мировался при непараллельности установки анизотропно-резистивных электродов до ± 3 мм на длине 300 мм при расстоянии между ними 20 нм. В заключение отметим, что прямоугольные резистивные электроды (рис. 1,*в*) длиной 300 мм были с успехом применены в He–N_2 лазере и получено прямоугольное пятно генерации ($\lambda_{\text{ген}} = 337$ нм) с сечением 20×20 мм, аналогичное пятну интегрального свечения на рис. 1.

Список литературы

[1] *Чанг Т.Дж.* // Приборы для научных исследований. 1973. Т. 44. № 4. С. 43–46.

[2] *Месяц Г.А., Осипов В.В., Тарасенко В.Ф.* Импульсные газовые лазеры. М.: Наука, 1991. 271 с.

[3] *Великин А.А., Гуревич Д.Б., Канатенко М.А., Подмошенский И.В.* // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 6. С. 1222–1224.

Всероссийский научный центр
(ГОИ им. С.И.Вавилова)
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
17 ноября 1993 г.

02;03;12

Журнал технической физики, т. 64, в. 6, 1994

РАДИАЛЬНАЯ СТРУКТУРА ИОННОГО ПУЧКА В НЕОДНОРОДНОМ ГАЗЕ

В.Л.Бобров, А.Р.Каримов

Известно [1], что для автокомпенсации пространственного заряда пучка необходимо, чтобы плотность фонового газа была достаточно большой. В ряде случаев необходимые условия создаются дополнительным вводом в систему потока газа. Если ионный пучок инжектируется тогда, когда пространственное установление газа не прошло, и если в системе к моменту поступления пучка существуют значительные пространственные градиенты плотности, соизмеримые с характерным поперечным размером пучка, то возможно изменение пространственной структуры пучка вследствие процесса перезарядки. В данной работе исследуется радиальная структура ионного пучка, распространяющегося при нестационарном напуске, когда может реализоваться описанная выше ситуация.

Исследуемая схема представляет собой пустотелый цилиндр заданных размеров (здесь и дальше все параметры системы приведены в размерном виде: высота $H = 6$ м, радиус $R = 1$ м), через один из торцов которого производится напуск газа. Источник газа — круг радиуса $R = 0.1$ м, центр которого совпадает с осью цилиндра. Напуск производится в течение заданного времени $t_{\text{нап}} = 6$ Ом·с постоянным потоком газа (H_2). Считаем, что на протяжении всего времени эксперимента реализуется свободно молекулярный режим и расходом газа на перезарядку и ионизацию можно пренебречь. Первое условие выполняется для газа с $T = 300$ К при $p < 10^{-2}$ Тор, а второе соблюдается, когда плотность газа много больше плотности пучка.

Расчет пространственно-временно́го распределения газового фона, формируемого под действием напуска, проводился методом прямого статистического моделирования [2,3]. Предполагалось, что поступающий и находящийся в системе газ находится в равновесии и имеет больцмановское распределение с единой температурой $T = 300$ K, совпадающей с температурой стенок. В виду малости эффекта пренебрегаем процессами поглощения газа поверхностью и дегазацией. В этих предположениях поток газа, поступающий в свободномолекулярном режиме, есть

$$I = N(\mathbf{r},t)\left(\frac{M}{2kT\pi^2}\right)^{1/2}\int\limits_0^{\infty}\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^{\frac{\pi}{2}} u^3\exp\left(-\frac{mu^2}{2kT}\right)\sin(\theta)\cos(\theta)du d\varphi d\theta, \quad (1)$$

где N_0 — плотность поступающего газа.

Поток I записан в сферической системе координат с полярной осью, совпадающей с осью симметрии системы. Заполнение системы газом моделируется следующим образом: весь моделируемый интервал времени $t_{\text{наб}} = 60$ мс разбивался на последовательность малых промежутков $\tau (\tau = 1\,\text{мс})$, в каждый из которых в течение времени $t_{\text{нап}}$ в систему выпускалась порция из $K (K = 100)$ частиц. Начальная скорость, направляющие углы пробной частицы напуска задаются из распределений по u, φ и θ, которые следуют из (1). Так, направляющие углы пробной частицы даются соотношениями

$$\varphi = 2\pi A, \qquad \cos(\theta) = A^{1/2}, \quad (2)$$

где A — случайное число, равномерно распределенное на отрезке [0,1].

Величина скорости u задается исходя из распределения

$$F(u) = u^3\exp\left(-\frac{Mu^2}{2kT}\right) \quad (3)$$

методом исключения [3].

Учитывая равномерность потока по сечению, начальное положение пробных частиц напуска удобно задать в цилиндрической системе с осью z, совпадающей с осью системы

$$z = z_h, \qquad r = R_h A^{1/2}. \quad (4)$$

Каждая частица из начальной точки $\mathbf{r}_0$ движется вдоль траектории $\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 + \mathbf{u}t$ до попадания на ближайшую к частице поверхность. Такая поверхность находится из совместного решения траектории и уравнений внутренних поверхностей системы. Требуемой поверхности отвечает минимальное положительное значение t. Выбор скорости отраженных от поверхности частиц проводится согласно диффузной модели рассеяния, т.е. отраженные частицы имеют больцмановское распределение с температурой стенки. Процесс наблюдения за полным ансамблем из K-частиц ($K = kt_{\text{нап}}/\tau$) проводился за интервал времени

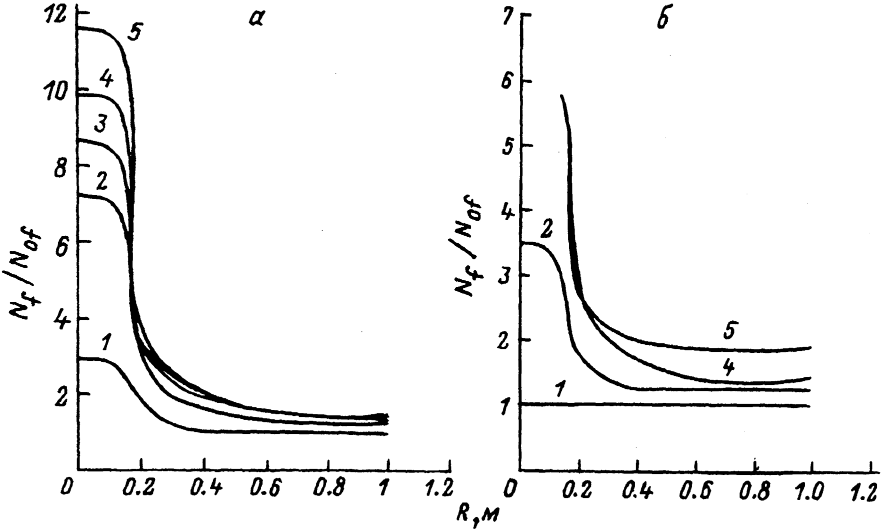

Рис. 1. Радиальное распределение плотности фонового газа в сечении $z = 0.15$ (a), 5.75 м ($б$).
1–5 относятся к временам $t = 5, 15, 25, 35, 45$ мс соответственно.

$t_{наб}$, в течение которого вычислялось распределение плотности газа в системе

$$N_f(\mathbf{r}, t) = \sum_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i),$$

где $\mathbf{r}_i$ относится к i-пробной частице.

Для системы с данными параметрами было установлено, что формируется распределение газа, слабо меняющееся по оси z и существенно неоднородное в радиальном направлении. Поэтому характерное радиальное распределение приведено для двух сечений по оси z вблизи точки напуска ($z = 0.15$ м) и у противоположного торца ($z = 5.75$ м) на рис. 1,a,$б$ соответственно. Причем данная особенность распределения наблюдается как на начальной стадии напуска, так и к концу расчетного времени. Начиная с времен, бо́льших 50 мс, происходит выравнивание давления по объему.

Характер распределения плотности в объеме определяется соотношением геометрических размеров системы, моделью рассеяния поверхностью частиц и начальными скоростями частиц. В частности, для выявления наиболее значимого фактора, ответственного за наблюдаемые особенности, были проведены расчеты с равновероятным распределением нормальной к поверхности компоненты скорости. При этом устанавливается неоднородное распределение по пространству без указанных особенностей. Аналогичные результаты получаются при изменении геометрических размеров: $H = 2$ м, $R = 0.3$ м и $H = 1$ м, $R = 0.3$ м. Заметим, что приведенные результаты переносимы на другие пространственно-временны́е масштабы и критерием применимости является число Кнудсена, которое в данном случае следует записать как $K_n = \theta/\beta L$, где θ, L — характерный временно́й и геометрический масштаб системы, $\beta = (2RT)^{-1/2}$, R — газовая постоянная. В рассматриваемом случае за θ можно принять τ, а за L следует взять H.

Естественно, что в случае инжекции ионного пучка по оси системы, когда в объеме реализуется распределение газа, представленное на рис. 1,*а*,*б*, будет происходить изменение радиальной структуры пучка в результате перезарядки. Влияние это будет проявляться по-разному в зависимости от характерного поперечного размера пучка. Продемонстрируем такое поведение на примере ионного пучка с начальным гауссовским радиальным распределением плотности

$$N_b = N_{0b}\exp(-r^2/D^2), \tag{5}$$

где D — характерный поперечный размер пучка. Считаем, что D остается постоянным по траектории пучка, хотя вследствие остаточного потенциала и теплового разброса радиус пучка будет увеличиваться. Качественно характер такого влияния покажем, сделав расчеты радиального профиля плотности при различных значениях D: $D_1 = 0.1$ м, $D_2 = 0.15$ м, $D_3 = 0.2$ м. Изменение радиального распределения плотности пучка по координате z описывается уравнением

$$\frac{dN_b(z,r)}{dz} = -N_b\delta L^{-1}, \tag{6}$$

где $\delta L^{-1} = \sigma_{\text{пр}} = N_f(z,r)$; $\sigma_{\text{пр}}$ — сечение перезарядки.

Для определенности рассмотрим протонный пучок энергии $E_b = 10$ кэВ, распространяющийся по водородному фону с давлением $P_{0f} = 10^{-2}$ Тор, $T = 300$ К, поскольку из структуры (6) видно, как перейти к другим параметрам; при данной энергии сечение перезарядки

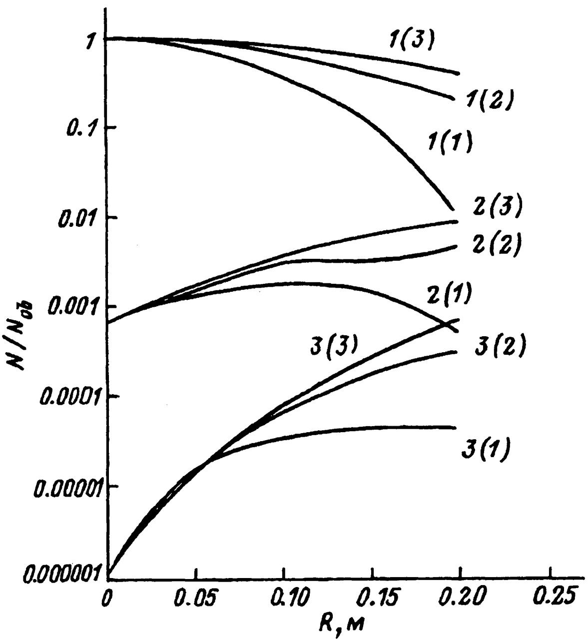

Рис. 2. Радиальные распределения плотности в пучке при различных z и D. $z = 0$ (*1*), 1 (*2*), 1.5 м (*3*), цифры в скобках — k в D_k.

имеет максимальное значение [4] и эффект, связанный с неоднородностью давления, будет проявляться наиболее сильно. По этой же причине в качестве характерного распределения фонового газа возьмем распределение при $t = 45$ мс. Зависимости радиальных распределений плотности по траектории пучка для трех значений z, отвечающие различным D, представлены на рис. 2. Видно, что при выбранных параметрах системы происходит обращение профиля пучка на относительно малом расстоянии по z: пучок из гауссовского превращается в пучок кольцевой структуры. В зависимости от D немонотонность в радиальном распределении носит различный характер (кривые *2*). Из данных зависимостей понятно, что за счет соответствующего выбора δL и D возможно образование распределений с более значительной характерной радиальной неоднородностью по сравнению с приведенными зависимостями.

Список литературы

[1] *Габович М.Д.* // УФН. 1977. Т. 121. № 2. С. 259.

[2] *Березин Ю.А., Вшивков В.А.* Метод частиц в динамике разреженной плазмы. Новосибирск: Наука, 1980.

[3] *Берд Г.* Молекулярная газовая динамика. М.: Мир, 1981.

[4] Инжекторы быстрых атомов водорода. М.: Энергоиздат, 1981.

Поступило в Редакцию
20 июня 1993 г.