

04;10

О возможности уменьшения эффективного эмиттанса компенсированных ионных пучков

© С.Ю. Удовиченко

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.Е. Ефремова, 189631 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 11 ноября 1996 г.)

Определены условия, при которых стационарные состояния квазинейтральной пучковой плазмы, образованной при транспортировке ионных пучков в газовой среде, являются автомодельными. При этом учитывается самосогласованное радиальное распределение плотности пучка и плазмы. В найденных условиях радиальное электрическое поле пучково-плазменной системы линейно и возможна транспортировка пучков без нелинейного искажения их фазовых характеристик и увеличения эффективного эмиттанса.

Введение

При транспортировке ионного пучка в газе, натекающем в инжектор из плазменного источника, происходит накопление вторичных заряженных частиц, образованных при ионизации пучком нейтральных атомов. В зависимости от параметров образованной пучково-плазменной системы объемный заряд быстрых ионов будет частично или полностью скомпенсирован. Результирующее пучково-плазменное поле может оказывать влияние на динамику прецизионных пучков в инжекторных устройствах.

Стационарное электрическое поле для полностью скомпенсированных по заряду ионных пучков в разреженной и плотной газовой среде получено в работах [1–3], а для декомпенсированных пучков определено в [4].

В работах [3,5,6] с помощью численного моделирования исследовано влияние найденного стационарного электрического поля квазинейтральной системы пучок–плазма на динамику прецизионного ионного пучка с малым фазовым объемом и малой угловой расходимостью. Показано, что при транспортировке пучка через "плазменную линзу" его фазовый объем претерпевает нелинейные искажения и его эффективный эмиттанс существенно растет. В зависимости от выбора параметров "плазменной линзы" можно получить из расходящегося пучка сходящийся и наоборот. Полученные результаты применяются для оптимизации параметров прецизионных пучков с целью согласования инжекторных устройств с высокочастотным ускорителем и при транспортировке пучков в газовой среде на большое расстояние.

Причиной искажения фазового объема пучка и увеличения тем самым его эффективного эмиттанса является нелинейность сил результирующего электрического поля квазинейтральной или заряженной пучковой плазмы. При наличии плазменной среды самосогласованное движение частиц пучка происходит в поле недокомпенсированного объемного заряда, создаваемого самыми быстрыми частицами и вторичными заряженными частицами. В работах [1–3] при определении электрического поля

пучковой плазмы предполагалось несамосогласованное движение частиц пучка, так как использовалось приближение заданного профиля его плотности. Такое приближение может оказаться не автомодельным, и движение пучка будет происходить под действием нелинейных сил электрического поля.

В работе [7] показана возможность автомодельного расплывания компенсированного пучка положительных ионов под действием линейных сил электрического поля пучковой плазмы. В этом случае радиальное расплывание пучка происходит так, что каждое новое состояние пучка является функцией только времени, но не предыдущего состояния, т.е. будет автомодельным. Однако используемое в [7] приближение самосогласованного профиля плотности пучка и заданного профиля плотности плазмы является достаточно грубым и приводит к двум результатам, противоречащим экспериментальным данным. В условиях сильного превышения плотности ионной и электронной компонент плазмы n_i и n_e над плотностью пучка n_b^+ получено решение для перепада потенциала на радиусе пучка $\Delta\varphi = (n_b^+/n_e)T_e/e$, где T_e — температура электронов плазмы. Экспериментальное же значение близко к положительному перепаду амбиполярного потенциала квазинейтральной плазмы ($n_e \approx n_i \gg n_b^+$): $\Delta\varphi \leq T_e/e$. Согласно решению уравнения для самосогласованного потенциала электрического поля пучковой плазмы, приведенного в [7], следует, что перепад потенциала в объеме пучка отрицательных ионов будет отрицательным. Хорошо известно, что в условиях плотного газа этот перепад потенциала положителен и по порядку величины совпадает с перепадом потенциала в случае пучка положительных ионов [8]. Причина некорректности приближения заключается в том, что сделано предположение о невозмущении медленных вторичных ионов электрическим полем пучковой плазмы. Как будет показано, профиль плотности ионов плазмы существенно влияет на выбор автомодельного решения. Кроме того, в проведенном рассмотрении плотность вторичных электронов является заданным параметром и механизм образования плазмы не определен.

Целью данной работы является определение условий линейности электрического поля (автомодельности состояний) квазинейтральной пучковой плазмы, когда возможно уменьшение эффективного эмиттанта ионных пучков. При этом используется приближение самосогласованного профиля плотности пучка и плазмы. Рассматривается широкий диапазон изменения давления газа, когда созданная пучком плазма может быть столкновительной или бесстолкновительной. Наряду с пучками положительных ионов исследуются автомодельные состояния пучков отрицательных ионов.

Автомодельное состояние плотной пучковой плазмы

Рассмотрим плазму, образованную пучком при ионизации плотной газовой среды, в которой длина свободного пробега медленного иона относительно упругих столкновений с нейтральными атомами меньше радиального размера ионпровода ($\lambda_{i0} < R$). Для определения пространственной структуры столкновительной плазмы и ее амбиполярного поля необходимо использовать систему гидродинамических уравнений движения и непрерывности медленных заряженных частиц, а также уравнение баланса энергии плазменных электронов. Такая замкнутая система уравнений рассматривалась в [1] для случая достаточно плотной плазмы ($n_e, n_i \gg n_b^\pm$). В уравнение амбиполярной диффузии, получаемое из уравнений непрерывности и движения компонент плазмы, электрическое поле явно не входит. Таким образом, задача разделяется. При определении профиля плотности плазмы граничное условие на потенциал оказывается ненужным.

По аналогии с [7] будем считать, что автомодельному состоянию пучка положительных и отрицательных ионов удовлетворяет параболическое радиальное распределение плотности быстрых частиц: $n_b^\pm(\xi) = n_b^\pm(0)(1 - C\xi^2)$, где $\xi = r/r_b$; r_b — радиус цилиндрического пучка, C — некоторая постоянная. Это распределение плотности пучка используем для описания источника образования частиц плазмы, входящего в уравнение амбиполярной диффузии [1],

$$\frac{1}{\xi} \frac{d}{d\xi} \left[\xi D_A \frac{dn_i}{d\xi} \right] = -\nu_H n_b^\pm(\xi) r_b^2, \quad (1)$$

где $D_A = 2T_e/m_i\nu_{i0}$, ν_{i0} — частота упругих столкновений медленных ионов с атомами газа, $\nu_H = \sigma_i n_g v_b$ — частота образования частиц плазмы, σ_i — сечение ионизации ионом пучка атома газа, v_b — скорость пучка.

Решение уравнения (1) имеет вид

$$n_i(\xi \leq 1) = n_i(1) + an_b^\pm(0) \left[1 - \frac{C}{4} - \xi^2 \left(1 - \frac{C\xi^2}{4} \right) \right],$$

$$n_i(\xi \geq 1) = n_w - 2an_b^\pm(0) \ln(r/R), \quad (2)$$

где $n_i(1) = n_w + 2an_b^\pm(0) \ln(R/r_b)$; $n_w = (1 - C/2) \times \nu_H r_b^2 n_b^\pm(0) / 2Rv_s$ — граничная плотность квазиней-

тральной плазмы; $a = \nu_H r_b^2 / 4D_A$; R — радиус кожуха, на котором плазма рекомбинирует; $v_s = (T_e/m_i)^{1/2}$ — скорость ионного звука.

При определении эффективного граничного условия для квазинейтральной плазмы на границе заряженного слоя у непроводящего кожуха считалось, что в объеме плазмы выполняется диффузионный режим, а заряженный слой является бесстолкновительным. В случае столкновительного заряженного слоя необходимо использовать соответствующее граничное условие [1].

Уравнение для самосогласованного потенциала электрического поля пучковой плазмы при больцмановском распределении вторичных электронов запишем в следующем виде:

$$\frac{1}{\xi} \frac{d}{d\xi} \xi \frac{d\varphi}{d\xi} = -\frac{A}{n_b^\pm(0)} \times [n_i(\xi) \pm n_b^\pm(\xi) - n_e(1) \exp(e\varphi/T_e)], \quad (3)$$

где $A = 4\pi en_b^\pm(0)r_b^2$.

Условие равенства плотностей компонент невозможной плазмы достигается при $\xi \geq 1$: $n_i(1) \approx n_e(1)$.

Примем по аналогии с [7] $\varphi = \alpha(1 - P\xi^2)/4$, где α и P — некоторые постоянные, характеризующие некомпенсированный заряд. Полагая в (3) $e\varphi \ll T_e$, для искомых констант получим выражения

$$\alpha = 4aAd_e^2/Pr_b^2, \quad P = (1 \pm C/a)(1 - C/4)^{-1}, \quad (4)$$

где знак "плюс" и "минус" соответствуют пучку положительных и отрицательных ионов, $d_e = [T_e/4\pi e^2 n_e(1)]^{1/2}$ — дебаевский радиус электронов, $a \gg 1$, $4d_e^2/r_b^2 \ll 1$.

Согласно (4), спадающие от оси пучка решения для самосогласованного потенциала и плотности быстрых частиц достигаются при $0 \leq C \leq 1$, $3/4 \leq P \leq 1$. Так, в случае пучка с однородной плотностью частиц ($C = 0$, $P = 1$) автомодельное решение для потенциала имеет вид

$$\varphi(\xi) = \frac{T_e}{e} \frac{n_b^\pm(0)}{n_e(1)} a(1 - \xi^2), \quad (5)$$

где, например, при $n_e(1) \approx n_i(1) \gg n_w$ можно положить $an_b^\pm(0)/n_e(1) \approx 1/2 \ln(R/r_b)$.

Приближение $\varphi \ll T_e/e$, как видно из (5), хорошо выполняется вблизи поверхности пучка, там, где поле максимально и где раньше отмечалась сильная его нелинейность. Вблизи оси пучка поле стремится к нулю и неточность в определении величины $\varphi(0)$ несущественна.

Если положить, следуя [7], в уравнении (3) $n_i(0) \approx n_e(0)$ и $n_e(\xi) = n_e(0) \exp(e\varphi/T_e)$, где φ определен с точностью до константы, то для плотности пучка положительных ионов получим возрастающее решение $C \approx 1 - a$, где $a \gg 1$. На самом деле нельзя допускать такое грубое приближение квазинейтральности, так как $n_i(0) - n_e(0) \approx n_b^+(0)$.

Необходимо, чтобы распределение потенциала в пучке (5) было согласовано с распределением потенциала окружающей плазмы. Потенциал в области пучка определяется с точностью до произвольной постоянной C_1 . Из сшивки решений на границе пучка $\xi = 1$ следует, что пренебрежение C_1 при $r_b \gg d_e$ оправдано [7].

Условия линейности поля в разреженной пучковой плазме

Рассмотрим плазму, образованную ионным пучком при ионизации разреженного газа, когда выполняется обратное условие $\lambda_{i0} > R$. При низком давлении газа, если $A_0 = \nu_H r_b / 2v_S \ll 1$, в пучке положительных ионов устанавливается следующее квазинейтральное состояние $n_b^+ + n_i \approx n_e$; $n_i \ll n_b^+$, n_e . Такое стационарное состояние пучковой плазмы, согласно уравнению (3), будет автомодельным в случае гауссового распределения плотности пучка

$$\begin{aligned} n_b^+(\xi) &\approx n_e(\xi) = n_b^+(0) \exp(-\xi^2), \\ \varphi(\xi) &\approx (T_e/e)(1 - \xi^2). \end{aligned} \quad (6)$$

Однако это приближение нарушается на некотором расстоянии от оси пучка, так как плотность быстрых ионов сравнивается по величине с плотностью медленных ионов n_i . При $\xi \gg 1$ выполняется обратное приближение $n_i \approx n_e \gg n_b^+$.

Определим область пучка, в которой выполняется приближение (6) и электрическое поле является линейной функцией координаты. Радиальное распределение плотности медленных ионов найдем с помощью уравнения движения [2,3] и выражения для потока плазмы, следующего из уравнения непрерывности

$$u_i \frac{du_i}{d\xi} = -v_S^2 \frac{d}{d\xi} \ln(n_e) - \frac{S u_i r_b}{n_i}, \quad (7)$$

$$n_i u_i = A_0 n_b^+(0) v_S \xi^{-1} (1 - f(\xi)), \quad (8)$$

где $S = \nu_H n_b^+$ — источник наработки плазмы, $f(\xi) = \exp(-\xi^2)$.

Решение имеет следующий вид

$$\begin{aligned} n_i(\xi)/n_b^+(0) &= \frac{A_0}{2^{1/2}\xi} (1 - f(\xi))^2 \\ &\times [\xi^2 - 2(1 - f(\xi)) + 2^{-1}(1 - f^2(\xi))]^{-1/2}. \end{aligned} \quad (9)$$

Анализ выражения (9) показывает, что при $A_0 = 10^{-1}$ в точке $\xi = 1$ отношение n_i/n_b^+ составляет $2 \cdot 10^{-1}$, а в точке $\xi = 1.5$ соответственно $5 \cdot 10^{-1}$. Координата $\xi = 1$ является безразмерным эффективным радиусом пучка с гауссовым профилем плотности частиц, который охватывает 63% частиц. При $\xi = 1.5$ рассматривается 90% частиц пучка. Таким образом, с уменьшением давления газа ($A_0 = 2 \cdot 10^{-2}$) можно 90% частиц пучка транспортировать в условиях линейного по поперечной

координате электрического поля плазмы ($n_i/n_b^+ = 10^{-1}$ при $\xi = 1.5$).

В случае пучка отрицательных ионов при низком давлении газа ($A_0 \ll 1$) выполняется следующее условие квазинейтральности $n_b^- + n_e \approx n_i$; $n_e \ll n_b^-$, n_i . В объеме компенсированного ионного пучка электронов мало, однако электрическое поле определяется именно этой наиболее подвижной компонентой плазмы. Из уравнения (7), в котором необходимо положить $S = \nu_H n_b^-$, следует, что при больцмановском распределении электронов и линейном электрическом поле направленная скорость медленных ионов также линейная функция поперечной координаты. Согласно уравнению непрерывности, для ионной компоненты плазмы это условие достигается при однородном профиле плотности пучка и $u_i(\xi) \approx A_0 v_S \xi$. Соответствующее автомодельное решение для потенциала стабильного скомпенсированного пучка отрицательных ионов

$$\varphi(\xi) = \frac{T_e}{e} \ln(n_e) \approx \frac{3}{2} \frac{T_e}{e} A_0^2 (1 - \xi^2) \quad (10)$$

согласуется с величиной поля численного расчета [2].

Заключение

На основе решения уравнений непрерывности и движения для вторичных заряженных частиц и уравнения Пуассона для самосогласованного потенциала электрического поля найдены автомодельные состояния квазинейтральной пучковой плазмы, образованной при транспортировке стабильных ионных пучков в газовой среде. Предложенный подход устраняет недостатки известных моделей стационарного состояния пучковой плазмы, когда решалась не полностью самосогласованная задача и отыскивался потенциал электрического поля при заданном распределении плотности пучка или плазмы.

Найдены условия автомодельности стационарных состояний компенсированных пучков положительных и отрицательных ионов, когда созданная ими плазма может быть столкновительной или бесстолкновительной по ионной компоненте. В этих условиях радиальное электрическое поле пучково-плазменной системы является линейной функцией поперечной координаты, т.е. возможна транспортировка пучков без нелинейного искажения фазовых характеристик и увеличения эффективного эмиттанта.

При отыскании автомодельных состояний компенсированных пучков пренебрегалось коллективными процессами, связанными с возбуждением спектра собственных колебаний плазмы. В нестабильном пучке развитие плазменные колебания приводят к коллективному нагреву частиц пучка и увеличению эффективного эмиттанта, а также к динамической декомпенсации объемного заряда пучка. Возможность уменьшения коллективного нагрева и связанного с ним уменьшения эффективного эмиттанта пучка рассмотрена в [9]. Условия, при которых возможны автомодельные стационарные состояния нестабильных частично компенсированных пучков положительных и отрицательных ионов, определены в работе [4].

Температура электронов, входящая в выражения (5), (6), (10) определяется на основе решения уравнения баланса энергии, полученного в [1]. В этом уравнении наряду с бесстолкновительным (коллективным) и столкновительным нагревом электронов в поле плазменных колебаний учтены и другие источники нагрева, а также механизмы охлаждения в широком диапазоне изменения плотности газа и пучка.

Как показывают экспериментальные данные [8], при низком давлении газа в нестабильном компенсированном пучке отрицательных ионов в условиях развитых колебаний плазмы перепад потенциала на радиусе пучка значительно выше перепада, определяемого из (10), и совпадает по величине с перепадом потенциала в компенсированном пучке положительных ионов.

Список литературы

- [1] Удовиченко С.Ю. // Физика плазмы. 1996. Т. 22. № 2. С. 149–156.
- [2] Hooper E.B., Andersen O.A., Willmann P.A. // Phys. Fluids. 1979. Vol. 22. N 12. P. 2334–2337.
- [3] Афанасьев П.Н., Свистунов Ю.А., Сидоров В.П., Удовиченко С.Ю. Препринт НИИЭФА им. Д.В. Ефремова. № П-В-0759. М., 1987.
- [4] Удовиченко С.Ю. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 8. С. 104–112.
- [5] Sidorov V.P., Udovichenko S.Yu., Astapkovich A.M. et al. // Proc. of Symp. on the Production and Neutralization of Negative Ions and Beams. Brookhaven (USA), 1989. P. 614–628.
- [6] Афанасьев П.Н., Свистунов Ю.А., Сидоров В.П., Удовиченко С.Ю. // ВАНТ. Сер. Термоядерн. синтез. М., 1989. Вып. 1. С. 28–31.
- [7] Гончаров А.А. // УФЖ. 1988. Т. 33. № 3. С. 371–373.
- [8] Sherman J., Pitcher E., Stevens R., Allison P. // Proc. of Symp. on the Production and Neutralization of Negative Ions and beams. Brookhaven (USA), 1992. P. 686–694.
- [9] Сидоров В.П., Удовиченко С.Ю. // ВАНТ. Сер. Термоядерн. синтез. М., 1992. Вып. 4. С. 31–35.