

03

Нестационарные трехударные конфигурации и контактно-вихревые структуры, инициированные взаимодействием источника энергии с ударным слоем в газах

© О.А. Азарова¹, Л.Г. Гвоздева²

¹ Вычислительный центр им. А.А. Дородницына Федерального исследовательского центра „Информатика и управление“ РАН, Москва

² Объединенный институт высоких температур РАН, Москва
E-mail: olga_azarova@list.ru

Поступило в Редакцию 1 апреля 2016 г.

В задачах сверхзвукового обтекания с внешними источниками энергии исследовано воздействие физико-химических свойств газовой среды на формирование тройных маховских конфигураций, контактно-вихревых структур, а также на динамику давления торможения и силы фронтального сопротивления. При изменении отношения удельных теплоемкостей, принимающего значения в диапазоне 1.1–1.4, получено значительное (до 51.8%) изменение углов трехударных конфигураций при обтекании цилиндрически затупленной пластины набегающим потоком с числом Маха 4. Исследование динамики падения давления торможения и силы фронтального сопротивления выявило усиление этих эффектов, а также превалирование вихревого механизма падения сопротивления при уменьшении показателя адиабаты.

Трехударные и контактно-вихревые конфигурации — это базовые элементы сверхзвуковой аэродинамики, как внешней, так и внутренней. При проектировании новой техники необходимо учитывать, что в высокоскоростных потоках за ударными волнами протекают физико-химические реакции, которые приводят к изменению отношения удельных теплоемкостей газа γ . Влияние γ на тройные конфигурации в процессах нестационарного отражения ударных волн исследовано в [1]. Теоретические исследования зависимости регулярного отражения от γ проведены в [2]. Влияние γ на маховское отражение в стационарных потоках газа исследовано [3,4]. Обнаружено, что при уменьшении γ и

увеличении числа Маха потока угол отраженной волны с направлением потока заметно изменяется, вплоть до возникновения аномальной тройной конфигурации, в которой отраженная волна находится в той же полуплоскости, что и волна Маха. В [5] было показано, что γ оказывает большое влияние не только на расположение ударных волн, но и на слои скольжения, которые возникают в нестационарных трехударных конфигурациях.

Трехударные конфигурации вместе с контактно-вихревыми структурами были получены в задачах управления головными ударными волнами в сверхзвуковых потоках с помощью внешних источников энергии [6–8]. В этих работах рассматривались потоки идеального газа с показателем адиабаты, равным 1.4. В данной статье проведено систематическое исследование влияния физико-химических превращений в широком диапазоне значений γ на динамику нестационарных ударно-волновых конфигураций в задачах обтекания с внешними источниками энергии. Этот подход является новым. Полученные результаты могут быть полезны при развитии способов управления сверхзвуковыми потоками путем локального вложения энергии в поток при помощи СВЧ-разряда или лазерного импульса.

Моделирование основано на системе уравнений Эйлера для идеального газа с постоянным отношением удельных теплоемкостей γ в диапазоне значений от 1.1 до 1.4:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial r} = 0,$$

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ \rho uv \\ u(E + p) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ p + \rho v^2 \\ v(E + p) \end{pmatrix}.$$

Здесь ρ , p — плотность и давление газа, u и v — x - и r -компоненты скорости, $\varepsilon = p/(\rho(\gamma - 1))$, $E = \rho(\varepsilon + 0.5(u^2 + v^2))$. Число Маха набегающего потока $M = 4$.

Задача решается в безразмерном виде. Начальным условием является поле течения для стационарного обтекания цилиндрически затупленной пластины с параметрами набегающего потока $\rho_\infty = 1$, $p_\infty = 0.2$, $u_\infty = Mc_\infty$, $v_\infty = 0$. При выборе нормирующих параметров для плотности 1.293 kg/m^3 и для давления $5.06625 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ размерные

значения плотности и давления в набегающем потоке соответствуют нормальным условиям для воздуха.

Полагается, что источник энергии возникает мгновенно перед головной ударной волной. Источник энергии моделируется разогретым разреженным каналом (тепловым слоем). Такая модель источника была предложена в [9] и хорошо зарекомендовала себя при моделировании микроволновых и лазерных экспериментов по управлению сверхзвуковым потоком [10]. Плотность в источнике задается как $\rho_i = \alpha_\rho \rho_\infty$, где параметр α_ρ характеризует степень разреженности газа. В расчетах значение α_ρ изменяется в диапазоне $0.11 < \alpha_\rho < 0.66$. Остальные параметры в канале задаются равными их значениям в набегающем потоке (при этом температура газа в источнике повышена). Таким образом, источник считается „вмороженным“ в поток, движется вместе с потоком и далее взаимодействует с головной ударной волной.

В расчетах используются комплексно-консервативные разностные схемы второго порядка аппроксимации [11]. Данные схемы являются подмножеством разностных схем на минимальном шаблоне (см. [12,13]) с расширенными свойствами консервативности. Используется ортогональная шахматная сетка с одинаковыми шагами по пространству, $h_x = h_r$, на поперечный размер тела приходится 1000 узлов.

Установлено, что на первой стадии процесса взаимодействия источника энергии с цилиндрическим ударным слоем возникает нестационарная маховская трехударная конфигурация в режиме течения, близком к автомодельному. На рис. 1, *a* представлен типичный вид трехударной конфигурации, формирующейся в задаче об обтекании цилиндрически затупленной пластины сверхзвуковым потоком газа, содержащим источник энергии. Схема образующейся маховской тройной конфигурации и исследуемые углы представлены на рис. 1, *b*. Здесь 1 — фронт предвестника (падающая волна), 2 — отраженная волна, 3 — головная волна (волна Маха), 4 — линии скольжения.

На рис. 2, *a* представлены зависимости исследуемых углов от отношения теплоемкостей γ при $\alpha_\rho = 0.5$. Видно, что с уменьшением γ от 1.4 до 1.1 угол между отраженной волной и направлением потока ω_2 убывает (на 51.8%), а угол, образованный волной Маха, ω_3 возрастает (на 12.5%). В то же время углы, образованные падающей волной и направлением линии скольжения с направлением потока, ω_1 и ω_4 практически не зависят от γ . В расчетах получено, что угол, образованный фронтом предвестника с направлением потока, также не зависит от γ .

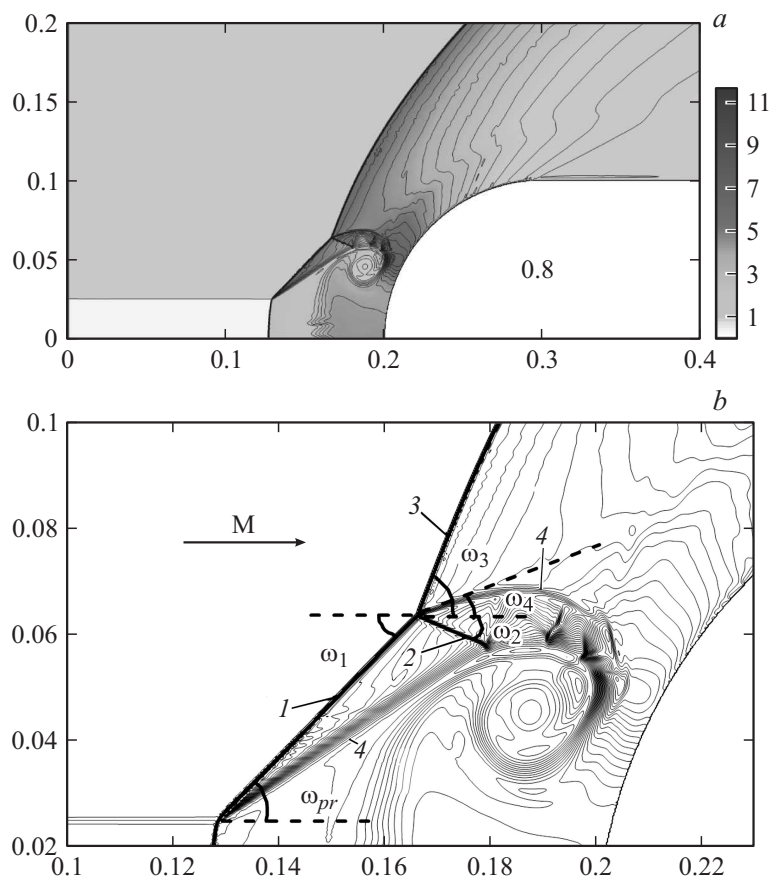


Рис. 1. *a* — трехударная конфигурация, инициированная взаимодействием источника энергии с ударным слоем, поле плотности. $M = 4$, $\gamma = 1.2$, безразмерное время $t = 0.8$. *b* — схема тройной конфигурации и исследуемые углы.

На рис. 2, *b* приведена зависимость рассматриваемых углов от разреженности газа в источнике, определяемой параметром α_ρ , для $\gamma = 1.1$. Здесь приводится также угол наклона фронта предвестника ω_{pr} , вычисленный по формуле из [9]:

$$\sin^2 \omega_{pr} = \alpha_\rho \quad (1)$$

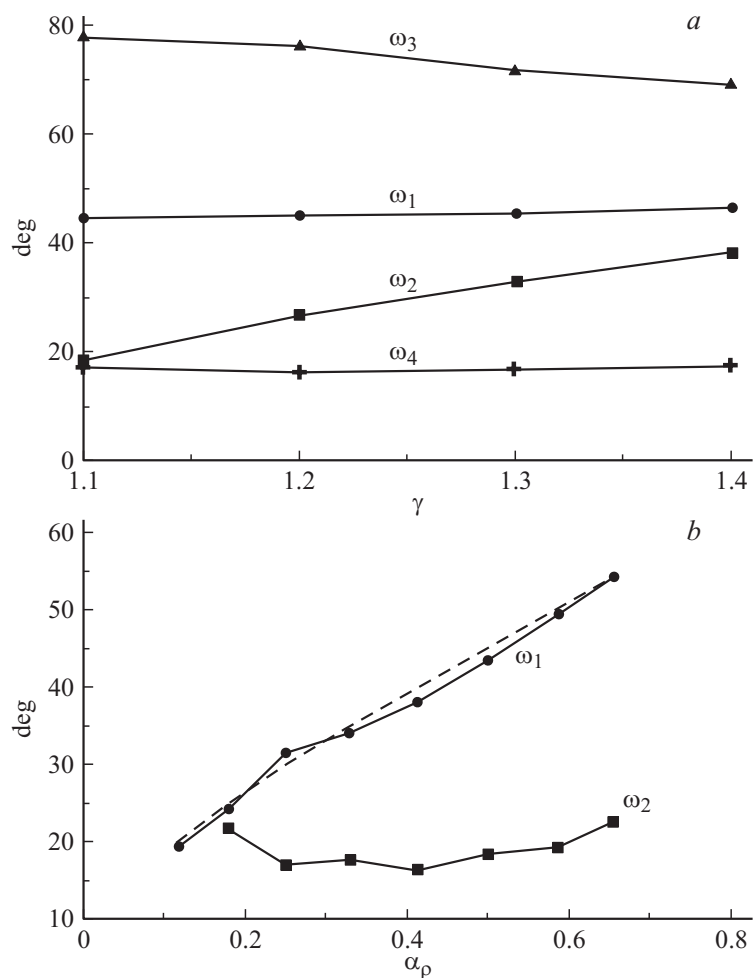


Рис. 2. Зависимости исследуемых углов от γ и α_ρ для $M = 4$: a — от γ при $\alpha_\rho = 0.5$; b — от α_ρ при $\gamma = 1.1$, пунктир — теоретическая зависимость $\omega_{pr}(\alpha_\rho)$.

(пунктирная линия). Видно, что угол ω_1 возрастает с возрастанием α_ρ и близок к углу ω_{pr} . Видно также, что зависимость $\omega_2(\alpha_\rho)$ имеет минимальное значение на рассматриваемом интервале изменения α_ρ .

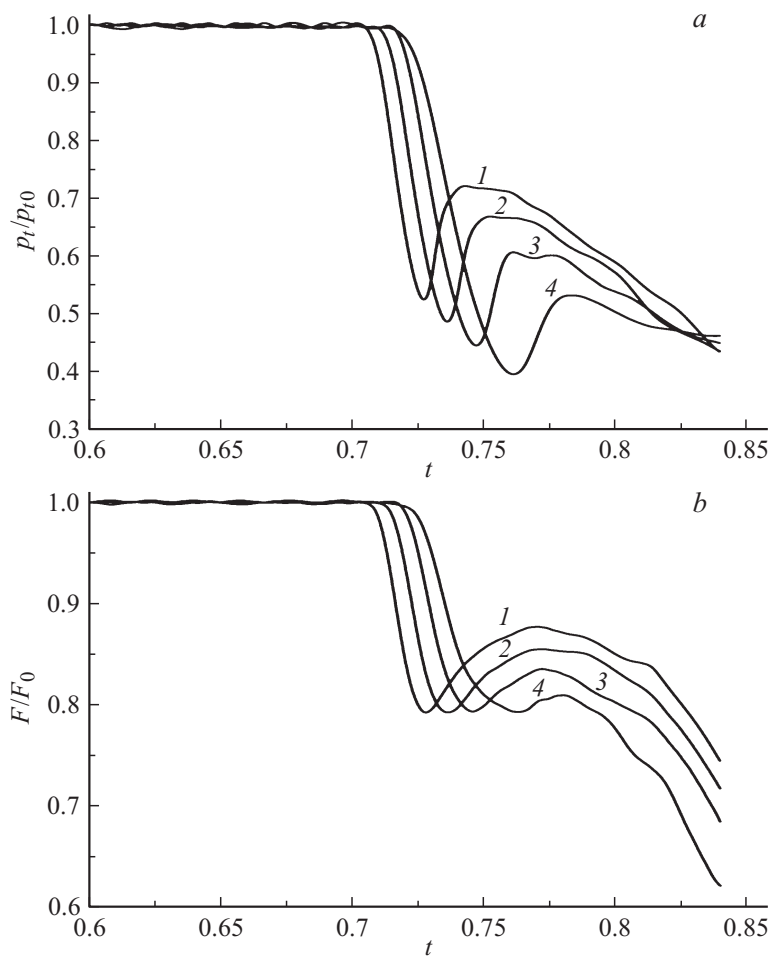


Рис. 3. Динамика давления торможения (а) и фронтальной силы сопротивления (b) для различных γ . $M = 4$, $\alpha_\rho = 0.5$, кривая 1 — $\gamma = 1.4$, кривая 2 — $\gamma = 1.3$, кривая 3 — $\gamma = 1.2$, кривая 4 — $\gamma = 1.1$.

В расчетах получено, что зависимость $\omega_2(\omega_1)$ также имеет минимум на этом интервале и качественно согласуется с зависимостями, приведенными в [14].

Контактно-вихревая структура, формирующаяся вместе с тройной конфигурацией (рис. 2, *b*), при взаимодействии с поверхностью тела вызывает понижение волнового сопротивления [10]. Значительное падение силы сопротивления в результате вихревого воздействия на затупленное тело (торец цилиндра) впервые было показано в расчетах в [15]. На рис. 3 представлены зависимости от γ давления торможения (*a*) и фронтальной силы сопротивления (*b*); индекс „0“ относится к параметрам стационарного потока в отсутствие источника энергии. Первый минимум в кривых на рис. 3 связан с отражением возникающей волны разрежения [16], уменьшение значений на второй стадии связано с воздействием вихревой структуры. На рис. 3 видно, что для рассматриваемых значений γ на первой стадии падение давления торможения не оказывает влияния на изменение силы сопротивления. Напротив, на последующей стадии вихревое воздействие на силу сопротивления значительно усиливается с уменьшением γ , т.е. для малых γ наблюдается качественно иное поведение силы сопротивления. Получено, что при уменьшении γ от 1.4 до 1.1 эффект падения сопротивления за счет воздействия контактно-вихревой структуры усиливается на 16.5%, а эффект падения давления торможения — на 24.7%.

Таким образом, в результате систематических расчетов задач сверхзвукового обтекания с внешним источником энергии цилиндрически затупленной пластины для различных газовых сред при отношении удельных теплоемкостей γ в диапазоне $1.1 \leq \gamma \leq 1.4$ и числе Маха набегающего потока $M = 4$ получено значительное изменение углов между фронтами ударных волн, составляющих маховскую тройную конфигурацию. Показано, что эти изменения в основном связаны с изменением угла между отраженной ударной волной и направлением потока (до 51.8%). Получена зависимость углов тройной конфигурации от степени разреженности газа в области источника энергии α_p при $0.11 < \alpha_p < 0.66$ и показано, что угол, образованный отраженной волной, имеет минимум на рассматриваемом интервале.

При γ , изменяющемся от 1.4 до 1.1, получена динамика давления торможения и фронтальной силы сопротивления. Показано, что уменьшение γ усиливает эффекты падения сопротивления и уменьшения давления торможения за счет действия внешнего источника энергии. Показано также, что с уменьшением γ механизм падения сопротивления за счет вихревого воздействия становится преобладающим.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, проекты № 16-08-01228 и 15-01-04635.

Список литературы

- [1] *Баженова Т.В., Гвоздева Л.Г.* Нестационарное взаимодействие ударных волн. М.: Наука, 1977. 276 с.
- [2] *Арутюнян Г.М., Белоконь В.А., Карчевский Л.В.* // ПМТФ. 1970. № 1. С. 62–66.
- [3] *Гвоздева Л.Г., Гавренков С.А.* // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. В. 8. С. 39–45.
- [4] *Гавренков С.А., Гвоздева Л.Г.* // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. В. 12. С. 74–80.
- [5] *Gvozdeva L.G., Gavrenkov S.A., Nesterov A.A.* // Shock Waves. 2015. V. 25. N 3. P. 283–291.
- [6] *Georgievskiy P.Yu., Levin V.A.* // Proc. 2nd Eur. Conf. Aerospace Sciences (EUCASS). Brussels, July 1–6, 2007. P. 1–8.
- [7] *Азарова О.А.* // ЖВМ и МФ. 2009. Т. 49. № 8. С. 1466–1483.
- [8] *Azarova O.A., Knight D.D., Kolesnichenko Yu.F.* // Shock Waves. 2011. V. 21. N 5. P. 439–450.
- [9] *Артемьев В.И., Бергельсон В.И., Немчинов И.В.* и др. // МЖГ. 1989. № 5. С. 146–151.
- [10] *Azarova O.A., Knight D.D.* // Aerospace Sci. Technol. 2015. V. 43. (June 2015). P. 343–349.
- [11] *Азарова О.А.* // ЖВМ и МФ. 2015. Т. 55. № 12. С. 2067–2092.
- [12] *Грудницкий В.Г., Прохорчук Ю.А.* // Докл. АН СССР. 1977. Т. 234. № 6. С. 1249–1252.
- [13] *Белоцерковский О.М., Грудницкий В.Г., Прохорчук Ю.А.* // ЖВМ и МФ. 1983. Т. 23. № 1. С. 119–126.
- [14] *Gvozdeva L.G., Gavrenkov S.A.* // Prog. Flight Phys., Torus Press. 2015. V. 7. P. 437–452.
- [15] *Kolesnichenko Yu.F., Brovkin V.G., Azarova O.A.* et al. // Paper AIAA-2002-0353. P. 1–13.
- [16] *Георгиевский П.Ю., Левин В.А.* // МЖГ. 1993. № 4. С. 174–183.