

04;10
©1994

ВЛИЯНИЕ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ СИСТЕМЫ НА КОМПЕНСАЦИЮ ИОННЫХ ПУЧКОВ

А.Р.Каримов

В данной работе предлагается оценка времени компенсации заряда пучка для пространственно-ограниченных систем, когда диаметр пучка соизмерим с характерным поперечным размером ограничивающей поверхности, поглощающей ионы. Рассматривается пучок положительных однозарядных ионов. Требуемый для компенсации заряд может быть получен в кинетических процессах, сопровождающих прохождение пучка по нейтральному газу. Если пренебречь всеми процессами, которые препятствуют накоплению электронов и уходу ионов из объема пучка [1,2], то оценка характерного времени компенсации определяется формулой

$$\tau_k = (\sigma_i n_f v_b)^{-1}, \quad (1)$$

где σ_i — сечение ионизации, v_b — скорость ионов пучка, n_f — плотность фонового газа. При этом предполагается, что ионизацию производят только пучковые ионы по траектории своего движения, не задерживаясь в объеме V_T , через который пучок распространяется. Таким образом, τ_k вычисляется с учетом ионизации только внутри характерного объема пучка.

Рассматриваемый случай соответствует ситуации, когда ионизация среды происходит во всем объеме V_T , доступном для ионов пучка, т.е. характерное время ионизации и движения пучка в продольном направлении больше времени расширения пучка до поперечных размеров ограничивающей поверхности. При этом часть пучковых ионов, попадая на стенку, поглощается, а часть отражается обратно в объем и участвует в ионизации среды. Такой механизм возможен, когда приняты специальные меры, чтобы стенка не поглощала падающие ионы, например, поддерживалась под определенным потенциалом или нагревалась до достаточно высокой температуры [3]. Рассмотрим предельный вариант, в котором все пучковые ионы, попадающие на стенку, отражаются обратно и участвуют в ионизации.

В таких предположениях полное число электронов N_e в объеме V_T рассчитывается из уравнения

$$\frac{dN_e}{dt} = V_T n_f \int_{v_{\min}}^{\infty} v \sigma_i(v) f(v) dv. \quad (2)$$

Здесь $v_{\min} = (2U_i/M)^{1/2}$, U_i — потенциал ионизации фонового газа, $f(v)$ — функция распределения отраженных от стенки ионов, производящих ионизацию, которую в рамках модели диффузно-зеркального рассеяния [4] можно записать как

$$f(v) = n_i(t) \left[(1-a)\delta(v_b) + a(M/2\pi T_w)^{1/2} \exp(-Mv^2/2T_w) \right], \quad (3)$$

a — часть рассеянного потока по диффузному механизму, $(1-a)$ — часть упруго отраженных ионов, T_w — характерная температура диффузного рассеяния. Причем для простоты вычислений диффузная часть функции распределения взята в предположении, что только нормальная к поверхности компонента имеет одномерное локально-равновесное распределение, две другие составляющие произвольны. Плотность ионов \bar{n}_i в объеме V_T определяется потоком пучковых ионов, поступивших к моменту времени t :

$$\bar{n}_i = \frac{\pi v_b R_b^2}{V_T}.$$

Зависимость сечения ионизации возьмем в виде [5]:

$$\sigma_i(v) = \frac{2\pi e^4 Z_w}{M^2 U_i} \frac{1}{v^4} (Mv^2 - 2U_i), \quad (4)$$

Здесь Z_w — число электронов во внешней оболочке. Из (2) с учетом (3) и (4) получим

$$N_e = \frac{\pi R_b^2 n_b n_f v_b t^2}{2} \left\{ (1-a)v_b \sigma_i(v_b) + a \sigma_w v_w \times \right. \\ \left. \times \left[\left(1 + \frac{U_i}{\varepsilon_w} \right) E_1 \left(\frac{U_i}{T_w} \right) \frac{1}{2} \exp \left(-\frac{U_i}{T_w} \right) \right] \right\}. \quad (5)$$

Здесь $\sigma_w = e^4 Z_w T_w U_i v_w = (2\pi T_w/M)^{1/2}$, E_1 — интегральная показательная функция. Согласно [6], $E_1(x)$ для $x > 1$ аппроксимируется выражением $E_1 = P_3(x) \exp(-x)/Q_3(x)x$, где

P_3/Q_3 — отношение полиномов третьей степени порядка единицы. Поэтому при $U_i > T_w$ (5) упрощается следующим образом:

$$N_e = \frac{\pi R_b^2 n_b n_f v_b t^2}{2} \left[(1-a)v_b \sigma_i(v_b) + a\sigma_w v_w \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{1}{2} + \frac{T_w}{U_i} \right) \exp(-U_i/T_w) \right]. \quad (6)$$

Оценку τ_k проведем в пренебрежении временем собирания электронов из всего объема V_T в объем пучка $\pi R_b^2 L_b$, L_b — длина пучка, и считая, что плотность вторичных ионов меньше пучковых. Для компенсации такого пучка требуется $N_e(\tau_k) = n_b \pi R_b^2 L_b$ электронов, из данного условия с учетом (6) получаем оценку времени компенсации

$$\tau_w = \left(\frac{2L_b}{(1-a)\sigma_i(v_b)n_f v_b^2 + a\sigma_w n_f v_b v_w \left(\frac{1}{2} + \frac{T_w}{U_i} \right) \exp(-U_i/T_w)} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Выражения (1) и (7) относятся к двум предельным случаям. Приближение, которым следует пользоваться, задается параметрами системы: энергией ионов, соотношением геометрических размеров, состоянием поверхности, которое определяет механизм взаимодействия ионов с поверхностью. Однако на практике возможны случаи, когда сделать такой выбор затруднительно, поэтому укажем диапазон параметров системы, в котором безразлично, какую из данных зависимостей использовать. Отношение $\zeta = \tau_w/\tau_k$, если

$$\frac{\sigma_w v_w}{\sigma_i(v_b) v_b} (1/2 + T_w/U_i) \exp(-U_i/T_w) \ll 1 \quad (8)$$

перепишется как $\zeta = \left(\frac{L_b}{I_1} \right)^{1/2}$, где $I_1 = (1-a)2n_f \sigma_i(v_b)$ — характерная длина ионизации. Видно, что одна и та же величина времени компенсации по обеим формулам получается, если $\zeta \approx 1$, т.е. в случае приблизительного равенства характерных длин пучка и ионизации.

При этом (8) выражает факт того, что преобладающим в (7) является вклад от упругой части рассеяния. Поскольку используемое разложение функции E_1 справедливо при $U_i/T_w > 1$, а энергия пучка E_b превышает U_i , то от (8) перейдем к более простому соотношению

$$E_b^{1/2} T_w^{1/2} \exp(-U_i/T_w) \ll 1. \quad (9)$$

В противном случае основной вклад вносит диффузная часть.

Отметим, что использование предположения о непоглощающей поверхности является излишним. Учесть изменение числа частиц, участвующих в ионизации среды, можно как через коррекцию выражения \bar{n}_i , так и введя в (3) поправку на поглощение, заменив единицу на параметр $\delta < 1$, характеризующий, какая доля падающего потока отражается. В этом смысле полученное выражение (7) является предельным случаем.

В заключение автор выражает благодарность Боброву В.Л. за полезное обсуждение работы.

Список литературы

- [1] Семашко Н.И., Владимиров А.Н. и др. Инжекторы быстрых атомов водорода. М., 1981.
- [2] Габович М.Д. // УФН. 1977. Т. 121. В. 2. С. 259.
- [3] Курнаев В.А., Машкова Е.С., Молчанов В.А. Отражение легких ионов от поверхности твердого тела. М., 1985.
- [4] Берд Г. Молекулярная газовая динамика. М., 1981.
- [5] Голант В.Е., Жилинский А.П., Сазаров С.А. Основы физики плазмы. М., 1977.
- [6] Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям. М., 1979.

Государственное
опытно-конструкторское
бюро "Горизонт"
Люберцы

Поступило в Редакцию
10 февраля 1994 г.