясь на выводы и физическую картину, следующую из одномерной задачи /4/.

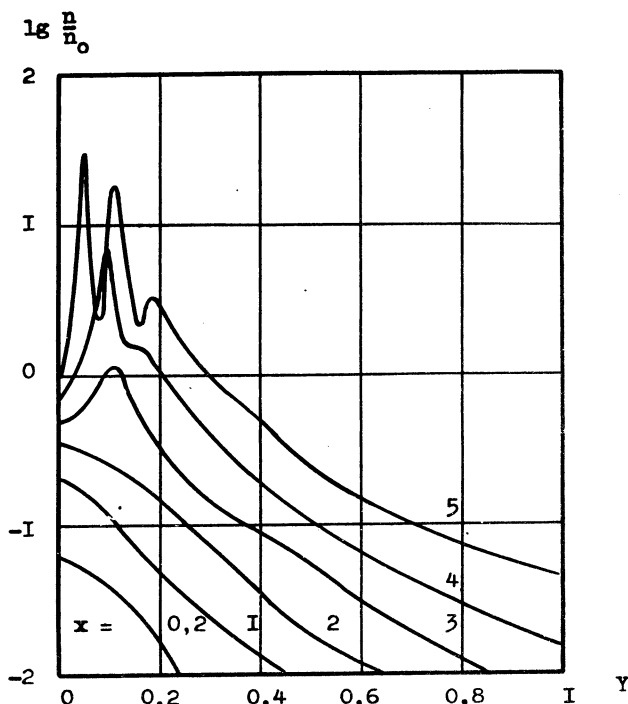
Введение новых переменных $\xi = x - u$ и $\eta = y$ позволяет преобразовать систему к виду, удобному для численного счета. Пределы изменения переменных были выбраны от нуля до пяти, что при пересчете на действительные времена и расстояния охватывает большую часть характерных времен и параметров СЭП для современных установок. На выбранном интервале времени $0 - \xi_0$ решалась система из двухсот пар обыкновенных дифференциальных уравнений, соответствующих разбиению интервала на двести частей. Для определенности ниже рассмотрен случай линейного фронта тока СЭП. Начальное условие задавалось в виде $n(\xi, 0) = \alpha \xi$, где безразмерная скорость нарастания тока СЭП определяется через размерные параметры следующим образом

$$\alpha = \frac{2\eta e^2}{m_0} \left(\frac{\tau}{\delta^2} \right)^3 \frac{n_A}{\tau_{\Phi}} = \frac{2I_A}{I_0 \tau_{\Phi}} \left(\frac{\tau c}{\delta^2} \right)^3 \frac{1}{a^2 v_z}$$

где n_A и I_A - амплитудные значения плотности электронов и тока, τ_{Φ} - длительность переднего фронта, a - радиус пучка в точке инжекции, $I_0 = m_0 c^3 / e \approx 17$ кА.

Результаты численного счета для $\alpha = 100$ приведены на рис.1 в виде распределения безразмерной плотности электронов, нормированной на величину $n_0 = n(\xi_0, 0)$, по продольной координате y для различных моментов времени. Из-за того, что пучок инжектируется с нулевой начальной расходимостью, он вначале слабо расходится в поперечном направлении и вблизи входного торца почти повторяет форму инжектируемого импульса тока. Начиная с момента времени $x > 2$, определяемого из условия $N = n$ на входном торце, величина коэффициента силовой компенсации превосходит 1 и продолжает увеличиваться со временем. Торцевая область при этом работает как ионная линза, фокусирующая сила которой увеличивается со временем до момента электростатической нейтрализации пучка, когда вторичные электроны перестают выходить из объема, занятого пучком. До момента достижения силовой компенсации плотность ионов максимальна вблизи входного торца. Из-за фокусировки пучка ионной линзой, начиная с момента $x \geq 2$, в некоторой точке его образуется кроссовер, в области которого плотность ионов растет

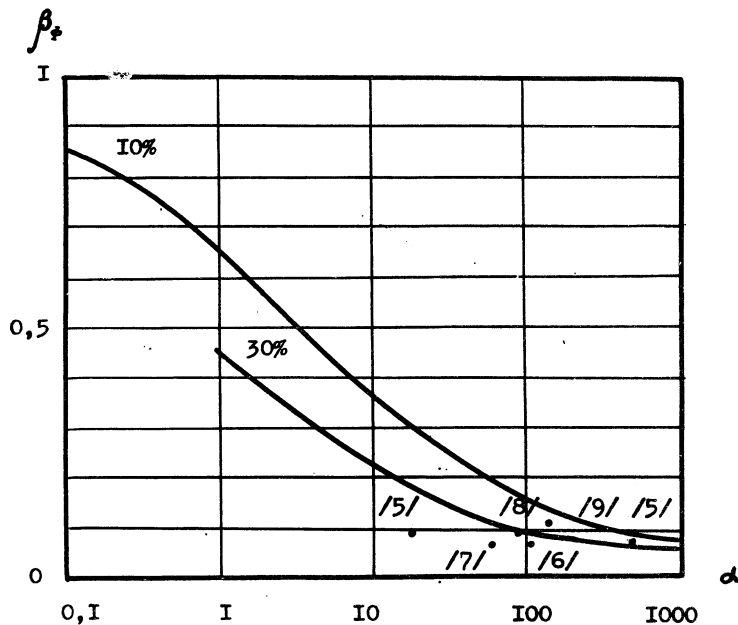
быстрее. Изменение фокусирующей силы линзы приводит к смещению кроссовера в сторону входного торца и соответственному перемещению максимума ионной плотности. Начиная с некоторого момента



Р и с.1. Пространственно-временная картина распространения электронного пучка в газе

времени $x \geq 3 \div 4$ пучок настолько сильно перефокусируется вблизи входного торца, что в нем возникает колебания плотности как в пространстве, так и во времени в данной точке пространства. Эти колебания были рассмотрены в работе /4/ для одномерного случая пучка с фронтом тока много большим размеров системы, но проявились также и в двумерном случае. Таким образом, учет поперечного движения электронов в полях СЭП и образованной им плазмы приводит к физической картине распространения пучка в газе, существенно отличающейся от рассмотренной в работах /1-3/.

Вернемся теперь к рассуждениям об определении скорости фронта. Как видно из рис.1 для разных уровней дискриминации сигнала скорость фронта различна. Предположим, что СЭП полностью запол-



Р и с.2. Зависимость среднего значения скорости фронта β_f от безразмерной скорости нарастания тока α для различных уровней дискриминации сигнала. Точками отмечены экспериментальные значения скоростей фронта

няет камеру радиуса R в точке инжекции. Текущий радиус СЭП a в некоторый момент времени x в точке y будет определяться из простых соображений непрерывности $a^2(x) = R^2 n(x_1)/n(x)$, где x_1 - момент времени выхода из анода электронов, достигших точки y в момент времени x . Тогда, до тех пор пока $n(x_1)/n(x) \geq 1$, соответственно величине плотности будет изменяться и величина тока.

На рис.2 приведены средние значения скорости фронта в зависимости от безразмерной скорости нарастания тока α для 10% и

30% уровня дискриминации. Цифрами на рис.2 отмечены экспериментальные значения скоростей фронта СЭП, наблюдавшихся в соответствующих работах. Хорошее согласие с экспериментом позволяет определить скорость фронта СЭП как скорость перемещения определенного уровня сигнала, обусловленного распадом пучка в поперечном направлении под действием сил пространственного заряда. Поэтому в реальных условиях надо с осторожностью сопоставлять скорость фронта со скоростью ускоренных ионов.

В основе рассмотренной модели лежит условие нерелятивистского поперечного движения электронов, которое позволило "развязать" поперечную и продольную динамику электронов. Можно показать, что условием нерелятивизма является $v_p \ll c/\gamma$. Для приведенных на рис.1 параметров СЭП средняя скорость сжатия пучка не превышала нескольких единиц 10^9 см/сек. Пренебрежение влиянием продольных полей на движение электронов приводит к требованию $\omega_p/c \ll 1$, где ω_p - плазменная частота пучка. Для рассмотренных в работе параметров это требование также выполняется. Это означает, что полученные результаты формально справедливы для присоевой области СЭП. Естественно, что в связи с отмеченными ограничениями в модели не описывается динамика внешней части СЭП с изменяющейся по радиусу плотностью.

Авторы благодарят Г. И. Харламову за проведение большого объема численных расчетов, а также А. А. Коломенского и А. Н. Лебедева за внимание, проявленное к работе и замечания.

Поступила в редакцию
8 июля 1975 г.

Л и т е р а т у р а

1. N. Rostoker. VII Intern. Conf. on High Energy Accelerators, Yerevan, 1969, p. 509.
2. С. Е. Росинский, А. А. Рухадзе, В. Г. Рухлин. Письма в ЖЭТФ, 14, 53 (1971).
3. J. Poukey, N. Rostoker. Plasma Phys., 13, 897 (1971).
4. А. В. Агафонов, А. Н. Лебедев. ЖТФ, 42, 1432 (1971).

5. B. Ecker, S. Putnam, D. Drickey. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-20, 301 (1973).
6. G. W. Kuswa, L. P. Bradley, G. Yonas. *ibid.*, p. 305.
7. J. Rander. Phys. Rev. Lett., 25, 893 (1970).
8. S. Graybill. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-19, 292, (1972).
9. А. А. Коломенский, В. М. Лихачев, И. В. Синильщикова, О. А. Смит. ЖЭТФ, 68, 51 (1975).
- Ю. А. В. Агафонов, А. Н. Лебедев. Письма в ЖТФ, 1, 40 (1975).