01;10

ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА НА КОМПРЕССИЮ МОЩНОСТИ ПУЧКА

© *Н.Д.Наумов*

Построена самосогласованная модель плоской инжекции холодного газа заряженных частиц с зависящей от времени начальной скоростью, закон изменения которой выбран из условия продольной фокусировки пучка невзаимодействующих частиц на мишени. Полученные результаты позволяют оценить степень ослабления компрессии мощности пучка вследствие пространственного заряда.

Для повышения мощности облучения мишени может быть использована компрессия мощности пучка [1,2]. С этой целью в процессе генерации пучка скорость частиц увеличивают таким образом, чтобы инжектированные в более поздний момент времени частицы догнали частицы на фронте пучка при их попадании на мишень. В результате достигается определенная пространственно-временная фокусировка пучка в продольном направлении и плотность тока частиц на мишени возрастает по сравнению с моноэнергетическим пучком. В данной заметке для оценки влияния пространственного заряда на компрессию пучка используется решение уравнений плоской нестационарной инжекции холодного заряженного газа.

Пусть из плоскости $x = 0$ в направлении положительных значений x с момента времени $t = 0$ начинается инжекция холодного потока с зависящей от времени плотностью тока частиц $J(t) = n_0 u(t)$, которая продолжается в течение промежутка времени $o \leqslant t \leqslant T$. Этот процесс можно описать с помощью источника

$$S(X) = J(t)\delta(x)\delta(p - mu(t))(H(t) - H(t-T)),$$

где $H(t)$ — ступенчатая функция Хевисайда. Движение потока заряженных частиц описывается следующими уравнениями:

$$L(X)\Psi(X) = S(X), \qquad \frac{\partial E}{\partial x} = 4\pi e \int \Psi(X)dp. \tag{1}$$

Оператор L имеет вид:

$$L(X) = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{p}{m}\frac{\partial}{\partial x} + E\frac{\partial}{\partial p},$$

а функция $\Psi(X)$ определяется таким образом, что $\int\limits_0^t \Psi(X)dX = N(t)$, где $N(t)$ — полное число частиц в момент времени t. Здесь и в дальнейшем для краткости через X, Y обозначаются совокупности переменных x, p, t и x', p', t'.

Решение уравнения (1) можно представить с помощью функции Грина

$$\Psi(X) = \int \Gamma(X,Y)S(Y)dY, \qquad L(X)\Gamma(X,Y) = \delta(X-Y). \quad (2)$$

функция Грина определяется законом движения $x(t;Y)$, $p(t;Y)$ частицы в собственном поле потока:

$$\Gamma(X,Y) = H(t-t')\delta(x - x(t;Y))\delta(p - p(t;Y)). \quad (3)$$

Отметим, что в случае задачи Коши для системы с фиксированным значением полного числа частиц

$$\Psi(X) = H(t)F(X), \qquad S(X) = \delta(t)F(x,p,0),$$

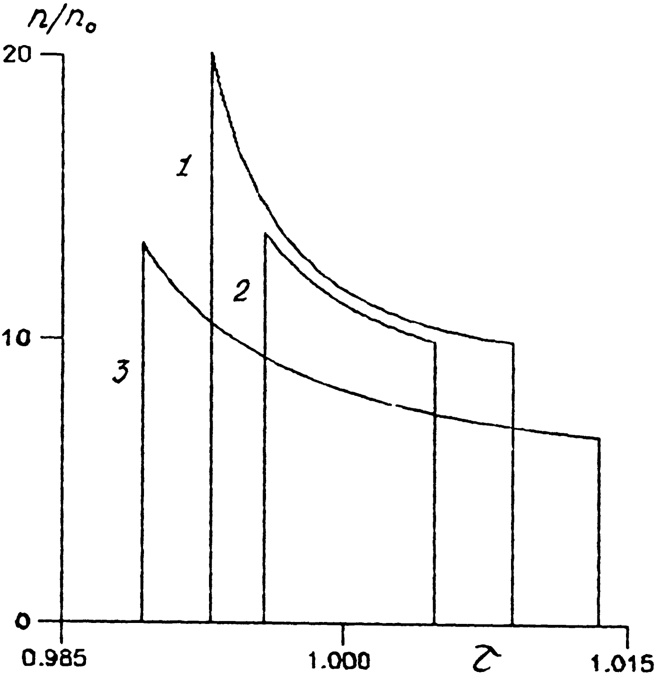
где $F(X)$ — функция распределения, т. е. в данном случае (2) эквивалентно известному представлению решения уравнения Власова с помощью функции Грина [3].

Для невзаимодействующих частиц закон изменения скорости частиц в процессе инжекции очевиден: $u(t) = u_0/(1 - t/t_0)$, где u_0 — скорость частиц на фронте пучка, $t_0 = L/u_0$ — время движения пучка до мишени, L — расстояние до мишени. Рассмотрим влияние пространственного заряда на распространение потока частиц с указанным законом инжекции. Предположим, что при распространении потока до мишени слои частиц перемещаются друг за другом, без обгонов. Тогда уравнения движения частицы, испущенной в момент времени t', имеют вид:

$$\dot{x} = \frac{p}{m}, \qquad \dot{p} = m\omega^2 L\left[\ln(1-\tau') - \frac{1}{2}\Lambda\right],$$

где $\Lambda = \ln(1-\tau)$ при $t \leqslant T$, $\Lambda = \ln(1-\eta)$ при $t > T$. Используются обозначения: $\omega^2 = 4\pi n_0 e^2/m$, $\tau = t/t_0$, $\tau' = t'/t_0$, $\eta = T/t_0$. Нетрудно получить решения этих уравнений; в частности, при $t > T$ найдем:

$$p(t;Y) = m\dot{x}(t;Y), \quad x(t;Y) = x' + \xi + \frac{p'}{m}(T - t') + \sigma(t - T), \quad (4)$$



Профили плотности частиц в момент времени $\tau = 1$ при $h = 0.2$, $\eta = 0.2$ (*1*) и $\eta = 0.1$ (*2*), $h = 0.3$, η=0.2 (*3*).

где

$$\xi = \frac{h}{2}L\left[\frac{1}{2}(1-\tau')^2\ln(1-\tau') - \frac{1}{2}(1-\eta)^2\ln(1-\eta) + \right.$$

$$+\frac{1}{4}(1-\tau')^2 = \frac{1}{4}(1-\eta)^2 + \left[\frac{1}{2} + \ln(1-\tau')\right](\eta-\tau')^2 +$$

$$\left. + \left[\ln(1-\tau') - \frac{1}{2}\ln(1-\eta)\right](\tau-\eta)^2 - (1-\tau')(\eta-\tau')\ln(1-\tau')\right],$$

$$\sigma = u_0\frac{h}{2}\Big[(1-\eta)\ln(1-\eta) + (\eta-\tau')[1+2\ln(1-\tau')] -$$

$$-(1-\tau')\ln(1-\tau')\Big], \qquad h = (\omega t_0)^2.$$

После подстановки полученных выражений в (2), (3) не удается получить явный вид функции Ψ ввиду трансцендентной зависимости закона движения (4) от t'. Чтобы избежать этой трудности, следует перейти к прямому расчету гидродинамических характеристик потока. Как нетрудно видеть, в момент времени $t \leqslant t_0$ при $x = s$ плотность частиц и скорость потока равны

$$n(s,t) = J/|U|, \qquad V(s,t) = \dot{s},$$

где

$$s = \xi + \sigma(t - T) + L(\tau - \tau')/(1 - \tau'), \qquad U = \partial s/\partial t'.$$

При последовательном изменении t' с небольшим шагом на отрезке $0 \leqslant t' \leqslant T$ подобная процедура позволяет получить распределение плотности частиц и скорости потока для заданного момента времени t.

На рисунке представлены результаты расчетов профилей плотности частиц в момент времени $t = 1$ для значений параметра $h = 0.2$ (кривая *1*) и $h = 0.3$ (кривая *3*); длительность импульса $\eta = 0.2$ в обоих случаях. Вследствие расталкивающего действия собственного поля пучка частицы на фронте пучка попадают на мишень в момент времени $\tau < 1$, тогда как последние частицы запаздывают, в результате чего плотность тока пучка падает по сравнению со случаем невзаимодействующих частиц. Величина параметра h оказывает более заметное влияние на степень ослабления компрессии мощности пучка по сравнению с длительностью импульса; для иллюстрации на рисунке приведено распределение плотности частиц в случае $h = 0.2$ для длительности импульса $\eta = 0.1$ (кривая 2).

Список литературы

[1] *Миллер Р.* Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц. М.: Мир, 1984.

[2] *Быстрицкий В.М., Диденко А.Н.* Мощные ионные пучки. М.: Энергоатомиздат, 1984.

[3] *Балеску Р.* Статистическая механика заряженных частиц. М.: Мир, 1967.

Поступило в Редакцию
21 мая 1996 г.