

УДК 533.6.011.8

## ФОРМИРОВАНИЕ ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ В СИММЕТРИЧНЫХ НЕЙТРАЛИЗАТОРАХ

С. Т. Барашкин, М. Ш. Гадельшин, Б. Т. Породнов

Уральский федеральный университет  
им. первого Президента России Б. Н. Ельцина, 620002 Екатеринбург  
E-mail: bars@dpt.ustu.ru

Представлены результаты экспериментального исследования распределения по длине полного и статического давления, а также полного потока углекислого газа в симметричных нейтрализаторах. Обнаружена зависимость этих распределений от режимов течения и геометрических характеристик вдува газа. Установлено, что с увеличением доли газа, вдуваемого в центре нейтрализатора, плотность газовой мишени на единицу расхода газа увеличивается.

Ключевые слова: цилиндрические нейтрализаторы, мишень, дозвуковое течение, газодинамические параметры, эксперимент, вероятность.

Широкое применение в энергетике и в ряде физических экспериментов получили газовые нейтрализаторы ионных пучков. Например, перезарядка ионов на газовой мишени является распространенным способом получения высокоскоростных молекулярных пучков достаточной плотности, необходимых для моделирования натуральных условий обтекания космических аппаратов на больших высотах, а также для исследования взаимодействия атомов и молекул с поверхностью твердого тела [1, 2]. Получение пучка быстрых нейтральных атомов в возбужденных состояниях представляет интерес при решении различных задач экспериментальной физики [2, 3]. Нейтрализаторы широко используются при проведении экспериментов по управляемому термоядерному синтезу [4]. Получаемые в результате перезарядки ионов быстрые нейтральные атомы высоких энергий вводятся в термоядерный реактор для увеличения температуры плазмы до температуры “зажигания” интенсивной термоядерной реакции и для постоянного подогрева плазмы [5].

Процесс перезарядки ионов происходит при их взаимодействии с молекулами газовой мишени. Газовая мишень представляет собой газ, заключенный в цилиндре длиной  $l$ , поперечное сечение которого образовано окнами диаметром  $d$  для пропускания ионов. Если распределение плотности числа молекул вдоль оси  $z$  газовой мишени есть  $n(z)$ , то ее интеграл по длине представляет собой толщину газовой мишени [6]

$$\nu = \int_{(l)} n(z) dz. \quad (1)$$

Для нейтрализации максимальной доли потока ионов  $M_-$  необходимо, чтобы толщина газовой мишени составляла  $\nu_M \sim 1/\sigma$  ( $\sigma$  — площадь сечения перезарядки ионов, зависящая от энергии ионов и типа их взаимодействия) [6]. Обычно при увеличении толщины

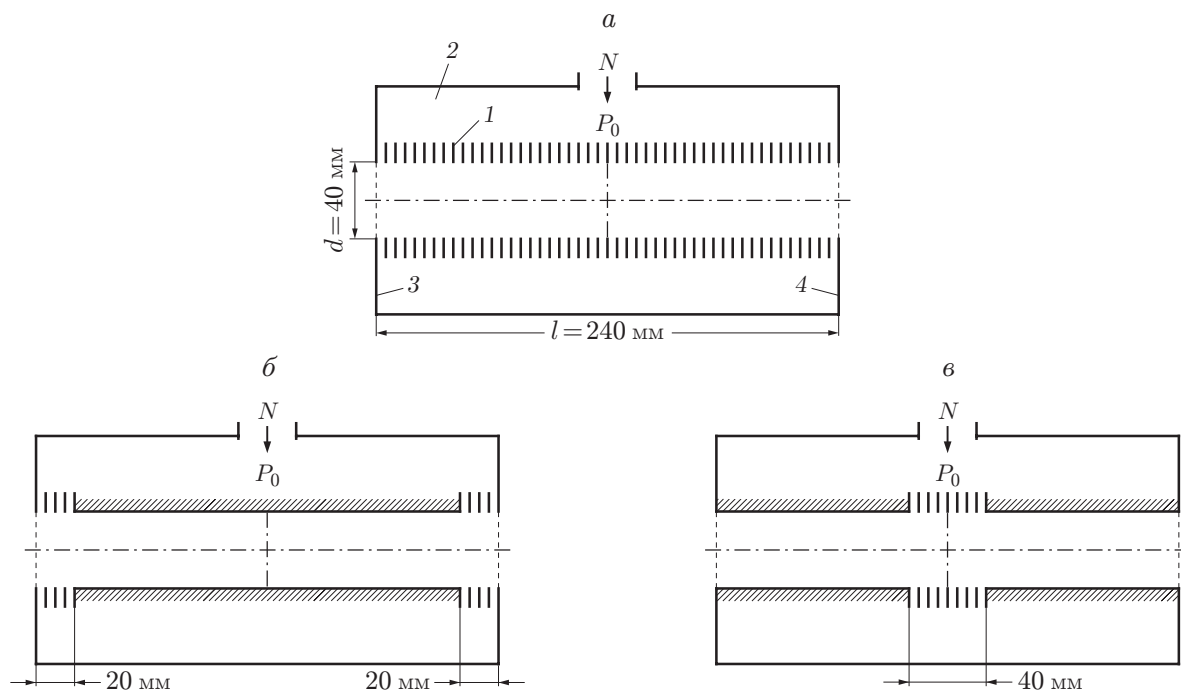


Рис. 1. Схемы симметричных моделей нейтрализаторов:

*a* — модель 1, *б* — модель 2, *в* — модель 3; 1 — перфорированный цилиндр, 2 — ресивер, 3, 4 — боковые шайбы

газовой мишени доля нейтральных атомов на выходе из нее не изменяется, т. е. имеет место перезарядное равновесие [6]. Введение молекул газа в камеру нейтрализации осуществляется из источников узконаправленного газового потока, например через молекулярные сита [7], сверхзвуковые сопла [6, 8, 9] или звуковые сопла [4]. За счет использования мощных средств откачки и расположения источников в определенном порядке можно уменьшить поток молекул через окно нейтрализатора.

Газовая мишень одной и той же толщины  $\nu$  может образовываться в различных нейтрализаторах при неодинаковых расходах газа. Более целесообразно использовать нейтрализатор, в котором необходимая толщина  $\nu$  достигается при меньшем расходе газа.

На рис. 1 представлены схемы нейтрализаторов в виде цилиндрического канала с перфорированными стенками. Перфорированный цилиндр составлен из плоских кольцевых дисков, размещенных на одинаковом расстоянии друг от друга, равном  $(0,20 \pm 0,01)$  мм. В таких нейтрализаторах газовая мишень образуется из молекул, поступающих из ресивера 2.

Введем понятие газодинамической эффективности нейтрализатора, которую в дальнейшем будем характеризовать величиной  $\tau$ , определяемой по формуле

$$\tau = \nu S / N. \quad (2)$$

Здесь  $S$  — площадь окна, через которое входит пучок ионов (для данной мишени совпадающая с площадью окна, через которое выходит пучок ионов);  $N$  — полный расход газа, определяемый как количество молекул нейтрализующего газа, подаваемых в единицу времени в нейтрализатор.

Нетрудно заметить, что величина  $\tau$  имеет смысл времени, необходимого для полной однократной замены всех молекул, находящихся в газовой мишени, или среднего времени жизни молекул в газовой мишени.

Вероятность выхода быстрых нейтральных атомов определяется по формуле  $\beta = M_0/M_-$ , где  $M_-$  — полный поток ионов, вводимых в газовую мишень нейтрализатора;  $M_0$  — поток быстрых нейтральных атомов. Очевидно, в общем случае  $\beta$  зависит как от параметров, характеризующих взаимодействие иона с атомом или молекулой нейтрализующего газа (например, от площади поперечного сечения взаимодействия  $\sigma$ ), так и от толщины газовой мишени  $\nu$ :  $\beta = \beta(\sigma, \nu)$ .

Повышение вероятности выхода быстрых нейтральных атомов возможно за счет подбора нейтрализующего газа с большой площадью сечения перезарядки  $\sigma$  и путем оптимизации конструкции нейтрализатора.

В экспериментах длина модели нейтрализатора  $l = 240$  мм, диаметр входного сечения  $d = 40$  мм. В процессе эксплуатации были реализованы режимы течения от свободномолекулярного до континуального при толщинах газовой мишени от  $10^{14}$  до  $10^{18}$  см<sup>-2</sup>.

На основе рассмотренной модели нейтрализатора (модели 1 на рис. 1,а) можно получить модели со вдувом газа вблизи выходных сечений (рис. 1,б) и вдувом газа в центре мишени (рис. 1,в).

Симметричная модель 2 (рис. 1,б) получена путем размещения в середине модели 1 тонкостенной трубки длиной 200 мм, при этом вдув газа осуществлялся только вблизи выходных сечений на участках длиной 20 мм.

Симметричная модель 3 (рис. 1,в) получена путем размещения с торцов модели 1 двух тонкостенных трубок с внутренним диаметром 40 мм и длиной 100 мм, так чтобы вдув газа осуществлялся только в центральной части длиной 40 мм. Таким образом, модели 2, 3 различаются положением участков вдува газа при одинаковых значениях площади поверхности, через которую осуществляется вдув.

Результаты измерения статического давления газа вдоль оси исследованных моделей нейтрализаторов в различных режимах течения представлены на рис. 2–4. Для измерения давления использовался дифференциальный емкостный манометр [10]. При числе Кнудсена  $\text{Kn} \geq 0,104$  погрешность определения статического давления  $P_{st}$  и давления газа в ресивере  $P_0$  составляла не более 4 %, при  $\text{Kn} < 0,1$  — не более 2 %.

Вследствие симметрии рассмотренных моделей нейтрализаторов на рис. 2–5 приведены данные для одной половины моделей: по оси ординат отложена величина  $P_{st}/(NkT_0)$  ( $T_0$  — температура газа в нейтрализаторе), а по оси абсцисс — относительная координата  $z/d$  точки, в которой измерялось давление. Заметим, что координата  $z/d = 0$  соответствует центру газовой мишени. Участки, на которых осуществлялся вдув нейтрализующего газа, отмечены вертикальными стрелками. Число Кнудсена вычислялось по формуле  $\text{Kn} = \lambda/d$  при данных статическом давлении  $P_{st}$  в центре и диаметре  $d$  нейтрализатора ( $\lambda$  — средняя длина свободного пробега молекул нейтрализующего газа массой  $m$ , определяемая по формуле для динамической вязкости  $\eta = 0,5nm\lambda v_t$  при температуре  $T_0$ ).

Статическое давление, измеряемое вдоль оси модели 1 (см. рис. 2), по мере приближения к выходному сечению монотонно уменьшается, причем с уменьшением числа Кнудсена  $\text{Kn}$  уменьшаются и значения величины  $P_{st}/(NkT_0)$ , распределение которой становится более пологим. Если считать, что температура газа в нейтрализаторе не изменяется существенно по его длине, то в соответствии с (1), (2) можно записать

$$\nu = \frac{1}{kT_0} \int_0^l P_{st} dz, \quad \tau = \frac{S}{NkT_0} \int_0^l P_{st} dz.$$

Для определения величины  $\langle P \rangle / (NkT)$  ( $\langle P \rangle$  — среднее статическое давление по длине газовой мишени), характеризующей сопротивление канала, необходимо измерить давление вдоль оси. Поэтому для определения характера изменения сопротивления канала как

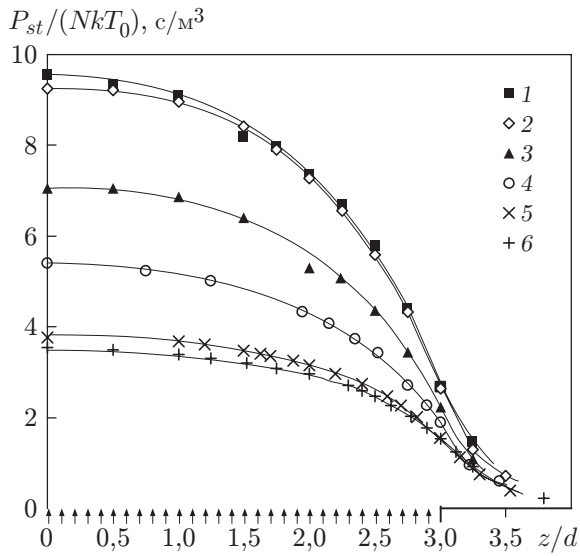


Рис. 2

Рис. 2. Распределение статического давления вдоль оси модели 1:  
 1 —  $Kn = 3,26$ ; 2 —  $Kn = 0,51$ ; 3 —  $Kn = 0,093$ ; 4 —  $Kn = 0,0341$ ; 5 —  $Kn = 0,00695$ ;  
 6 —  $Kn = 0,00209$

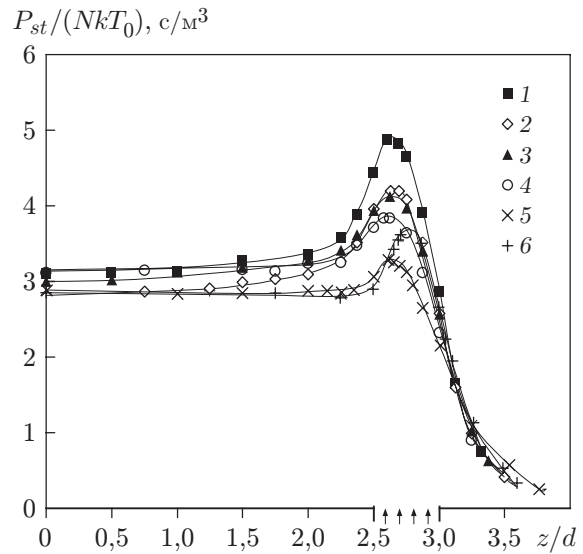


Рис. 3

Рис. 3. Распределение статического давления вдоль оси модели 2:  
 1 —  $Kn = 1,5$ ; 2 —  $Kn = 0,53$ ; 3 —  $Kn = 0,222$ ; 4 —  $Kn = 0,147$ ; 5 —  $Kn = 0,0167$ ; 6 —  
 $Kn = 0,0055$

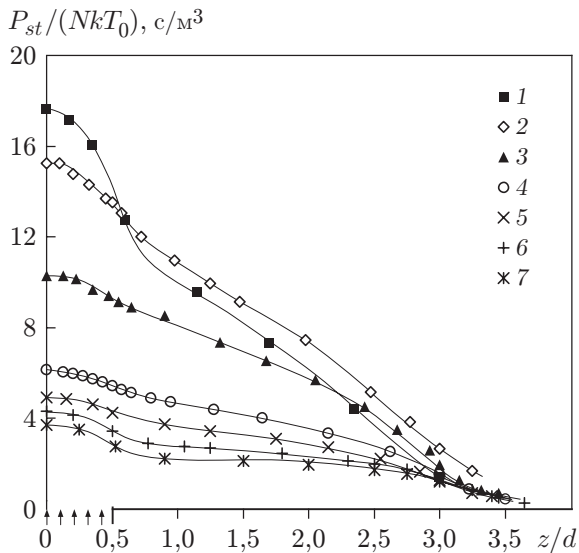


Рис. 4

Рис. 4. Распределение статического давления вдоль оси модели 3:  
 1 —  $Kn = 3,43$ ; 2 —  $Kn = 0,252$ ; 3 —  $Kn = 0,047$ ; 4 —  $Kn = 0,0106$ ; 5 —  $Kn = 0,0054$ ;  
 6 —  $Kn = 0,0021$ ; 7 —  $Kn = 0,001$

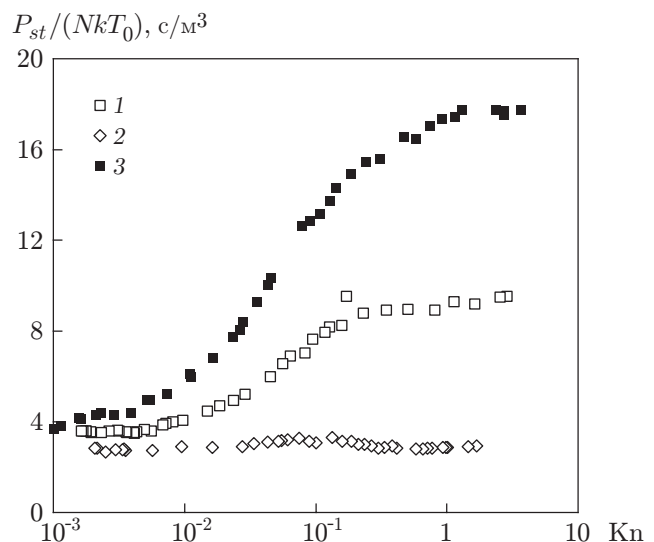


Рис. 5

Рис. 5. Зависимость отношения  $P_{st}/(NkT_0)$  от числа Кнудсена:  
 1 — модель 1; 2 — модель 2; 3 — модель 3

функции числа Кнудсена выбрана величина отношения давления в центре газовой мишени  $P_{st}$  к расходу  $N$ .

Зависимость величины  $P_{st}/(NkT_0)$  от числа Кнудсена  $Kn$  для моделей 1–3 приведена на рис. 5. Видно, что для моделей 1, 3 с уменьшением  $Kn$  до определенных значений наблюдается уменьшение величины  $P_{st}/(NkT_0)$ . При  $Kn \geq 0,1$  с увеличением  $Kn$  значение  $P_{st}/(NkT_0)$  приближается к некоторому предельному значению, характерному для свободномолекулярного режима. Следует отметить, что для модели 2 значение  $P_{st}/(NkT_0)$  остается практически постоянным во всем исследованном диапазоне чисел Кнудсена. В случае малых чисел Кнудсена ( $Kn \leq 10^{-2}$ ) при использовании моделей 1, 2 имеют место предельные значения величины  $P_{st}/(NkT_0)$ , определяемые предельным объемным расходом газа в области выходного сечения.

Отношение давления в центре газовой мишени  $P_{st}$  к давлению газа в ресивере  $P_0$  для моделей 1–3 оказывается различным и определяется режимом течения газа в канале нейтрализатора. При малых числах Кнудсена значения  $P_{st}/P_0$  увеличиваются, что, по-видимому, обусловлено увеличением объемного расхода газа через зазор между кольцевыми дисками нейтрализатора с увеличением  $P_0$ . Для модели 2 вычислено значение вероятности прохождения  $W$  молекул углекислого газа через зазор между кольцевыми дисками нейтрализатора в почти свободномолекулярном режиме (отношение  $P_{st}/P_0 = 0,06$  при расходе нейтрального газа  $N$ ). При этом расход газа выражался через интеграл интенсивности вдува по длине перфорированной поверхности:

$$N = \int i(z) dz = \int \frac{P_0 - P_{st}(z)}{8kT_0h} \nu_t 2\pi r_1 h W dz, \quad i(z) \neq 0.$$

Здесь  $i(z)$  — поток газа с перфорированной поверхности единичной длины (интенсивность вдува газа);  $P_{st}(z)$  — статическое давление в точке на оси  $z$ ;  $h$  — расстояние между кольцевыми дисками нейтрализатора. Найденное значение вероятности прохождения  $W = 0,064$  в пределах погрешности эксперимента совпадает с теоретическим значением  $W = 0,0626$ , полученным при решении интегрального уравнения [11].

Таким образом, установлено, что с увеличением доли газа, вдуваемого в центре нейтрализатора, плотность газовой мишени на единицу расхода газа увеличивается. Наибольшая газодинамическая эффективность имеет место для модели нейтрализатора, в которой вдув производится только в центре, а наименьшая — для модели, в которой вдув газа осуществляется вблизи выходных сечений. Толщина газовой мишени больше в случае вдува газа по всей длине мишени.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Леонас В. Б.** Современное состояние и некоторые новые результаты метода молекулярного пучка // Успехи физ. наук. 1964. Т. 82, № 2. С. 287–323.
2. **Зусман В. Б., Нагорных Ю. Д.** Получение высокоскоростных молекулярных пучков методом перезарядки ионного пучка // Тр. 3-й Всесоюз. конф. по динамике разреженных газов “Взаимодействие газа с поверхностью твердого тела”. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1971. С. 87–92.
3. **Гостев В. А., Елаховский Д. В., Хахаев А. Д.** Модифицированный источник пучка быстрых нейтральных атомов регулируемой энергии // Журн. техн. физики. 1980. Т. 50, № 10. С. 2158–2162.
4. **Бутусов В. И., Мухин П. А., Свищев В. С.** Нейтрализатор мощных ионных пучков // Журн. техн. физики. 1967. Т. 37, № 10. С. 1818–1824.

5. Семашко Н. Н. Инжекторы быстрых атомов водорода / Н. Н. Семашко, А. Н. Владимиров, В. В. Кузнецов и др. М.: Энергоиздат, 1981.
6. Боровик Е. С., Бусол Ф. И., Юферов В. Б., Скибенко Е. И. Исследование сверхзвуковой струи углекислого газа в качестве мишени для перезарядки ионов // Журн. техн. физики. 1963. Т. 33, № 8. С. 973–981.
7. Goodman R. K., Hart A. L. A cross beam neutralizer for ion beams // Rev. Sci. Instrum. 1971. V. 42, N 9. P. 1359–1365.
8. Бусол Ф. И., Юферов В. Б., Скибенко Е. И. Улучшение вакуума в перезарядной камере вблизи сверхзвуковых газовых струй // Журн. техн. физики. 1964. Т. 34, № 12. С. 2156–2159.
9. Боровик Е. С., Юферов В. Б., Скибенко Е. И. и др. Плотная сверхзвуковая струя водорода в глубоком вакууме // Журн. техн. физики. 1967. Т. 37, № 12. С. 2209–2212.
10. Борисов С. Ф., Калинин Б. А., Породнов Б. Т., Суетин П. Е. Микроанометр с цифровым отсчетом // Приборы и техника эксперимента. 1972. № 4. С. 209–210.
11. Гадельшин М. Ш., Поддубный В. А. Истечение газа в вакуум через плоский кольцевой зазор // Молекулярная физика неравновесных систем: Сб. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1984. С. 52–57.

*Поступила в редакцию 6/VI 2011 г.,  
в окончательном варианте — 6/X 2011 г.*

---