

03

Стационарные маховские конфигурации с эндотермическим прямым скачком

© М.В. Чернышов, М.М. Лаптинская

Балтийский государственный технический университет „ВОЕНМЕХ“ им. Д.Ф. Устинова, Санкт-Петербург, Россия
E-mail: chernyshov_mv@voenmeh.ru

Поступило в Редакцию 3 февраля 2026 г.

В окончательной редакции 3 марта 2026 г.

Принято к публикации 19 марта 2026 г.

Аналитически и численно определены условия существования тройных конфигураций с прямым главным (маховским) скачком уплотнения (стационарных маховских конфигураций) при наличии импульсного поглощения энергии на сильном главном скачке. Поскольку именно образование стационарной маховской конфигурации соответствует известному критерию фон Неймана, описывающему смену вида отражения косых скачков уплотнения, проведена оценка смещения этого критерия ввиду возможной эндотермичности течения на главном скачке.

Ключевые слова: скачок уплотнения, тройная конфигурация, регулярное отражение, маховское отражение, критерий фон Неймана.

DOI: 10.61011/PJTF.2026.12.62979.20643

Тройные конфигурации, образующиеся при маховском отражении косых скачков уплотнения (например, скачка j_1 на рис. 1, *a, b*), разделяют поток газа за тройной точкой T на две области (сверху и снизу от тангенциального разрыва τ). Как показано в [1,2], многие газодинамические параметры (например, скорость, число Маха, температура, плотность, акустический импеданс, давление торможения, скоростной напор, импульс потока) в этих областях за отраженным (j_2) и главным, или маховским (j_3), скачками различаются существенно, порой многократно, в особенности при больших числах Маха M течения перед тройной точкой. Значительные различия свойств потока на сторонах тангенциального разрыва должны учитываться, например, при метании макротел спутным потоком за взрывной волной [3], газодинамическом конструировании сверхзвуковых воздухозаборников [4,5], разработке детонационных двигателей [6,7] и комбинированных двигателей, использующих

детонационные эффекты [8,9]. В последних двух случаях повышение температуры горючей смеси на главном скачке (гораздо более существенное, чем на падающем и отраженном скачках) способствует возбуждению экзотермических реакций за его поверхностью, формируя структуру стационарной детонационной волны.

Согласно [10], положительное энерговыделение на скачке j_3 заметно увеличивает его геометрические размеры (т.е. высоту тройной точки маховского отражения над плоскостью или осью симметрии) по сравнению со случаем отражения скачка j_1 той же интенсивности в потоке с теми же параметрами, но при отсутствии энерговыделения на маховском скачке. Кроме того, возможность энерговыделения смещает известный критерий фон Неймана смены вида (регулярного или маховского) отражения в сторону более слабых падающих скачков. В результате возникает маховское отражение таких скачков уплотнения, которые в нереагирующем газе

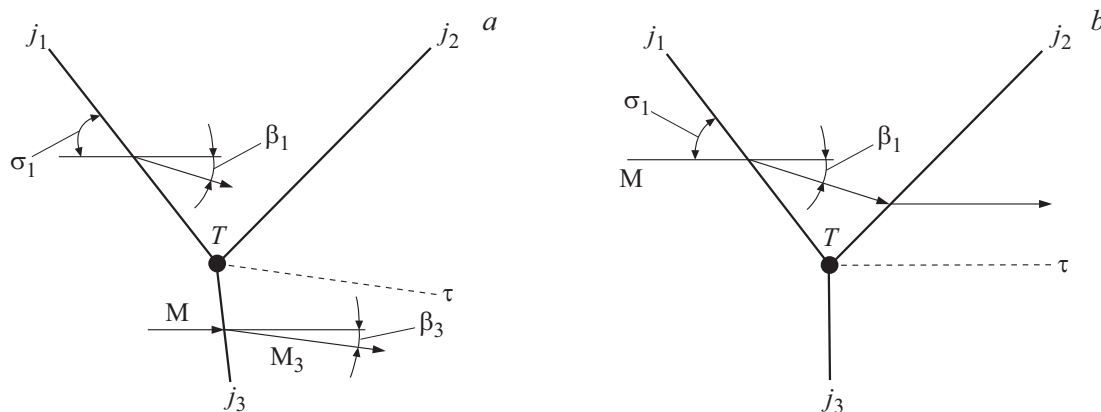


Рис. 1. Схема течения в окрестности тройной точки при образовании типичной тройной конфигурации маховского отражения (*a*) и в переходном случае формирования стационарной маховской конфигурации (*b*).

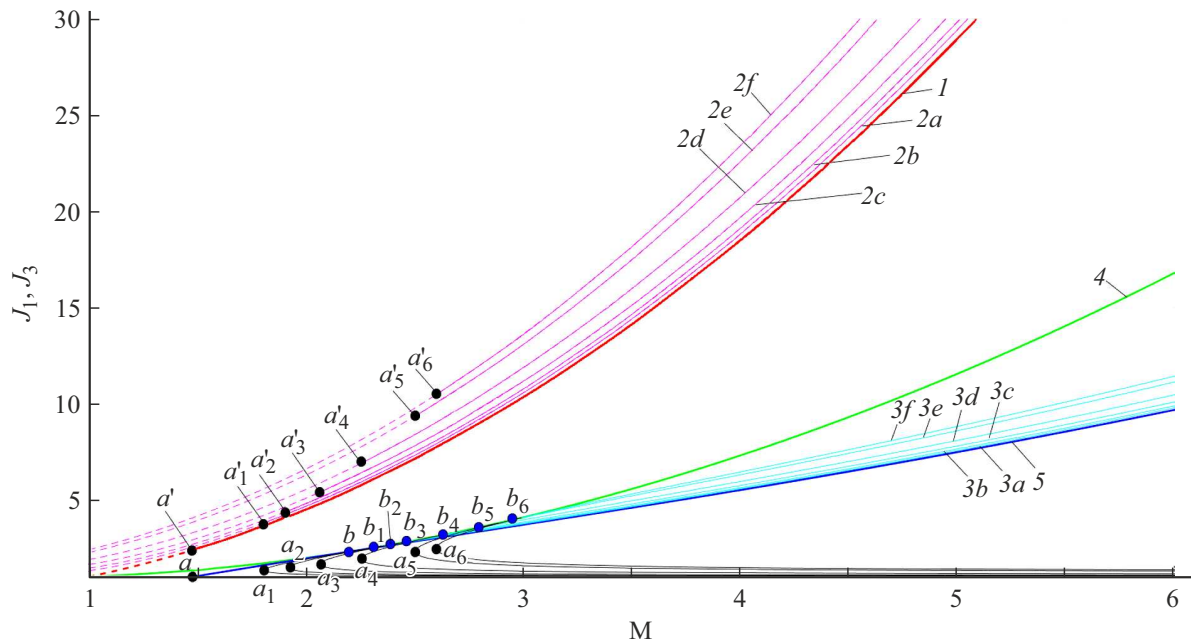


Рис. 2. Интенсивности скачков уплотнения, соответствующие прямому скачку в совершенном нереагирующем газе (1), прямому скачку с поглощением 5 (2a), 10 (2b), 20 (2c), 40 (2d), 80 (2e) и 100% (2f) полной энтальпии потока, косым падающим скачком, формирующим СМК с перечисленными значениями энергопоглощения на главном скачке (3a–3f), критерию максимального угла поворота потока (4) и критерию фон Неймана для совершенного нереагирующего газа (5).

отражаются только регулярно. В работе [11] получен обобщенный критерий фон Неймана — условия, определяющие параметры падающего скачка уплотнения j_1 , формирующего стационарную маховскую конфигурацию (СМК) и соответствующего смене вида отражения этого скачка, если на главном скачке возможного маховского отражения имеет место импульсное энерговыделение, а также изменение химического состава газовой смеси. Отмечено, что положительное энерговыделение более существенно влияет на смещение обобщенного критерия фон Неймана по сравнению с классическим (для нереагирующего совершенного газа), чем сопутствующее изменение химического состава (смена показателя адиабаты).

Если тройная конфигурация с сильным маховским скачком образуется в нереагирующем газе, то возможно отрицательное энерговыделение (энергопоглощение) на маховском скачке ввиду затрат энергии на возбуждение колебательных степеней свободы, диссоциацию молекул и другие высокотемпературные эффекты (особенно в высокоскоростных течениях). Поэтому необходимо определить условия существования СМК, соответствующие обобщенному критерию фон Неймана в случае, когда на главном скачке имеет место импульсное поглощение энергии, и оценить смещение этих условий по сравнению с классическим случаем.

Условия совместности на косом (рис. 1, a) или прямом (рис. 1, b) скачке уплотнения j_3 с положительным или отрицательным энерговыделением и изменением химического состава газа приводят к следующему соотношению между его интенсивностью $J_3 = p_3/p$ и углом β_3

поворота потока на его поверхности [12]:

$$\beta_3 = \arctg \left[\frac{(J_3 - 1)\sqrt{F - 1}}{\gamma M^2 - (J_3 - 1)} \right],$$

$$F = \frac{2\gamma M^2[(\gamma - \gamma_3) + (\gamma - 1)((J_3 - 1) - (\gamma_3 - 1)\bar{\varphi})]}{(\gamma - 1)(J_3 - 1)[(\gamma_3 + 1)(J_3 - 1) + 2\gamma_3]} \quad (1)$$

Здесь $\bar{\varphi} = \varphi/(p/\rho)$ — безразмерное энерговыделение на скачке j_3 ; φ — удельное энерговыделение (положительное или отрицательное); p , ρ и γ — статическое давление, плотность и показатель адиабаты газа перед скачком, p_3 и γ_3 — за ним; M — число Маха набегающего потока. Интенсивность J_3 прямого скачка уплотнения в стационарной маховской конфигурации определяется из (1) при $\beta_3 = 0$

$$J_3 = \frac{\gamma + 1}{\gamma_3 + 1} + \frac{\sqrt{\gamma^2 M^4 + \gamma_3^2 - 2\gamma M^2[(\gamma_3^2 - 1)\bar{\varphi} + (\gamma_3^2 - \gamma)/(\gamma - 1)]}}{\gamma_3 + 1},$$

$$J_3 = \frac{J_m(M) + 1}{2} + \frac{\sqrt{\gamma^2(M^2 - 1)^2 - 2\gamma(\gamma^2 - 1)M^2\bar{\varphi}}}{\gamma + 1} \quad (2)$$

при $\gamma_3 \neq \gamma$ и равенстве показателей адиабаты за скачком и перед ним соответственно. Здесь $J_m = (1 + \varepsilon)M^2 - \varepsilon$ — интенсивность прямого скачка в потоке нереагирующего совершенного газа с тем же числом Маха (кривая 1 на рис. 2), а $\varepsilon = (\gamma - 1)/(\gamma + 1)$.

Выделение или поглощение энергии взаимосвязано с различными физико-химическими превращениями, из-

меняющими показатель адиабаты газовой смеси. Однако, поскольку основной задачей работы является качественная оценка связи между поглощением энергии на главном скачке и смещением критерия фон Неймана (соответствующего образованию СМК), а влияние изменения показателя адиабаты на это смещение второстепенно [11,13], в дальнейшем для интенсивности маховского скачка используется второе из соотношений (2). Все расчеты соответствуют $\gamma = \gamma_3 = 1.4$ и могут быть обобщены на течения с другими значениями γ .

Кривые $2a-2f$ на рис. 2 показывают зависимость $J_3(M)$ при энергопоглощении $\bar{\varphi}$, составляющем определенную часть $K = \bar{\varphi}/\bar{\varphi}_{\text{lim}}$ теоретически предельного, но едва ли достижимого на практике значения

$$|\bar{\varphi}_{\text{lim}}| = \frac{\gamma}{\gamma-1} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right),$$

которое соответствует полному поглощению энтальпии торможения потока. Очевидно, что появление энергопоглощения и его рост монотонно увеличивают интенсивность главного скачка от значения $J_m(M)$ до величины $J_3 = \gamma M^2 + 1$, соответствующей энергопоглощению $\bar{\varphi} = \bar{\varphi}_{\text{lim}}$ (кривая $2f$). При больших числах Маха ($M \rightarrow \infty$) в рамках математической модели совершенного газа интенсивность скачка j_3 описывается асимптотической зависимостью

$$\frac{J_3}{M^2} \rightarrow \frac{1+\varepsilon}{2} \left(1 + \sqrt{1 + (\gamma^2 - 1)K} \right)$$

(в частности, $J_3/M^2 \rightarrow \gamma$ при $\bar{\varphi} = \bar{\varphi}_{\text{lim}}$).

Интенсивность J_1 падающего скачка, образующего СМК, определяется как корень уравнения обобщенного критерия фон Неймана [11], где значение J_3 находится из (2):

$$\sum_{n=0}^5 H_n J_1^n = 0, \quad (3)$$

$$H_5 = 1 - \varepsilon,$$

$$H_4 = -[2(1 + \varepsilon - \varepsilon^2)M^2 + (1 - \varepsilon)(2 - 2\varepsilon - \varepsilon J_3)],$$

$$H_3 = (1 + \varepsilon)(1 + 2\varepsilon)M^4 + [2 - 6\varepsilon^2 + \varepsilon^3 - \varepsilon^2 J_3(2 - \varepsilon)]M^2 + (1 - \varepsilon)(1 - 4\varepsilon + \varepsilon^2 + (1 - \varepsilon)^2 J_3),$$

$$H_2 = -\varepsilon(1 + \varepsilon)(J_3 - 2\varepsilon)M^4 + \varepsilon[\varepsilon J_3^2 - (2 - 3\varepsilon + 2\varepsilon^2)J_3 + 2(1 - \varepsilon)(1 + 2\varepsilon)]M^2 + 2(1 - \varepsilon)[\varepsilon - \varepsilon^2 - J_3(1 - \varepsilon + \varepsilon^2)],$$

$$H_1 = -(1 + \varepsilon)[\varepsilon^2 + (1 + \varepsilon^2)J_3]M^4 + \varepsilon[2J_3^2 + (1 - 2\varepsilon + 2\varepsilon^2)J_3 - 1 + 2\varepsilon^2]M^2 + (1 - \varepsilon)[\varepsilon^2 + J_3(1 - \varepsilon)^2],$$

$$H_0 = -J_3[\varepsilon(1 + \varepsilon)M^4 + (1 - 2\varepsilon^2 - J_3)M^2 - \varepsilon(1 - \varepsilon)].$$

Корни уравнения (3) показаны кривыми $3a-3f$ на рис. 2. Уравнение (3) не имеет физически реализуемых решений при малых числах Маха (при $M < M_{a_i}$, где значения M_{a_i} зависят от степени энергопоглощения K

и соответствуют крайним левым точкам a_i на кривых $3a-3f$, а также точкам a'_i на кривых $2a-2f$). Поэтому левые части кривых $2a-2f$ (до точек a'_i) на рис. 2 показаны штриховыми линиями: статические давления за главными скачками такой интенсивности при небольших числах Маха недостижимы в системе падающего и отраженного скачков. Значения M_{a_i} при степенях энергопоглощения K , соответствующих кривым $3a-3f$, следующие: $M_{a_1} = 1.809$ при $K = 0.05$, $M_{a_2} = 1.921$ при $K = 0.1$, $M_{a_3} = 2.066$ при $K = 0.2$, $M_{a_4} = 2.254$ при $K = 0.4$, $M_{a_5} = 2.504$ при $K = 0.8$, $M_{a_6} = 2.600$ при $K \rightarrow 1$. При уменьшении и исчезновении энергопоглощения ($\bar{\varphi} \rightarrow 0$) значение M_{a_i} стремится к пределу $M_a = \sqrt{(2 - \varepsilon)/(1 - \varepsilon)} = 1.483$, т.е. к наименьшему числу Маха, при котором существуют решения для СМК в нереагирующем газе.

При $M > M_{a_i}$ существуют два решения уравнения (3), имеющие физический смысл. Они показаны соответственно верхними и нижними ветвями кривых $3a-3f$ на рис. 2. Нижние части кривых $3a-3f$ описывают СМК с сильными (отвечающими верхним ветвям ударных поляр) отраженными скачками, течение за которыми дозвуковое. Как доказано в [14], регулярное, а согласно [15], и маховское отражение с сильным отраженным скачком неустойчиво к малым возмущениям (в действительности реализуется регулярное отражение скачка j_1 со „слабым“ отраженным скачком).

Левые части верхних ветвей кривых $3a-3f$ (между точками a_i и b_i) также описывают неустойчивые СМК с сильными отраженными скачками. В точках b_i кривые $3a-3f$ касаются линии 4, соответствующей другому известному критерию смены типа отражения скачков уплотнения (критерию максимального угла поворота потока, или „detachment criterion“ [16]). Числа Маха M_{b_i} принимают следующие значения: $M_{b_1} = 2.281$ при $K = 0.05$, $M_{b_2} = 2.348$ при $K = 0.1$, $M_{b_3} = 2.458$ при $K = 0.2$, $M_{b_4} = 2.629$ при $K = 0.4$, $M_{b_5} = 2.888$ при $K = 0.8$, $M_{b_6} = 2.995$ при $K \rightarrow 1$. При $\bar{\varphi} \rightarrow 0$ значение M_{b_i} стремится к числу Маха $M_b = 2.202$, которое соответствует совпадению двух наиболее известных критериев смены типа отражения скачков уплотнения и ударных волн: критерия максимального угла поворота потока (кривая 4) и „классического“ критерия фон Неймана, показанного кривой 5 [16,17].

При $M > M_{b_i}$ верхние ветви кривых $3a-3f$ соответствуют устойчивым структурам маховского отражения со „слабым“ отраженным скачком. Расстояние между кривыми $3a-3f$ и линией 5 позволяет оценить изменение интенсивности J_1 падающего скачка (рис. 3, а), угла σ_1 его наклона (рис. 3, б) и угла β_1 поворота потока на его поверхности (рис. 3, в) по сравнению с параметрами, заданными „классическим“ критерием фон Неймана, ввиду возможного энергопоглощения на главном скачке маховского отражения. Как видно из рис. 3, б, в, типичное смещение критерия фон Неймана по углам падения скачка и поворота потока составляет около $1-2^\circ$. Углы σ_1 и β_1 связывались с интенсивностью J_1 хорошо

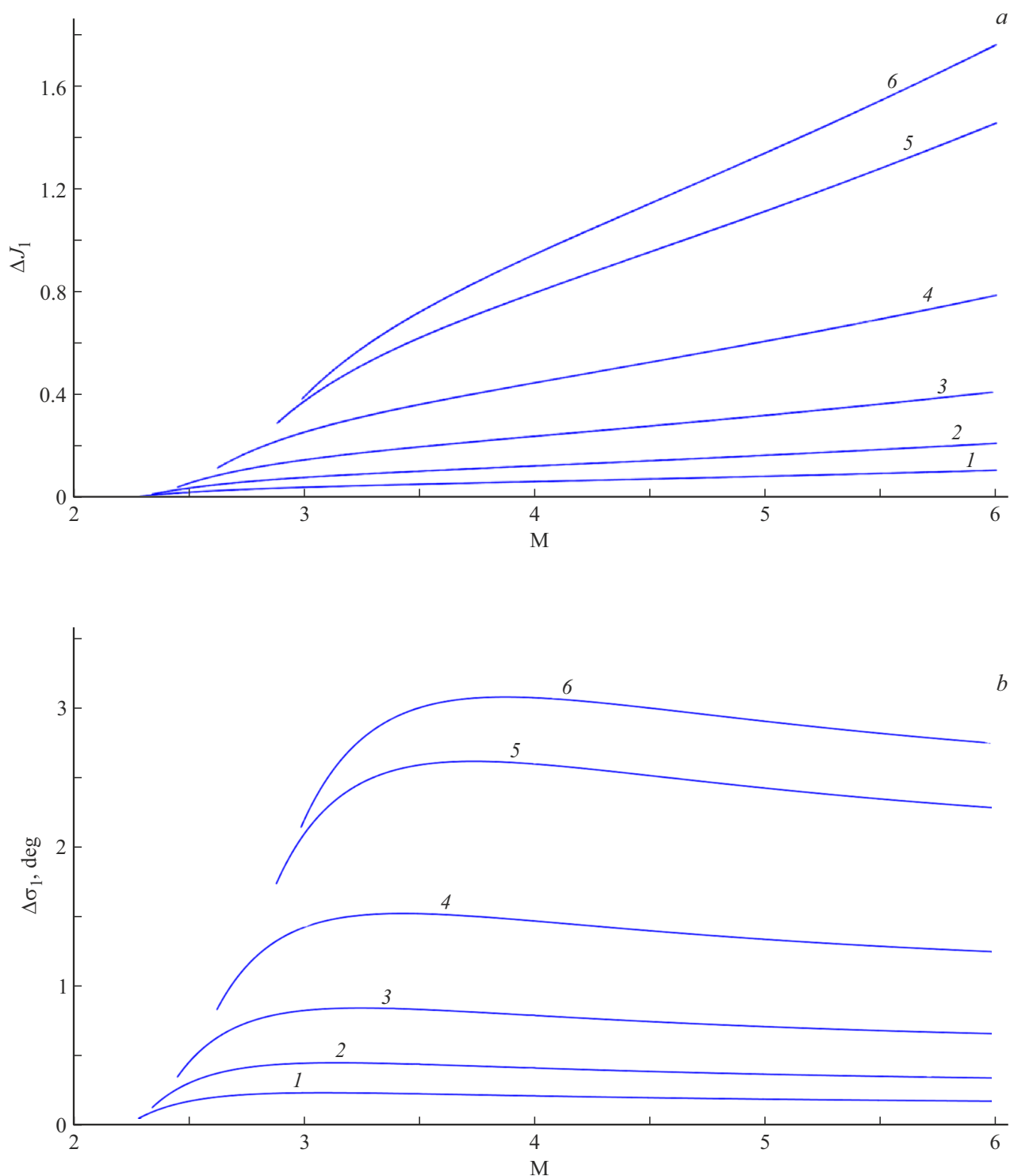


Рис. 3. Увеличение интенсивности (a) падающего скачка, образующего СМК, и углов его наклона (b) и поворота потока на его поверхности (c) при поглощении энергии на маховском скачке, составляющем 5 (1), 10 (2), 20 (3), 40 (4), 80 (5) и 100% (6) полной энтальпии потока.

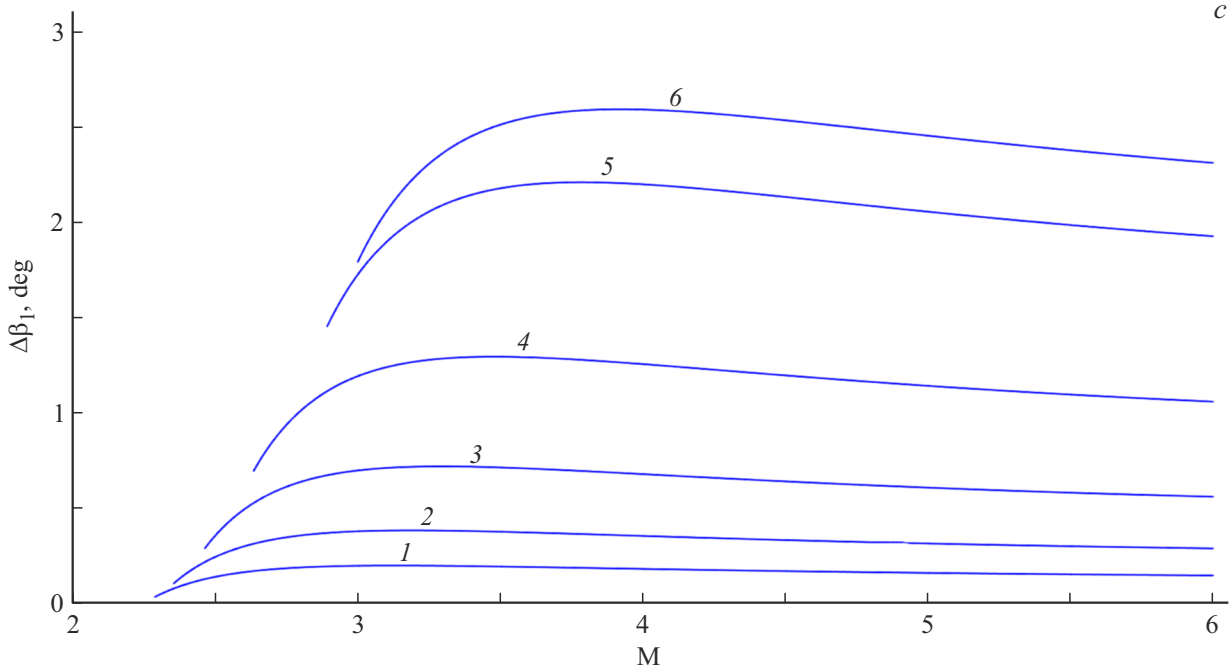


Рис. 3 (продолжение).

известными соотношениями [17] для скачков уплотнения в совершенном газе.

При больших числах Маха ($M \rightarrow \infty$) кривые $3a-3f$ описываются асимптотами вида $\frac{j_1}{M^2} \rightarrow C$, $\sigma_1 \rightarrow \arcsin \sqrt{\frac{C}{1+\varepsilon}}$, $\beta_1 \rightarrow \arctg \frac{\sqrt{C(1+\varepsilon-C)}}{\gamma-C}$, где коэффициент C определяется из уравнения

$$\sum_{n=0}^6 A_n C^n = 0,$$

$$\begin{aligned} A_6 &= (1-\varepsilon)^6, & A_5 &= -(1-\varepsilon)^5(4+3\varepsilon-4\varepsilon^2+\varepsilon^3), \\ A_4 &= (1-\varepsilon)^4[6+10\varepsilon-10\varepsilon^2-7\varepsilon^3+8\varepsilon^4-3\varepsilon^5-\varepsilon^3(1+\varepsilon)^2K], \\ A_3 &= -(1+\varepsilon)(1-\varepsilon)^3[(1-\varepsilon)(2+5\varepsilon-2\varepsilon^2)(2+\varepsilon-2\varepsilon^2+\varepsilon^3) \\ &\quad - \varepsilon^3(2+6\varepsilon-2\varepsilon^2+\varepsilon^3)K], \\ A_2 &= (1-\varepsilon^2)^2[(1-\varepsilon)^2(1+6\varepsilon+2\varepsilon^2-7\varepsilon^3+4\varepsilon^4) \\ &\quad - \varepsilon^3(2+5\varepsilon+2\varepsilon^2-5\varepsilon^3+\varepsilon^4)K], \\ A_1 &= -\varepsilon(1+\varepsilon)^3(1-\varepsilon)^2[(1-\varepsilon)^3(1+2\varepsilon)-\varepsilon^2(2+4\varepsilon^2-\varepsilon^3)K], \\ A_0 &= -K\varepsilon^3(1+\varepsilon)^4[1-3\varepsilon+3\varepsilon^2-\varepsilon^3(1+K)] \end{aligned}$$

(в частности, $C = 0.163$, $\sigma_1 = 21.919^\circ$ и $\beta_1 = 18.082^\circ$ при $K = 0.05$; $C = 0.165$, $\sigma_1 = 22.065^\circ$ и $\beta_1 = 18.200^\circ$ при $K = 0.1$; $C = 0.176$, $\sigma_1 = 22.875^\circ$ и $\beta_1 = 18.853^\circ$ при $K = 0.4$; $C = 0.197$, $\sigma_1 = 24.251^\circ$ и $\beta_1 = 19.957^\circ$ при $K \rightarrow 1$).

Сравнение перечисленных значений с асимптотами, описывающими „классический“ критерий фон Неймана

($C = 0.160$, $\sigma_1 = 21.769^\circ$, $\beta_1 = 17.961^\circ$), позволяет оценить смещение этого критерия при больших сверхзвуковых скоростях по углам его падения и поворота потока на его поверхности. В частности, применительно к углу σ_1 падения скачка j_1 уравнение (3) обобщенного критерия фон Неймана записывается следующим образом:

$$\sum_{n=0}^5 h_n \sin^{2n} \sigma_1 = 0, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} h_5 &= (1-\varepsilon)(1+\varepsilon)^3 M^8, \\ h_4 &= -(1+\varepsilon)^2 M^6 [2(1+\varepsilon-\varepsilon^2)M^2 - (1-\varepsilon)(\varepsilon J_3 - 2 - 3\varepsilon)], \\ h_3 &= (1+\varepsilon)M^4 [(1+\varepsilon)(1+2\varepsilon)M^4 + h_{31}M^2 \\ &\quad - (1-\varepsilon^2)((1-3\varepsilon)J_3 + 1 + 3\varepsilon)], \\ h_2 &= -M^2 [\varepsilon(1+\varepsilon)(3+4\varepsilon+J_3)M^4 - \varepsilon h_{21}M^2 \\ &\quad + (1+\varepsilon)(1-\varepsilon^2)((2-3\varepsilon)J_3 + \varepsilon)], \\ h_1 &= -(1+\varepsilon)((1-\varepsilon)J_3 - 2\varepsilon^2)M^4 \\ &\quad + \varepsilon(1-\varepsilon)h_{11}M^2 + (1-\varepsilon^2)^2 J_3, \\ h_0 &= (1-\varepsilon)^2 (J_3 - 1)(J_3 - \varepsilon^2), \\ h_{31} &= -\varepsilon^2 J_3 (2-\varepsilon) + 2 + 8\varepsilon + 2\varepsilon^2 - 7\varepsilon^3, \\ h_{21} &= \varepsilon J_3^2 - (2-3\varepsilon-4\varepsilon^2+3\varepsilon^3)J_3 - 4 - 10\varepsilon + 2\varepsilon^2 + 9\varepsilon^3, \\ h_{11} &= 2J_3^2 + (1+2\varepsilon-3\varepsilon^2)J_3 - 1 + 2\varepsilon + 5\varepsilon^2. \end{aligned}$$

Решения (4) показаны на рис. 4 кривыми $1a-1f$. Устойчивому маховскому отражению соответствуют верхние участки этих кривых, расположенные справа от точек b_i

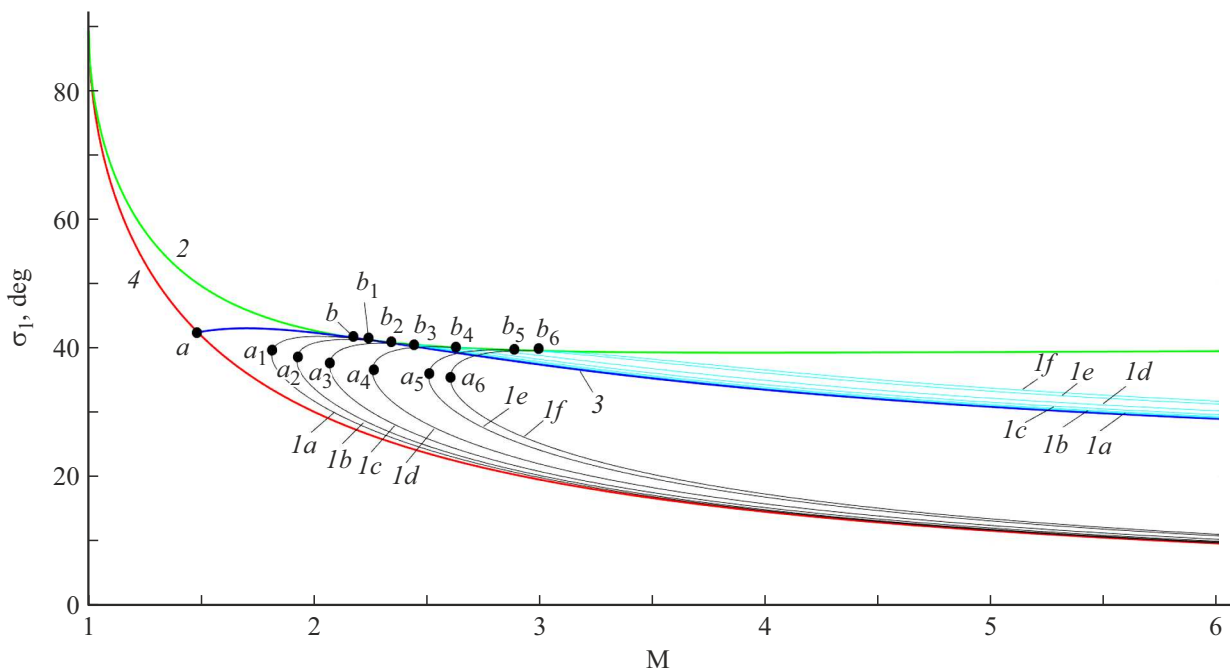


Рис. 4. Углы наклона падающего скачка, соответствующие образованию СМК с энергопоглощением на маховском скачке, составляющем 5 (1a), 10 (1b), 20 (1c), 40 (1d), 80 (1e) и 100% (1f) полной энтальпии потока, критерию максимального угла поворота потока (2), критерию фон Неймана для совершенного нереагирующего газа (3) и вырождению скачка уплотнения в слабый разрыв $\sigma_1 = \arcsin(1/M)$ (4).

касания с кривой 2, отображающей критерий максимального угла поворота потока. Смещение кривых 1a–1f по сравнению с линией 3, соответствующей „классическому“ критерию фон Неймана, характеризует сдвиг перехода от маховского отражения к регулярному ввиду эндотермичности течения на маховском скачке.

Таким образом, получены условия существования СМК с энергопоглощением на главном скачке, определенные с помощью обобщенного критерия фон Неймана. Их анализ показывает смещение критерия фон Неймана на величину до 2° по углам наклона падающего скачка и поворота потока на его поверхности в сторону их увеличения. Как правило, это смещение лишь в небольшой степени компенсируется обратным эффектом, возникающим в результате сопутствующего роста показателя адиабаты газовой смеси.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект № FZWF-2024-0003).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] В.Н. Усков, М.В. Чернышов, Прикладная механика и техническая физика, **47** (4), 39 (2006). [V.N. Uskov, M.V. Chernyshov, J. Appl. Mech. Tech. Phys., **47** (4), 492 (2006). DOI: 10.1007/s10808-006-0081-5].
- [2] М.В. Чернышов, Изв. вузов. Авиационная техника, № 2, 82 (2019). [M.V. Chernyshov, Russ. Aeronaut., **62** (2), 259 (2019). DOI: 10.3103/S1068799819020120].
- [3] M.V. Chernyshov, K.E. Savelova, Acta Astron., **226** (1), 876 (2025). DOI: 10.1016/j.actaastro.2024.11.017
- [4] В.И. Звегинцев, Теплофизика и аэромеханика, **24** (6), 829 (2017). [V.I. Zvegintsev, Thermophys. Aeromech., **24** (6), 807 (2017). DOI: 10.1134/S0869864317060014].
- [5] Д.А. Рахманин, Е.В. Карпов, Е.В. Рахманина, Вестн. МАИ, **30** (2), 35 (2023). DOI: 10.34759/vst-2023-2-35-45
- [6] D.M. Davidenko, I. Gökalp, A.N. Kudryavtsev, in *15th AIAA Int. Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conf.* (Dayton, OH, 2008), paper 2008-2680. DOI: 10.2514/6.2008-2680
- [7] П.В. Булат, П.В. Денисенко, К.Н. Волков, Науч.-техн. вестн. информационных технологий, механики и оптики, **16** (1), 1 (2016). DOI: 10.17586/2226-1494-2016-16-1-1-21
- [8] М.С. Иванов, А.Н. Кудрявцев, А.В. Троцок, В.М. Фомин, *Способ организации детонационного режима горения в камере сгорания сверхзвукового прямоточного воздушно-реактивного двигателя*, патент RU 2285143 С2 (заявл. 10.12.2004, опубл. 10.10.2006).
- [9] K.E. Savelova, M.M. Alekseeva (Laptinskaya), S.A. Matveev, M.V. Chernyshov, J. Phys.: Conf. Ser., **1959**, 012043 (2021). DOI: 10.1088/1742-6596/1959/1/012043

- [10] M.V. Chernyshov, K.E. Savelova, *Fluids*, **8** (4), 132 (2023). DOI: 10.3103/S1068799823010087
- [11] М.В. Чернышов, М.М. Лаптинская, *Письма в ЖТФ*, **52** (1), 10 (2026). DOI: 10.61011/PJTF.2026.01.61913.20437 [M.V. Chernyshov, M.M. Laptinskaya, *Tech. Phys. Lett.*, **52** (1), 6 (2026).].
- [12] А.Е. Медведев, *Прикладная механика и техническая физика*, **42** (2), 33 (2001). [A.E. Medvedev, *J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, **42** (2), 211 (2001). DOI: 10.1023/A:1018811516116].
- [13] К.Э. Савелова, *Регулярное и маховское отражение газодинамических разрывов с энергосепарацией*, канд. дис. (СПбГУ, СПб., 2024).
- [14] В.М. Тешуков, *Прикладная механика и техническая физика*, **30** (2), 26 (1989). [V.M. Teshukov, *J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, **30**, 189 (1989). DOI: 10.1007/BF00852163].
- [15] H.G. Hornung, *Shock Waves*, **7**, 123 (1997). DOI: 10.1007/s001930050068
- [16] G. Ben-Dor, *Shock wave reflection phenomena* (Springer, Berlin–Heidelberg–N.Y., 2007).
- [17] А.Л. Адрианов, А.Л. Старых, В.Н. Усков, *Интерференция стационарных газодинамических разрывов* (Наука, Новосибирск, 1995).