

УСКОРЕНИЕ ИОНОВ ПЕРЕМЕЩЕНИЕМ КРОССОВЕРА СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С ПРИМЕНЕНИЕМ "ГАЗОВОЙ" ЛИНЗЫ

А.В. Агафонов, А.А. Коломенский, И.Н. Логачев

В течение последних лет, было предложено несколько схем ускорения ионов с помощью сканирования сильноточных электронных пучков (СЭП) [1 - 3]. Наряду со схемами, где ионы ускоряются в направлении, перпендикулярном по отношению к направлению распространения СЭП, ускорение ионов возможно и при перемещении потенциальной ямы вдоль пучка [2]. Основной вопрос при этом заключается в том, как и чем перемещать эту яму, ибо для этого нужны внешние поля, сравнимые с полями СЭП и изменяющиеся с большой скоростью для обеспечения нужного темпа приращения энергии ионов.

В настоящей работе предлагается и рассматривается основанный на применении газовой линзы эффективный способ создания и перемещения кроссовера (перетяжки) СЭП, представляющего собой потенциальную яму. Известно, что при инжекции СЭП в нейтральный газ происходит ионизация газа. При этом вторичные электроны выбрасываются из пучка практически мгновенно за время порядка долей наносекунд под

действием сил пространственного заряда СЭП. Оставшиеся положительно заряженные ионы частично нейтрализуют заряд пучка, и после достижения определенной ионной плотности $n_i = n_e / \gamma_e^2$, где γ_e — релятивистский фактор электронов, пучок начинает сужаться. Соответственно изменяется угол сходимости пучка после прохождения газовой линзы. В результате этого происходит перемещение перетяжки в области ускорения ионов, энергия которых будет определяться как глубиной потенциальной ямы, так и темпом ее перемещения (рис. 1). Задавая давление газа в линзе, а также ее геометрию, можно добиться пужного синхронизма между движением потенциальной ямы и движением ионов. Таким образом, пучок "сам" будет создавать поля, необходимые для образования и перемещения перетяжки.

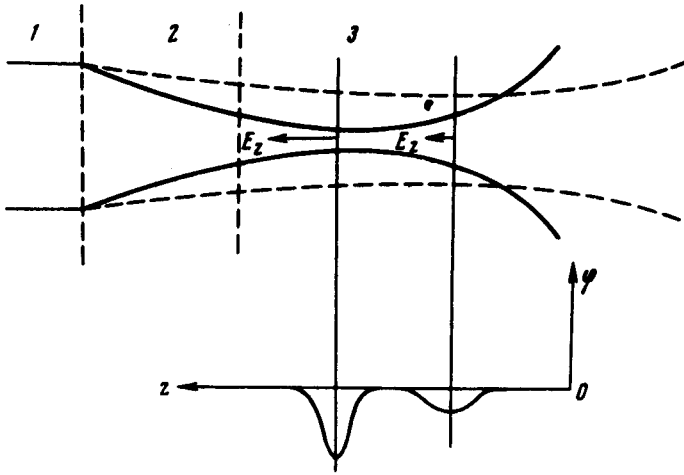


Рис. 1. Схема ускорения ионов с помощью линзы: 1 — электронный пучок, 2 — газовая линза, 3 — область ускорения

Пренебрежем действием продольной составляющей собственного поля однородного по сечению пучка E_z на динамику движения электронов, а также будем считать, что их скорость v_z постоянна вдоль направления распространения СЭП, и поперечное движение нерелятивистское. В автомодельном приближении [4] динамика СЭП в ионизуемой среде описывается следующими уравнениями:

$$\text{уравнение непрерывности} \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + 2u\rho + \frac{\partial \rho}{\partial x} = 0, \quad (1a)$$

$$\text{силовое уравнение} \quad \frac{\partial u}{\partial t} + u^2 + \frac{\partial u}{\partial x} = p - q, \quad (1b)$$

$$\text{уравнение рождения ионов} \quad \frac{\partial q}{\partial t} = p, \quad (1v)$$

где используются безразмерные переменные t', x, p, u, q

$$t = \frac{r}{\gamma_e^2} t', \quad z = \frac{r_z v_z}{\gamma_e^2} x, \quad n_e = \frac{2\gamma_e^7 m_e}{r^2 4\pi e^2} p, \quad v_r = \frac{\gamma_e^2}{r} u r, \quad n_i = \frac{2\gamma_e^5 m_e}{r^2 4\pi e^2} q \quad (2)$$

r — среднее время ионизации.

Рассмотрим медленное по сравнению со временем пролета электронов через линзу изменение параметров СЭП и среды, что определяется условиями не слишком быстрого перемещения перетяжки, чтобы не допустить выпадания ионов из потенциальной ямы. Это приводит к следующему ограничению на параметры пучка и газовой линзы $r/\gamma_e^2 \gg z_0/v_z$, где z_0 — продольный размер линзы. При этом временной масштаб процесса перемещения перетяжки заключен в довольно жесткие рамки. С одной стороны он ограничен моментом времени r/γ_e^2 , когда начинается сжатие пучка и перемещение перетяжки. С другой стороны — временем пробоя газа τ , когда обратный ток препятствует сжатию пучка.

Перемещение перетяжки и ускорение ионов происходит вне газовой линзы (в вакууме). Решение системы (1) позволяет найти изменение параметров пучка (α_0 — угловую сходимости, r_0 — радиус) во времени на границе с областью ускорения. Воспользовавшись полученными значениями $\alpha_0(t)$ и $r_0(t)$ и соотношениями для огибающей пучка в вакууме [5], можно вычислить значения продольных ускоряющих полей в перетяжке для различных моментов времени

$$E_z(\eta_0) = \frac{60I}{r_0 \sqrt{A}} e^{\eta_H^2} \frac{\eta_k}{\eta_H} \int d\eta e^{-\eta^2} \left\{ \frac{F(\eta) - F(\eta_0)}{\sqrt{[F(\eta) - F(\eta_0)]^2}} \frac{F(\eta) - F(\eta_0)}{\sqrt{[F(\eta) - F(\eta_0)]^2 + A e^{2\eta^2}}} \right\}, \quad (3)$$

где $F(\eta) = \int_0^\eta e^{t^2} dt$, $A = 6 \cdot 10^{-5} I / \gamma_e^3$, $\eta^2 = a^2 / 4A$.

Расчеты показывают, что, несмотря на уменьшение радиуса пучка r_0 , одновременно растет угловая сходимости α_0 . Это ведет к изменению со временем размеров потенциальной ямы (ее глубины и радиуса), т. е. продольные ускоряющие поля в перетяжке имеют вид

$$E_z = \epsilon(t) [z - z_c(t)] \quad (4)$$

$z_c(t)$ — координата кроссовера. Начиная с того момента времени, когда перетяжка начинает перемещаться к газовой линзе, коэффициент $\epsilon(t)$ монотонно растет и хорошо аппроксимируется функцией вида dk^f , где d и k — постоянные, которые определяются параметрами пучка и газовой линзы, $f = \gamma_e^2(t/r)$. Перемещение перетяжки в сторону газовой линзы происходит с ускорением, причем область равноускоренного движения определяется параметрами пучка и газовой линзы. Изменяя свойства газовой линзы вдоль ее оси, например, введением градиента давления, можно менять размеры этой области.

Для оценки предельных энергий ускоренных ионов и выбора режима перемещения перетяжки необходимо рассмотреть движение иона в полях вида (4). Анализируя движение ионов и считая, что ион выпадает из синхронизма с движущейся потенциальной ямой, если его траектория пересекает ее заднюю границу, можно получить область допустимых начальных положений и скоростей ионов. На рис. 2 представлена зависимость возможного ускорения, с которым перемещается перетяжка, от начальных положений и скоростей ускоряемых ионов. Например, для электронных пучков с токами $\sim 100 \text{ ка}$, $\gamma_e \sim 5$ энергия ускоренных ионов порядка нескольких десятков Мэв . Этой энергии соответствует характерное время ионизации $\tau = 5 \text{ нсек}$. Добиться таких времен можно, заполняя линзу Xe при давлении $0,1 \text{ тор}$, либо $\text{N}_2 - 0,25 \text{ тор}$.

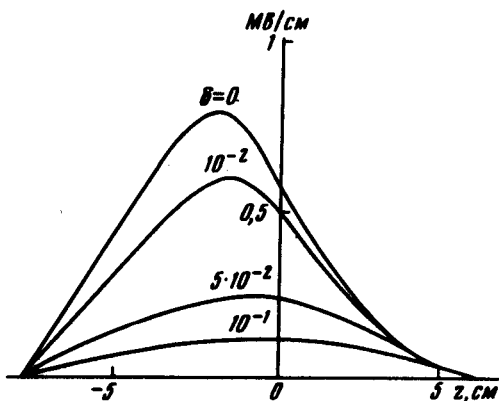


Рис. 2. Зависимость темпа ускорения перетяжки от начальных параметров ионов ($\delta = v_{i_0} / c$)

Выполненные выше расчеты были сделаны для протонов. Следует отметить, что предлагаемый метод предпочтителен для ускорения тяжелых ионов, так как это требует меньших давлений газа в линзе из-за малой скорости перемещения перетяжки, и уменьшается вероятность ее пробоя. Данный метод применим для ускорения ионов в широком диапазоне v/m до энергий \sim десятков Мэв/пучлон , прост в осуществлении и настройке и не требует сложного экспериментального оборудования.

В заключение авторы выражают свою благодарность Г.И.Харламовой и Н.В.Шахраю за помощь в проведении численных расчетов.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18 сентября 1975 г.

Литература

- [1] А.А.Коломенский, И.И.Логачев. Труды II Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, 1, 204, Москва, 1972. Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям, Москва, 1974.

- [2] А.А.Коломенский, И.И.Логачев. Труды Симпозиума по коллективным методам ускорения, 119, Дубна, 1972.
- [3] С.Л.Олсон. Particle Accelerators , 6, 107, 1975.
- [4] А.В.Агафонов, А.Н.Лебедев. ЖТФ, 42, 1432, 1972.
- [5] Д.Р.Пирс. Теория и расчет электронных пучков. М., 1956.
-