

01;03;04

## **Влияние коммутации электродов на МГД течение в сверхзвуковом диффузоре**

© Ю.П. Головачев, С.Ю. Суцких

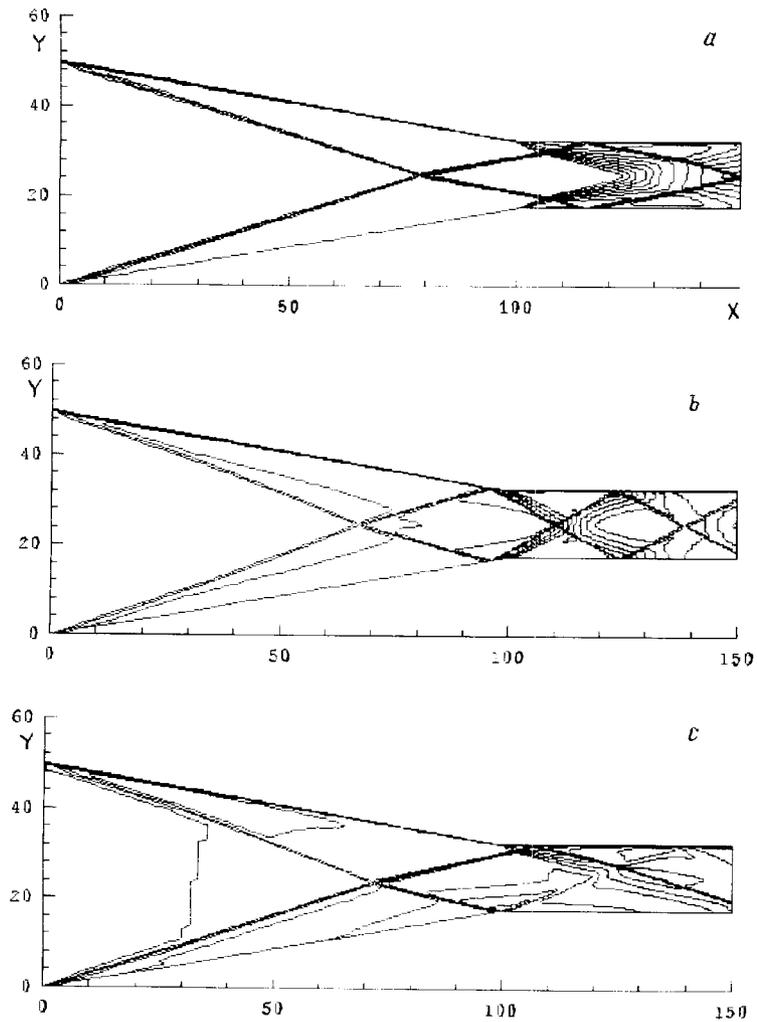
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 23 декабря 1998 г.

Методом численного моделирования исследуется процесс торможения ионизованного газа в сверхзвуковом диффузоре, работающем в режиме МГД генератора. Представлены результаты расчетов, демонстрирующие существенную зависимость уровня статического давления и распределения числа Маха в выходном сечении диффузора от способа организации электродной системы.

1. Рассматривается стационарное течение газа в плоском канале, моделирующем форму передней части воздухозаборника сверхзвукового летательного аппарата. Эффективность работы воздухозаборника определяется, как известно, уровнем восстановления давления. Одним из перспективных способов повышения этого уровня и управления течением является предварительная ионизация газа и использование внешнего магнитного поля. При этом воздухозаборник работает в режиме МГД генератора [1,2]. В настоящей работе исследуется зависимость параметров ионизованного газа в сверхзвуковом воздухозаборнике от способа коммутации электродов. Рассматриваются случаи фарадеевского генератора со сплошными и секционированными электродами и случай холловского генератора.

2. Рассматриваемое устройство представляет собой плоский канал, форма которого показана на рис. 1. Верхняя и нижняя стенки канала являются электродами. Вектор индукции внешнего магнитного поля  $\mathbf{B}(0, 0, B_z)$  направлен перпендикулярно плоскости рисунка. Стационар-



**Рис. 1.** Изолинии плотности. *a* —  $V = 0.0$ ; *b* — фарадеевский генератор со сплошными электродами,  $\beta_e = 0.0$ ; *c* — фарадеевский генератор со сплошными электродами,  $\beta_e = 1.0$ ; *d* — фарадеевский генератор с секционированными электродами,  $\beta_e = 1.0$ ; *e* — холловский генератор,  $\beta_e = 1.0$ .

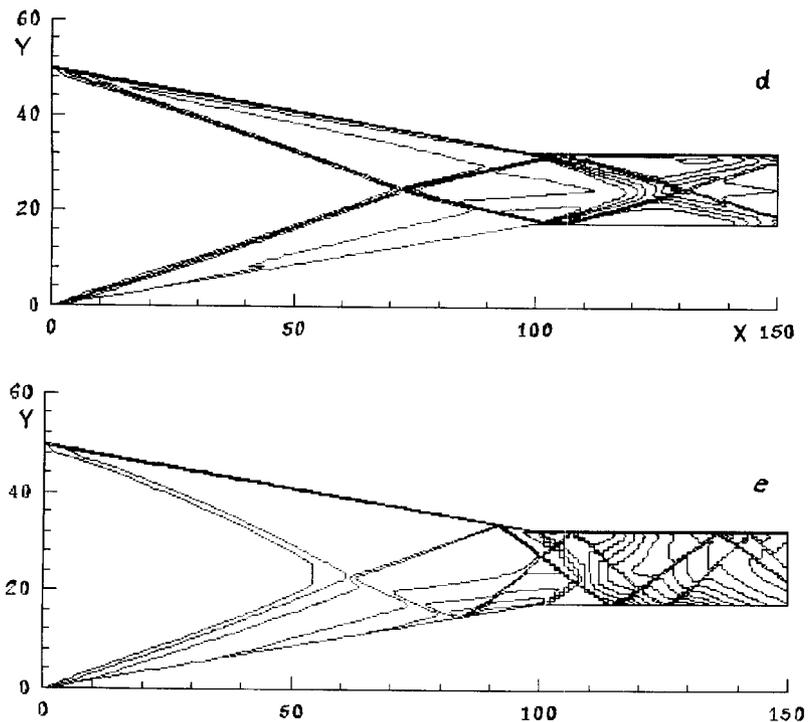


Рис. 1 (продолжение).

ное течение предварительно ионизованного газа в канале рассматривается при следующих основных предположениях:

- а) число Рейнольдса потока  $Re = \rho_0 U_0 L / \mu_0 \gg 1$ ;
- б) степень ионизации газа  $\alpha \ll 1$ ;
- в) магнитное число Рейнольдса  $Re_m = U_0 L \sigma \mu \ll 1$ ;
- г) проекция скорости газа на ось  $x$  во всех точках расчетной области больше местной скорости звука,  $M > 1$ .

Здесь  $\rho_0$ ,  $U_0$ ,  $\mu_0$  — характерные значения плотности, скорости и вязкости газа;  $L$  — линейный масштаб течения,  $\sigma$  — электропроводность,  $\mu$  — магнитная проницаемость вакуума,  $M$  — число Маха.

При указанных предположениях, которые соответствуют условиям течений в воздухозаборниках сверхзвуковых летательных аппаратов, можно воспользоваться моделью идеального газа, описываемой системой уравнений Эйлера, пренебечь влиянием ионизации на термодинамические свойства газа и считать вектор магнитной индукции заданной величиной, равной индукции внешнего магнитного поля. Влияние внешнего магнитного поля на течение электропроводящего газа осуществляется через пондеромоторную силу  $\mathbf{F} = \mathbf{j} \times \mathbf{V}$  и джоулево энерговыделение  $Q = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ . Здесь  $\mathbf{j}$  — плотность электрического тока проводимости,  $\mathbf{E}$  — напряженность индуцированного электрического поля. При известной индукции внешнего магнитного поля  $\mathbf{V}$  эти величины связаны обобщенным законом Ома, который без учета проскальзывания ионов и градиента электронного давления записывается в виде

$$\mathbf{j} + \mu_e(\mathbf{j} \times \mathbf{V}) = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{V}), \quad (1)$$

где  $\mu_e$  — электронная подвижность. В режиме МГД генератора замыкающее соотношение, необходимое для вычисления пондеромоторной силы и джоулева энерговыделения, определяется через коэффициент внешней нагрузки [3].

При указанной ориентации внешнего магнитного поля  $z$ -составляющая пондеромоторной силы равна нулю. Формулы для других проекций этой силы и джоулева энерговыделения зависят от коммутации электродов [4].

а) Фарадеевский генератор со сплошными электродами.

В этом случае принимается равной нулю проекция вектора напряженности электрического поля на линию  $l$ , направление которой линейно изменяется от направления нижнего электрода до направления верхнего. При этом  $E_x = -E_y \operatorname{tg} \varphi$ , где  $\varphi$  — угол наклона линии  $l$  к оси  $x$ . Вводя коэффициент внешней нагрузки  $k = E_y/u_x B$ , можно получить следующие формулы для проекций вектора пондеромоторной силы и джоулева энерговыделения:

$$\begin{aligned} F_x &= \frac{\sigma B^2}{1 + \beta_e^2} [\beta_e(u_y - k u_x \operatorname{tg} \varphi) - u_x(1 - k)], \\ F_y &= -\frac{\sigma B^2}{1 + \beta_e^2} [u_y - k u_x \operatorname{tg} \varphi + u_x \beta_e(1 - k)], \end{aligned} \quad (2)$$

$$Q = \frac{\sigma B^2}{1 + \beta_e^2} k u_x \left\{ \beta_e (u_y - k u_x \operatorname{tg} \varphi) - u_x (1 - k) - [(1 - k) \beta_e u_x + u_y - k u_x \operatorname{tg} \varphi] \operatorname{tg} \varphi \right\},$$

где  $\beta_e = \mu_e |B|$  — параметр Холла.

б) Фарадеевский генератор с идеально секционированными электродами.

В этом случае равна нулю проекция вектора плотности тока на указанную выше линию  $l$ . При этом  $j_x = -j_y \operatorname{tg} \varphi$ , и при прежнем определении коэффициента нагрузки имеем:

$$F_x = -\frac{\sigma B^2}{1 + \beta_e \operatorname{tg} \varphi} u_x (1 - k), \quad F_y = F_x \operatorname{tg} \varphi, \quad (3)$$

$$Q = -\frac{\sigma B^2}{1 + \beta_e \operatorname{tg} \varphi} (1 - k) u_x \left[ \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi}{1 + \beta_e \operatorname{tg} \varphi} k u_x + \left( \frac{\beta_e - \operatorname{tg} \varphi}{1 + \beta_e \operatorname{tg} \varphi} u_x + u_y \right) \operatorname{tg} \varphi \right].$$

в) Холловский генератор.

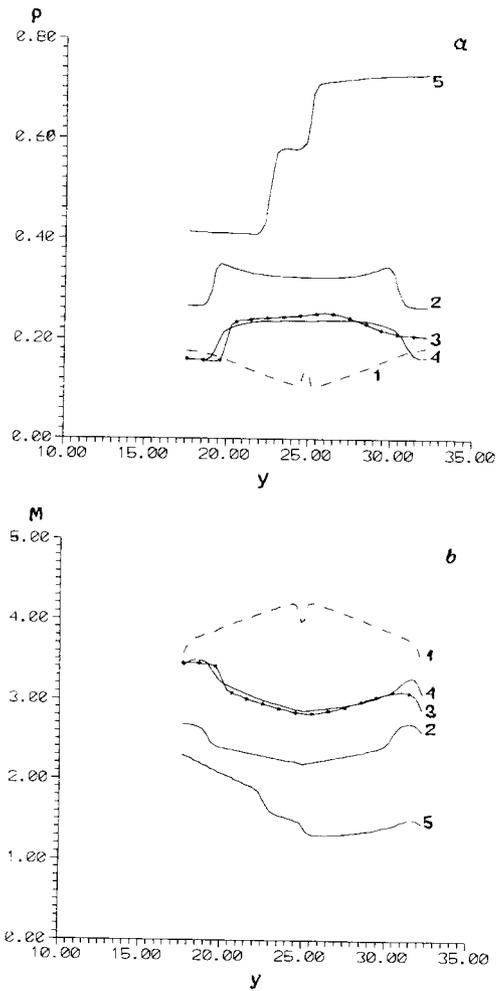
Для этого случая равной нулю оказывается проекция вектора напряженности электрического поля на нормаль к линии  $l$ , что дает  $E_y = E_x \operatorname{tg} \varphi$ . Коэффициент внешней нагрузки определяется по формуле  $k = E_x / u_y B$ . Проекция вектора ponderomotorной силы и джоулево энерговыделение определяются формулами:

$$F_x = \frac{\sigma B^2}{1 + \beta_e^2} [(\beta_e + \operatorname{tg} \varphi) k u_y + \beta_e u_y - u_x],$$

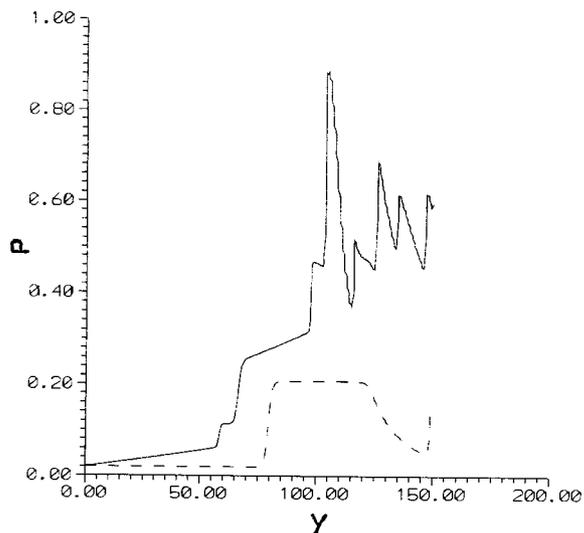
$$F_y = -\frac{\sigma B^2}{1 + \beta_e^2} [(1 - \beta_e \operatorname{tg} \varphi) k u_y + u_y + u_x \beta_e], \quad (4)$$

$$Q = \frac{\sigma B^2}{1 + \beta_e^2} k u_y \left\{ (1 + k) u_y + \beta_e u_x + [(k \operatorname{tg} \varphi + \beta_e) u_y - u_x] \operatorname{tg} \varphi \right\}.$$

Формулы (2), (3) или (4) вместе с термодинамическими соотношениями замыкают систему уравнений, используемую для описания рассматриваемого течения. В предположении о сверхзвуковой скорости течения эта система является  $x$ -гиперболической. Она решается с начальными условиями на входе в расчетную область ( $x = 0$ ), где задаются значения всех газодинамических функций, и граничными условиями непротекания на стенках диффузора.



**Рис. 2.** Профили давления (*a*) и числа Маха (*b*) в выходном сечении диффузора. 1 —  $B = 0.0$ ; 2 — фардеевский генератор со сплошными электродами,  $\beta_e = 0.0$ ; 3 — фардеевский генератор со сплошными электродами,  $\beta_e = 1.0$ ; 4 — фардеевский генератор с секционированными электродами,  $\beta_e = 1.0$ ; 5 — холловский генератор,  $\beta_e = 1.0$ .



**Рис. 3.** Изменение давления в плоскости симметрии диффузора, пунктирная линия —  $V = 0.0$ ; сплошная линия — холловский генератор,  $\beta_e = 1.0$ .

Численные решения получены с помощью явной маршевой схемы сквозного счета второго порядка точности [5]. Шаг интегрирования по маршевой координате  $x$  определяется из условия устойчивости. В поперечном направлении разностная сетка содержала в большинстве случаев 60 равномерно расположенных узлов.

3. Расчеты проводились для простейшей физической модели однородного совершенного газа с отношением удельных теплоемкостей  $\gamma = 1.4$  МГД взаимодействие характеризуется двумя безразмерными параметрами: числом Стюарта  $S = \sigma B^2 L / \rho_0 U_0$  и параметром Холла  $\beta_e$ .

На рис. 1, 2 представлены некоторые результаты расчетов, соответствующие числу Маха на входе в диффузор  $M_0 = 6$ , числу Стюарта  $S = 0.003$  и коэффициенту внешней нагрузки  $k = 0.5$ . На рис. 1 показаны изолинии плотности в диффузоре при отсутствии внешнего магнитного поля ( $a$ ), в случае фарадеевского генератора со сплошными ( $b, c$ ) и идеально секционированными электродами ( $d$ ) и холловского генератора ( $e$ ). Плотность отнесена к плотности набегающего потока,

изолинии построены с шагом  $\Delta\rho = 0.3$ . На рисунках можно видеть существенное влияние МГД взаимодействия на ударно-волновую структуру и нарушение симметрии течения при наличии эффекта Холла. Качество сверхзвукового воздухозаборника характеризуется уровнем восстановления давления в его выходном сечении. На рис. 2 показаны профили статического давления и числа Маха в этом сечении при различных вариантах коммутации электродов и двух значениях параметра Холла. Давление отнесено к  $\rho_0 U_0^2$ . Можно отметить, во-первых, значительное повышение давления и снижение числа Маха за счет МГД взаимодействия. Максимальный эффект достигается при коммутации электродов по схеме холловского генератора. Однако при этом распределения давления и числа Маха в выходном сечении диффузора оказываются наиболее неоднородными. Следует отметить также, что уровень давления существенно изменяется по длине диффузора. Это иллюстрирует рис. 3, где представлено распределение статического давления вдоль оси диффузора.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 98-01-01121).

## Список литературы

- [1] Bruno C., Czysty P.A., Murthy S.N.B. // AIAA Paper. 1997. 97-3389.
- [2] Головачев Ю.П., Ильин С.А., Суцких С.Ю. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. № 16. С. 1-5.
- [3] Митчнер М., Кругер Ч. Частично ионизованные газы. М.: Мир, 1976.
- [4] Бреев В.В., Губарев А.В., Панченко В.П. Сверхзвуковые МГД генераторы. М.: Энергоатомиздат, 1988.
- [5] Родионов А.В. // Журнал вычисл. математики и математической физики. 1989. Т. 27. № 12. С. 1853-1860.