

04;10

Влияние процесса ионизации на фокусировку релятивистского электронного пучка газоплазменной линзой

© С.В. Виноградов, С.И. Кудашкин, М.Г. Никулин

Московский радиотехнический институт РАН,
113519 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 22 апреля 1996 г. В окончательной редакции 17 июля 1996 г.)

Проведено численное моделирование процессов, протекающих в плазменной линзе в условиях, когда существенное влияние на фокусировку релятивистского электронного пучка оказывает ионизация остаточного газа в области линзы самим пучком. Для расчета использовалась параксиальная азимутально-симметричная кинетическая 1.5-мерная электростатическая модель, учитывающая наработку плазмы, разлет плазменных электронов из области пучка и стягивание ионов к его оси. Рассмотрена динамика образования фокального пятна, определены его размеры и положение в зависимости от времени при различных значениях давления газа, начальной плотности плазмы и энергии электронов пучка.

Введение

Релятивистские электронные пучки (РЭП) находят в последнее время многочисленные приложения в современных технологиях и фундаментальных физических исследованиях. В связи с этим интенсивно развиваются новые методы получения, формирования, фокусировки и ускорения таких пучков.

Важной особенностью релятивистских электронных пучков является их способность к фокусировке собственным азимутальным магнитным полем. При транспортировке РЭП в вакууме в продольном магнитном поле самофокусировка пучка позволяет увеличить его ток при заданном внешнем поле или уменьшить магнитное поле при фиксированном токе. Релятивистское увеличение массы частиц приводит к снижению инкрементов неустойчивостей РЭП.

Для поперечной фокусировки релятивистского электронного пучка может использоваться также плазменный канал, созданный самим пучком или внешним источником. При распространении пучка по такому каналу легкие плазменные электроны выталкиваются отрицательным пространственным зарядом головной части пучка, а оставшиеся на месте значительно более тяжелые положительно заряженные ионы, компенсируя частично или полностью пространственный заряд пучка, совместно с собственным магнитным полем пучка обеспечивают его транспортировку в так называемом "режиме ионной фокусировки" [1].

Существенное преимущество ионной фокусировки по сравнению с традиционной для ускорителей фокусировкой продольным магнитным полем состоит прежде всего в том, что максимальные фокусирующие поля достигаются в области пучка, а не внешних проводников, что снижает механические нагрузки на конструкцию ускорителя. Кроме того, такой способ фокусировки обладает меньшей чувствительностью фокусирующей силы, пропорциональной $1/\sqrt{\gamma}$, к релятивистскому фактору частиц γ по сравнению с традиционным способом фоку-

сировки внешним магнитным полем, при котором сила фокусировки пропорциональна $1/\gamma$.

Эксперименты по транспортировке релятивистских электронных пучков в различных газах в режиме фокусировки на расстояниях порядка нескольких бетатронных длин показывают, что наиболее эффективно транспортировку удастся осуществить в области средних давлений $p \sim 1 \text{ Torr}$. При более низких давлениях распространению РЭП препятствует пучково-плазменная неустойчивость, приводящая к потере энергии и рассеянию пучка, при более высоких — резистивная шланговая неустойчивость, вызывающая отклонение пучка от оси.

Если протяженность плазменного образования не превышает четверти длины волны бетатронных колебаний электронов пучка, то оно по сути представляет собой "плазменную линзу" [12], которую можно использовать для фокусировки РЭП в определенной точке, например на мишени в экспериментах по физике высоких энергий или в электронно-лучевых технологиях.

При достаточно высоких значениях длительности пучка и давления газа в объеме, где создавалась плазменная линза, заметное влияние на фокусирующие свойства линзы может оказывать ударная ионизация остаточного газа самим пучком. Так, для электронного пучка с релятивистским фактором γ и длительностью τ (ns) в газе с давлением p (Torr) ионизация фонового газа пучком должна заметно сказываться на работе плазменной линзы при условии

$$\alpha_i \equiv \tau \gamma^2 p / g \gg 1, \quad (1)$$

где $g \simeq 1-10$ (Torr · ns) — размерный коэффициент, зависящий от сорта газа.

В случае достаточно высоких значений параметра α_i возможна фокусировка пучка и без предварительной ионизации газа в канале транспортировки. Линзу, работающую в таком режиме, можно назвать "газоплазменной".

Плазменные фокусирующие линзы особенно интенсивно изучаются в последние годы в связи с проблемой получения пучков заряженных частиц предельно высокой

плотности для исследований в области физики высоких энергий. Построены теоретические модели фокусировки пучков заряженных частиц в плазменной линзе в различных режимах: в короткой линзе с плотной [2] и редкой [3] по отношению к пучку плазмой, в толстой линзе с адиабатической фокусировкой в плазме различной плотности [4]. Проведены прямые экспериментальные наблюдения фокусировки пучков электронов [5] и тяжелых ионов [6]. Разрабатываются методы создания плазменных каналов специально для использования их в качестве плазменных линз [7].

В предлагаемой работе впервые проводится численное моделирование процессов, происходящих в плазменной линзе в условиях, когда существенное влияние на фокусировку РЭП оказывает ионизация остаточного газа в области линзы самим пучком. Для расчетов используется параксиальная азимутально-симметричная кинетическая 1.5-мерная электростатическая модель, учитывающая наработку плазмы пучком, разлет плазменных электронов из области пучка и стягивание ионов к его оси. Рассмотрена динамика образования фокального пятна, определены его размеры и положение в зависимости от времени при различных значениях давления газа, начальной плотности плазмы и энергии электронов пучка. Краткое изложение полученных результатов дано в [8].

Постановка задачи

Рассматривается электронный пучок радиуса $a = 1 \text{ см}$ с однородной в сечении $z = 0$ плотностью $n_{b0} = 10^9 \text{ см}^{-3}$, релятивистским фактором $\gamma_b = 10-100$ и длительностью $\tau = 100 \text{ ns}$, инжектируемый в цилиндрическую камеру длиной $L = 400 \text{ см}$ и радиусом $b = 2 \text{ см}$, заполненную водородом ($g \simeq 5 \text{ Torr} \cdot \text{нс}$) с давлением $p = 10^{-2}-1 \text{ Torr}$. В камере может быть предварительно создана однородная плазма с плотностью n_e .

Предполагается, что электроны плазмы, попавшие на стенку камеры в результате выталкивания их электрическим полем отрицательного заряда пучка, поглощаются на стенке. То же происходит с электронами головной части пучка, пока степень компенсации его пространственного заряда ионами плазмы не достигнет значения $1/\gamma_b^2$ (электростатическая эрозия импульса тока). Магнитной эрозией пучка, обусловленной обратным плазменным током на фронте импульса РЭП, пренебрегается в предположении, что плазменный ток затухает достаточно быстро. Формально это означает выполнение неравенства

$$(4\pi\sigma a)^2 \ll c^2, \quad (2)$$

где σ — проводимость ионизованного газа, c — скорость света, что вполне реально в рассматриваемых условиях. Действительно, подставляя в (2) $4\pi\sigma = \omega_e^2/\nu_{en}$, где $\omega_e^2 = 4\pi e^2 n_e/m$, $-e$ и m — заряд и масса покоя электрона, а $\nu_{en} (\text{нс}) = 5 \cdot 10^9 p (\text{Torr})$ — частота столкновений плазменных электронов с нейтралами в слабоионизованной плазме линзы, убеждаемся в справедливости

нервенства (2) при выбранных значениях параметров задачи.

Релятивистские электроны пучка производят ионизацию газа в объеме линзы, увеличивая плотность плазмы. Считается, что вторичные электроны имеют энергию $E_\delta = 20 \text{ eV}$, близкую к средней энергии δ -электронов, а их импульс направлен радиально. Рождающиеся в паре с δ -электронами ионы принимаются неподвижными в начальный момент. Ввиду низкой плотности газа и малой протяженности линзы пренебрегается рассеянием и потерей энергии частиц пучка в газе.

В перечисленных выше предположениях поведение системы описывается следующими уравнениями:

$$\gamma_\alpha m_\alpha \frac{\partial v_\alpha}{\partial t} = q_\alpha (E_r - \beta_z B_\varphi), \quad (3)$$

$$E_r = -\frac{4\pi e}{r} \int_0^r (n_b + n_e - n_i) r dr, \quad (4)$$

$$B_\varphi = -\frac{4\pi e}{r} \beta_z \int_0^r n_b r dr, \quad (5)$$

$$\frac{\partial n_{e,i}}{\partial t} = \nu_i n_b. \quad (6)$$

Здесь γ_α , m_α , v_α , n_α — релятивистский фактор, масса покоя, радиальная скорость и плотность частиц сорта α ; индекс α принимает значения b , e и i соответственно для электронов пучка, плазмы и ионов; $\beta_\alpha = v_\alpha/c$, E_r и B_φ — радиальное электрическое и азимутальное магнитное поля, создаваемые частицами пучка и плазмы; ν_i — частота ионизации газа релятивистскими электронами пучка

$$\nu_i (\text{s}^{-1}) = 1.7 \cdot 10^9 p (\text{Torr}) \cdot v_b/c. \quad (7)$$

Данная система уравнений решалась численно с использованием кода из работы [9], модифицированного для цилиндрической геометрии. Применяется метод крупных частиц [10], представлявших собой тонкие цилиндрические трубки, длина которых составляла $\Delta z = \beta_z c \Delta t$, где Δt — шаг по времени. Сила, действующая на данную крупную частицу со стороны остальных частиц, находилась прямым суммированием (метод "частица-частица"). В безразмерных переменных модельная система уравнений имела вид

$$\Delta r_{i\alpha} = v_{i\alpha} \Delta t, \quad (8)$$

$$\Delta v_{i\alpha} = a_{i\alpha} \Delta t, \quad (9)$$

$$\gamma_\alpha m_\alpha a_{i\alpha} = q_\alpha (E_{i\alpha} - \beta_\alpha B_{i\alpha}), \quad (10)$$

$$E_{i\alpha} = \frac{2}{r_{i\alpha}} \sum_j \sum_{\substack{k \\ r_{kj} < r_{i\alpha}}} ' q_{kj}, \quad (11)$$

$$B_{i\alpha} = \frac{2}{r_{i\alpha}} \sum_j \beta_j \sum_{\substack{k \\ r_{kj} < r_{i\alpha}}} ' q_{kj}. \quad (12)$$

Здесь в качестве нормировок использовались следующие величины: $[r] = a$, $[z] = \Delta z$, $[m] = m_e$, $[t] = \omega_b^{-1} = (m_e/4\pi e^2 n_{b0})^{1/2}$, $[q] = 2I\Delta t(I\Delta t/e\gamma_b)^{1/2}/N$, где $I = \pi a^2 n_{b0} e \beta_z c$ — ток пучка на входе в плазменную линзу, N — число крупных частиц — электронов пучка в слое Δz , являющееся расчетным параметром; штрих означает исключение из суммирования i -й частицы компоненты α .

Результаты и обсуждение

По результатам расчета положения частиц пучка и плазмы определялись две величины, характеризующие фокусирующие свойства газоплазменной линзы: радиус фокуса R_f и его положение Z_f (фокусное расстояние) в зависимости от времени t . Под фокусом понималось такое сечение пучка, в котором его радиус R_f , определенный по содержанию 80% частиц данного сечения, был

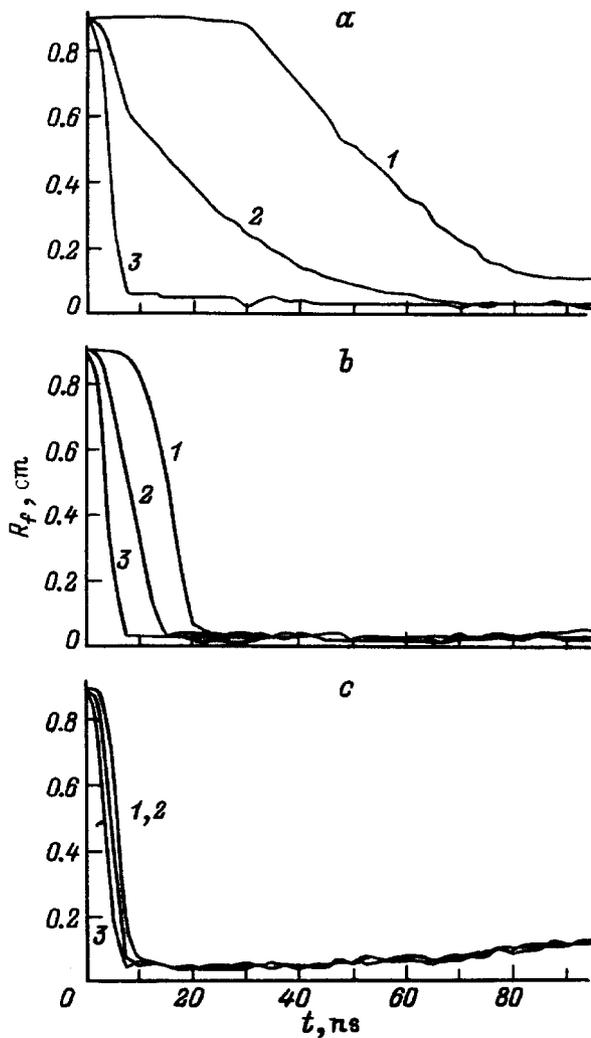


Рис. 1. Радиус фокального пятна R_f в зависимости от времени t . Плотность пучка на входе $n_{b0} = 10^9 \text{ см}^{-3}$. Давление газа p , Торр: a — 0.1, b — 0.3, c — 1. Относительная начальная плотность плазмы n_{e0}/n_{b0} : 1 — 0; 2 — 0.3; 3 — 1.

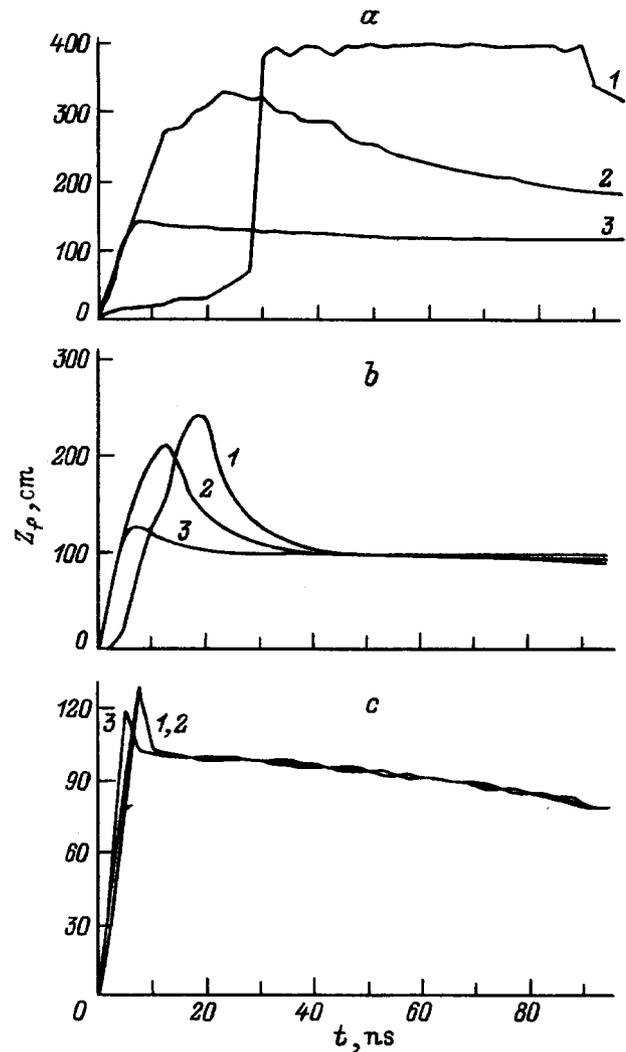


Рис. 2. Фокусное расстояние Z_f в зависимости от времени t . Условия и обозначения те же, что и на рис. 1.

минимальным в момент времени t . Определялись также плотности электронов и ионов плазмы по отношению к плотности пучка на оси канала в зависимости от координаты в различные моменты времени. Последние величины характеризуют процесс формирования плазменной линзы при вылете электронов плазмы из канала и наработку плазмы за счет ионизации остаточного газа в камере.

На рис. 1, 2 показана динамика формирования фокуса пучка с $\gamma_b = 10$ при различных значениях давления газа p и плотности предварительно созданного плазменного канала n_{e0} . При низком давлении газа $p = 0.01 \text{ Торр}$ ($\alpha_i \approx 20$; рис. 1, a , 2, a) в отсутствие предварительной ионизации (кривые 1) ярко выраженный фокус с радиусом 0.1 см формируется за счет ионизации газа пучком и выталкивания плазменных электронов только к 90-й пс, т.е. к концу импульса, на расстоянии около 300 см от начала линзы. При предварительном создании

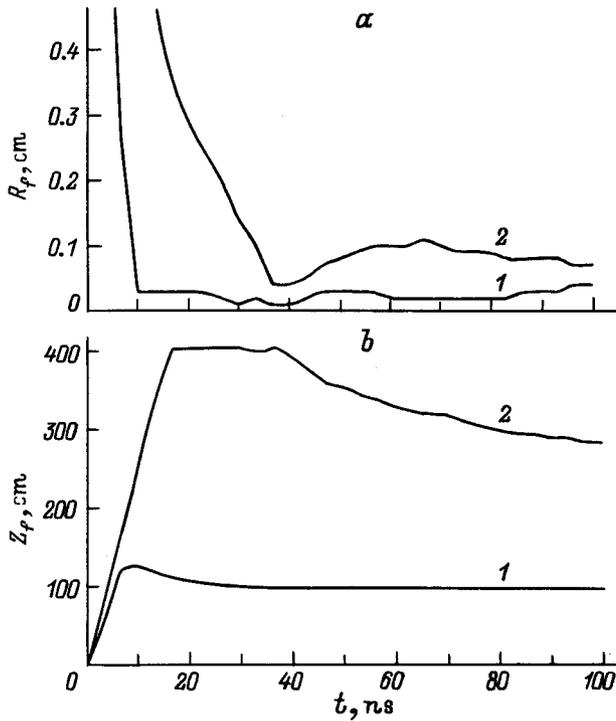


Рис. 3. Радиус фокального пятна R_f (a) и фокусное расстояние Z_f (b) в зависимости от времени t . Плотность пучка на входе $n_{b0} = 10^9 \text{ см}^{-3}$, давление газа $p = 0.1 \text{ Торг}$.

плазменного канала с плотностью $n_{e0} = 0.3n_{b0}$ (кривые 2) фокальное пятно минимального размера около 0.03 см формируется к 70-й ns примерно на расстоянии 200 см и затем движется к инжектору. Наконец, при $n_{e0} = n_{b0}$ (кривые 3) фокус минимального радиуса 0.03 см формируется уже к 7-й ns на расстоянии около 130 см и за остальное время смещается навстречу пучку лишь на 20 см .

При давлении газа в камере $p = 0.1 \text{ Торг}$ ($\alpha_i \approx 200$, рис. 1, b, 2, b) в зависимости от степени предварительной ионизации канала к 20-, 15- или 7-й ns соответственно для $n_{e0}/n_{b0} = 0, 0.3, 1$ образуется фокус с радиусом около 0.03 см , который смещается к инжектору в течение примерно 20 ns , останавливаясь затем на расстоянии 100 см от входа линзы. Радиус фокального пятна в этом случае испытывает колебания на частоте $\omega \approx \omega_b \gamma_b^{-1/2}$, амплитуда которых за время импульса достигает значения порядка радиуса пятна.

При давлении газа $p = 1 \text{ Торг}$ ($\alpha_i \approx 2000$; рис. 1, c, 2, c) практически независимо от степени предварительной ионизации канала к 10-й ns образуется фокус размером около 0.05 см на расстоянии 90 см , который смещается к инжектору со скоростью не более 0.1 см/ns . Радиус фокального пятна, однако, в этом случае медленно растет, достигая к концу импульса утроенного минимального значения.

Анализ рис. 1, 2 показывает, что для рассмотренных значений параметров системы фокальное пятно мини-

мального размера при достаточно коротком фокусном расстоянии с минимальной эрозией головной части пучка в достаточно стабильном режиме получается при создании плазменной линзы с плотностью плазмы, равной плотности пучка, в газе с давлением $p = 0.1 \text{ Торг}$ (рис. 1, b, 2, b, кривые 3). Для этого случая выяснялась зависимость характеристик плазменной линзы от релятивистского фактора электронов пучка γ_b . Из рис. 3, где даны зависимости R_f (a) и Z_f (b) от времени t для различных значений γ_b при $p = 0.1 \text{ Торг}$ и $n_{e0}/n_{b0} = 1$, видно, что, как и отмечалось во Введении, с увеличением γ_b от 10 (кривая 1) до 100 (кривая 2) фокусное расстояние линзы растет пропорционально $\sqrt{\gamma_b}$, т.е. примерно в 3 раза, однако вместе с тем возрастает в несколько раз и размер фокального пятна.

Исследование поведения плазмы в процессе прохождения РЭП в объеме газоплазменной линзы показало следующее. Со временем происходит накопление ионной компоненты вблизи входа линзы, где плотность пучка постоянна. По мере приближения к фокусу, где плотность пучка максимальна, отношение плотностей ионов и пучковых электронов быстро падает, достигая глубокого минимума в фокусе линзы. Происходит также накопление электронов со временем, но их относительная к пучку плотность всегда меньше той же величины для ионов, поскольку плазменные электроны частично вылетают из системы под действием пространственного заряда пучка.

Заключение

Таким образом, в работе проведено численное моделирование процессов, протекающих при фокусировке релятивистского электронного пучка плазменной линзой в условиях, когда существенное влияние на фокусировку РЭП оказывает ионизация остаточного газа в области линзы самим пучком. Для расчетов использовалась параксиальная азимутально-симметричная кинетическая 1.5-мерная электростатическая модель, учитывающая наработку плазмы, разлет плазменных электронов из области пучка и стягивание ионов к его оси. Рассмотрена динамика образования фокального пятна, определены его размеры и положение в зависимости от времени при различных значениях давления газа, степени его ионизации, энергии электронов пучка.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что ионизация остаточного газа электронным пучком в объеме плазменной линзы при определенных условиях существенно влияет на ее фокусирующие свойства. Это следует учитывать при теоретических расчетах, а также при постановке и проведении эксперимента.

Авторы выражают благодарность проф. А.М. Сесслеру за обсуждение проблемы фокусировки пучков заряженных частиц плазменной линзой, стимулировавшее выполнение данной работы.

Список литературы

- [1] *Briggs R.J., Clark J.C., Fessenden T.J.* et al. // Proc. II Intern. Topical Conf. on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology. Ithaca: Cornell U.P., 1977. Vol. 1. P. 319–322.
- [2] *Chen P.* // Part. Accel. 1987. Vol. 20. N 3–4. P. 171–182.
- [3] *Chen P., Rajagopalan S., Rosenzweig J.B.* // Phys. Rev. D. 1989. Vol. 40. N 3. P. 923–926.
- [4] *Chen P., Oide K., Sessler A.M., Yu. S.S.* // Phys. Rev. Lett. 1990. Vol. 64. N 11. P. 1231–1234.
- [5] *Nakanishi H., Yoshida Y., Ueda T.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1991. Vol. 66. N 14. P. 1870–1873.
- [6] *Stetter M., Kumpf C., Neuner U.* et al. // Proc. IV European Particle Accelerator Conf. London, 1994. P. 285–287.
- [7] *Leemans W., van der Geer B., de Loos M.* et al. // Proc. IV European Particle Accelerator Conf. London, 1994. P. 831–833.
- [8] *Kudashkin S.I., Nikulin M.G., Vinogradov S.V.* // Proc. XXII Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Hoboken (USA), 1995. Vol. 4. P. 13–14.
- [9] *Nikulin M.G., Vinogradov S.V.* // Proc. XIV IEEE Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Santa Fe, 1990. P. 742–747.
- [10] *Хокни Р., Иствуд Дж.* Численное моделирование методом частиц. М.: Мир, 1987. 640 с.