

УДК 533.6.011.72

ТРОЙНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ БЕГУЩИХ УДАРНЫХ ВОЛН В ПОТОКАХ НЕВЯЗКОГО ГАЗА

В. Н. Усков, П. С. Мостовых

Балтийский государственный технический университет "Военмех",
190005 Санкт-Петербург
E-mail: mostovyh@mail.ru

Рассматриваются тройные конфигурации ударных волн в сверхзвуковых потоках невязкого совершенного газа. Определены основные параметры тройных конфигураций и проанализированы условия существования решений.

Ключевые слова: тройная конфигурация, ударная волна, конфигурация фон Неймана.

1. Исходные соотношения. Исследуются локальные процессы, происходящие при интерференции бегущих ударных волн. В качестве ударно-волновой системы рассматривается тройная конфигурация (ТК) ударных волн с одиночным тангенциальным разрывом, имеющих общую тройную точку. Поток газа разделяется на два потока, один из которых проходит через первую и вторую ударные волны, а другой — через третью ударную волну. После прохождения через ударные волны потоки не смешиваются, их разделяет перемещающийся в пространстве тангенциальный разрыв τ . В зависимости от ориентации ударных волн относительно набегающего на них потока ТК подразделяются на три типа: ТК-1, ТК-2 и ТК-3. Тройная конфигурация каждого типа является важным частным случаем в задачах о взаимодействии встречных ударных волн, ударной волны с плоской преградой (маховское отражение) и догоняющих ударных волн (рис. 1).

В предлагаемой модели тройных конфигураций не учитываются вязкость и теплопроводность газа вне фронтов ударных волн, а сами эти фронты, а также фронт тангенциального разрыва предполагаются плоскими на интерференционной линии взаимодействия. Данная модель, не описывающая явлений, происходящих в околозвуковых потоках, представляется допустимой при числах Маха $M_0 > 1,5$ в случае, когда исходное невозмущенное течение однородно. В качестве термодинамической модели используется совершенный газ, состояние которого описывается уравнениями

$$p = RT/v, \quad c_v = \text{const.}$$

Локальная задача интерференции всегда может быть сведена к плоской (через точку на тройной линии можно провести плоскость, перпендикулярную тройной линии в окрестности данной точки). Используется система координат Oxy с осью x , направленной вдоль вектора скорости невозмущенного течения V_0 . В общем случае тройная точка будет двигаться относительно системы отсчета со скоростью W . В качестве двух величин, определяемых системой отсчета, рассматриваются скорости D_1 и D_3 первой и третьей ударных волн (при $D_1 > 0$, $D_3 > 0$ проекции этих скоростей на V_0 больше нуля).

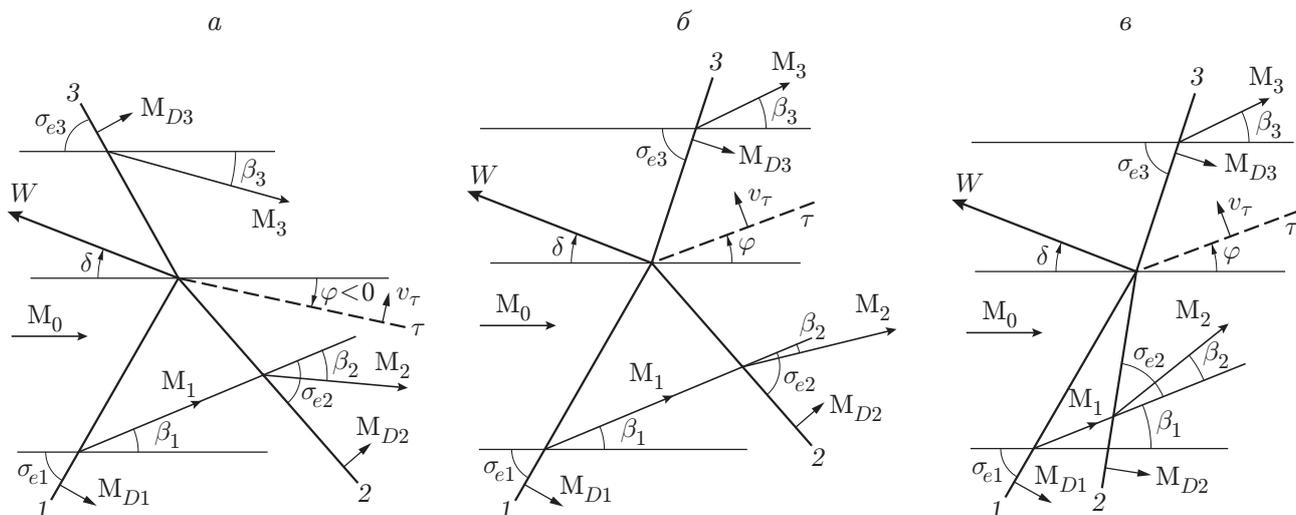


Рис. 1. Виды тройных конфигураций первой (1), второй (2) и третьей (3) ударных волн:
 а — ТК-1; б — ТК-2; в — ТК-3

Все параметры исходного потока газа: давление p_0 , удельный объем v_0 , температура T_0 , скорость V_0 — считаются известными. Кроме того, считается известным давление p_1 за фронтом первой ударной волны. Параметры невозмущенного течения отмечены индексом 0, параметры течения за ударными волнами — индексом, соответствующим номеру ударной волны.

Далее используются безразмерные параметры. Интенсивность ударной волны определяется как отношение статического давления газа за волной к статическому давлению перед ней:

$$J_i = p_i/p_j.$$

Здесь

$$i = 1, 2, 3, \quad j = \begin{cases} 0, & i = 1, 3, \\ 1, & i = 2. \end{cases}$$

Вместо скоростей газа рассматриваются числа Маха $M_0 = V_0/a_0$, $M_i = V_i/a_i$ (a_0, a_i — локальные скорости звука в газе в соответствующих областях), а вместо скоростей ударных волн — числа Маха (рис. 1)

$$M_{Di} = D_i/a_j.$$

Тройная конфигурация задается четырьмя параметрами: числом Маха набегающего потока M_0 , интенсивностью первой ударной волны J_1 и числами Маха первой и третьей ударных волн M_{D1} и M_{D3} (рис. 1). Искомыми являются интенсивности второй (J_2) и третьей (J_3) ударных волн. Остальные газодинамические параметры: числа Маха за фронтами ударных волн M_i ; углы наклона этих волн σ_{ei} ; углы поворота потока на фронтах ударных волн β_i ; число Маха второй ударной волны M_{D2} ; угол φ наклона тангенциального разрыва к оси x , отсчитываемый в направлении второй ударной волны; угол δ , характеризующий направление перемещения тройной точки (рис. 1), — определяются через искомые величины. Рассматриваются углы σ_{ei} в интервале $[0; \pi/2]$. Первая ударная волна всегда является проходящей в точку интерференции волн; знаки величин ψ_2 и ψ_3 характеризуют вторую и третью ударные волны соответственно (+1, если угол σ_{ei} обращен в направлении тройной точки; -1 — в противоположном направлении (рис. 1)). Поэтому для ТК-1

$\psi_2 = \psi_3 = -1$, для ТК-2 $\psi_2 = -1$, $\psi_3 = +1$, для ТК-3 $\psi_2 = \psi_3 = +1$. Вводится в рассмотрение также ТК-4, для которой $\psi_2 = +1$, $\psi_3 = -1$.

В стационарном случае сформулированная задача была сведена к уравнению шестой степени относительно интенсивности второй ударной волны J_2 при тех же заданных параметрах [1]. Остальные параметры потока в [1] представлены в явном виде через заданные параметры и J_2 . Исследование нестационарной задачи начато в [2].

Используются условия равенства статических давлений по обе стороны от тангенциального разрыва τ и нормальных к поверхности тангенциального разрыва компонент скоростей газа:

$$J_1 J_2 = J_3; \quad (1)$$

$$M_2 a_2 \sin(\beta_1 + \psi_2 \beta_2 - \varphi) = v_\tau = M_3 a_3 \sin(\psi_3 \beta_3 - \varphi). \quad (2)$$

В стационарных ТК нормальные к поверхности тангенциального разрыва составляющие скоростей газа равны нулю. Углы наклона ударных волн σ_{ei} , углы поворота потока β_i и числа Маха за ними M_i являются функциями только интенсивности ударной волны, ее числа Маха и числа Маха потока перед ней. Эти функции имеют вид [3]

$$\sigma_{ei} = \arcsin \frac{M_{Di} - \chi_i I_i}{M_j}, \quad I_i = \sqrt{\frac{J_i + \varepsilon}{1 + \varepsilon}}, \quad \varepsilon = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}; \quad (3)$$

$$\operatorname{tg} \beta_i = -\frac{\cos \sigma_{ei}}{\sin \sigma_{ei} + \chi_i M_j / ((1 - \varepsilon)(I_i - 1/I_i))}, \quad (4)$$

$$\chi_i = -1: \quad \beta_i \in [0, \pi], \quad \chi_i = +1: \quad \beta_i \in [-\pi/2, \pi/2];$$

$$\frac{J_i(1 + \varepsilon J_i)}{J_i + \varepsilon} M_i^2 = M_j^2 + 2\chi_i(1 - \varepsilon) \frac{I_i^2 - 1}{I_i} M_j \sin \sigma_{ei} + (1 - \varepsilon)^2 \frac{(I_i^2 - 1)^2}{I_i^2}, \quad (5)$$

где γ — показатель адиабаты Пуассона; параметр $\chi_i = +1$, если проекция вектора скорости газа на направление нормали к ударной волне меньше скорости ударной волны, $\chi_i = -1$, если эта проекция больше скорости ударной волны.

Условия пересечения поверхностей ударных волн и поверхности тангенциального разрыва по одной линии (см. рис. 1) записываются в виде

$$D_1 = -W \sin(\delta + \sigma_{e1}), \quad D_2 = -W \sin(\psi_2 \delta + \psi_2 \beta_1 + \sigma_{e2}), \quad (6)$$

$$D_3 = -W \sin(\sigma_{e3} + \psi_3 \delta), \quad v_\tau = W \sin(\delta + \varphi),$$

где v_τ — нормальная компонента скорости тангенциального разрыва.

2. Расчет основных параметров тройных конфигураций. Величины M_1 , σ_{e1} , β_1 определены из формул (3)–(5). Выразим величины M_2 , M_3 , σ_{e2} , σ_{e3} , β_2 , β_3 , M_{D2} , J_3 , φ , δ как функции J_2 . Из (1) получаем J_3 , из (3) определяем σ_{e3} , из первой и третьей формул (6) находим δ :

$$\delta = \operatorname{arctg} \frac{M_{D3} \sin \sigma_{e1} - M_{D1} \sin \sigma_{e3}}{\psi_3 M_{D1} \cos \sigma_{e3} - M_{D3} \cos \sigma_{e1}}. \quad (7)$$

Подставляя (3) во вторую формулу (6), для числа Маха второй ударной волны получаем выражение

$$M_{D2}(M_0, J_1, J_2, M_{D1}, M_{D3}) = \frac{-\chi_2 I_2(z \cos(\delta + \beta_1) - 1) \pm \sqrt{\hat{D}}}{z^2 - 2z \cos(\delta + \beta_1) + 1}, \quad (8)$$

где

$$\hat{D} = [M_1^2(z^2 - 2z \cos(\delta + \beta_1) + 1) - I_2^2 z^2] \sin^2(\delta + \beta_1); \quad (9)$$

$$z = \sqrt{\frac{J_1(1 + \varepsilon J_1)}{J_1 + \varepsilon}} \frac{M_1 \sin(\psi_3 \sigma_{e1} - \sigma_{e3}) \cos \delta}{\psi_3 M_{D1} \cos \sigma_{e3} - M_{D3} \cos \sigma_{e1}}. \quad (10)$$

Выражение (8) справедливо при выполнении следующих условий:

$$\hat{D} \geq 0, \quad \psi_2 \cos \sigma_{e2} \sin(\beta_1 + \delta)(M_{D2} z / M_1 - \sin \sigma_{e2} \cos(\beta_1 + \delta)) \geq 0.$$

Тогда σ_{e2} определяется из (3). Соотношения (4), (5) определяют $M_2, M_3, \beta_2, \beta_3$. В соответствии с (2) φ записывается в виде

$$\varphi = \arctg \frac{x \sin(\beta_1 + \psi_2 \beta_2) - y \sin \psi_3 \beta_3}{x \cos(\beta_1 + \psi_2 \beta_2) - y \cos \psi_3 \beta_3},$$

где

$$x = M_2 \sqrt{\frac{(1 + \varepsilon J_1)(1 + \varepsilon J_2)}{(J_1 + \varepsilon)(J_2 + \varepsilon)}}, \quad y = M_3 \sqrt{\frac{1 + \varepsilon J_1 J_2}{J_1 J_2 + \varepsilon}}.$$

Подставляя (2) в четвертую формулу (6), получаем уравнение для определения неизвестной $J_2(M_0, J_1, M_{D1}, M_{D3})$:

$$1 + \frac{M_3}{M_1} z \sqrt{\frac{J_2(1 + \varepsilon J_1 J_2)(J_1 + \varepsilon)}{(J_1 J_2 + \varepsilon)(1 + \varepsilon J_1)}} \frac{\sin(\psi_3 \beta_3 - \varphi)}{\sin(\delta + \varphi)} = 0. \quad (11)$$

Расчет газодинамических параметров проведен в системе отсчета, связанной с первой ударной волной ($M_{D1} = 0$), т. е. исследуется интерференция покоящейся и бегущей ударных волн. Рассматривается течение двухатомного газа ($\varepsilon = 1/6$) при значении числа Маха набегающего потока $M_0 = 3$. Газ проходит через первую ударную волну слева направо, поэтому $\chi_1 = -1$; кроме того, газ проходит через вторую ударную волну слева направо, поэтому $\chi_2 = -1$ (рис. 1). Рассмотрим случаи, когда и через третью ударную волну газ проходит слева направо, т. е. $\chi_3 = -1$. При $M_{D1} = 0$ из (7) следует, что $\delta = -\sigma_{e1}$, т. е. δ не зависит от M_{D3} . Знаку “плюс” в выражении (8) соответствует решение 1, знаку “минус” — решение 2.

Из выражения (8) получаем два соотношения для числа Маха второй ударной волны; для каждого из которых могут существовать решения типа ТК-1, ТК-2, ТК-3, ТК-4. Во всех случаях выполняются законы сохранения массы, импульса, энергии и закон возрастания энтропии. Решения не могут быть выбраны в рамках локальной задачи. В проведенных расчетах рассматривались все случаи.

Анализ решения выполнен для величин J_2 и σ_{e2} . Интенсивность второй ударной волны J_2 выбрана в качестве основного термодинамического параметра, угол наклона второй ударной волны σ_{e2} — в качестве основного геометрического параметра. На рис. 2 представлена зависимость $\sigma_{e2}(M_{D3})$ для случаев ТК-1 и ТК-2 при $J_1 = 2$.

В стационарном случае ($M_{D1} = M_{D3} = 0$) решения, соответствующие разным знакам в формуле (8), совпадают. Для исследования непрерывности полученного решения в

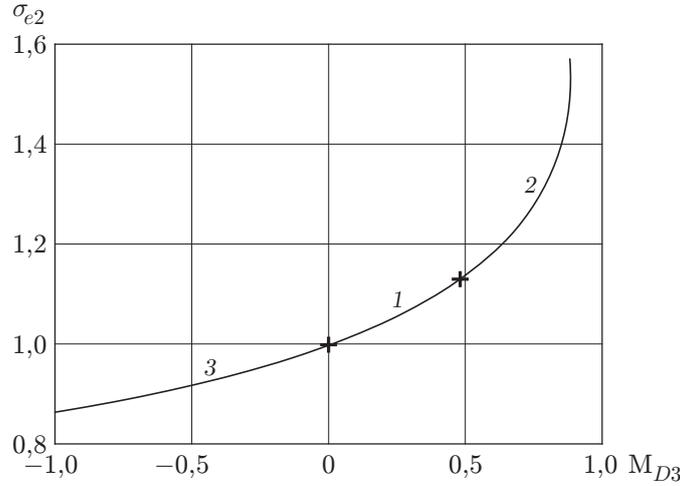


Рис. 2. Зависимость угла наклона второй ударной волны от числа Маха третьей ударной волны в случаях ТК-1 и ТК-2 при $J_1 = 2$:
 1, 2 — решение 1 (1 — типа ТК-1; 2 — типа ТК-2); 3 — решение 2 типа ТК-1; точки — точки перехода от одного типа решения к другому

окрестности точки $M_{D3} = 0$ используются соотношения (8)–(10), которые с учетом равенства $M_{D1} = 0$ преобразуются к виду

$$z = -\sqrt{\frac{J_1(1 + \varepsilon J_1)}{J_1 + \varepsilon}} M_1 \sin(\psi_3 \sigma_{e1} - \sigma_{e3}) \frac{1}{M_{D3}}, \quad \hat{D} = (M_1^2 - I_2^2) z^2 \sin^2(\delta + \beta_1) + O\left(\frac{1}{M_{D3}}\right),$$

$$M_{D2} = \frac{I_2 \cos(\delta + \beta_1) \pm \sqrt{M_1^2 - I_2^2} |\sin(\delta + \beta_1)| \text{sign}(z)}{z} + O(M_{D3}^2).$$

Отсюда получаем

$$M_{D2} = \frac{-I_2 \cos(\delta + \beta_1) \pm N \text{sign}(M_{D3})}{\sqrt{J_1(1 + \varepsilon J_1)/(J_1 + \varepsilon)} M_1 \sin(\psi_3 \sigma_{e1} - \sigma_{e3})} M_{D3} + O(M_{D3}^2),$$

$$N = \sqrt{M_1^2 - I_2^2} |\sin(\delta + \beta_1)| \text{sign}(\psi_3 \sigma_{e1} - \sigma_{e3}).$$

Из последнего соотношения следует, что если при переходе M_{D3} через нуль изменяется номер решения, то полученные зависимости M_{D2} , J_2 и других параметров от M_{D3} непрерывны. На рис. 2 приведены численные решения задачи (кривая 3, соответствующая условию $M_{D3} < 0$, непрерывно переходит в кривую 1, соответствующую условию $M_{D3} > 0$).

На рис. 3 представлена зависимость интенсивности второй ударной волны J_2 от числа Маха третьей ударной волны M_{D3} при $J_1 = 2$ для тройных конфигураций четырех типов (кривая 1 — ТК-1; кривая 2 — ТК-2; кривая 3 — ТК-3; для ТК-4 решение отсутствует; буква *a* соответствует решению 1, буква *b* — решению 2).

3. Границы существования решений. Исследуются границы областей существования решений всех типов при изменении параметра M_{D3} для различных значений J_1 . Границей, разделяющей области существования решений типа ТК-1 и ТК-2, является конфигурация фон Неймана (КФН) ударных волн, при которой третья ударная волна распространяется в направлении нормали к потоку газа; на рис. 3, *a* КФН соответствует кривая 4.

Тройная конфигурация ударных волн, в которой вторая ударная волна нормальна к набегающему на нее потоку, называется тройной конфигурацией перехода (ТКП) и зада-

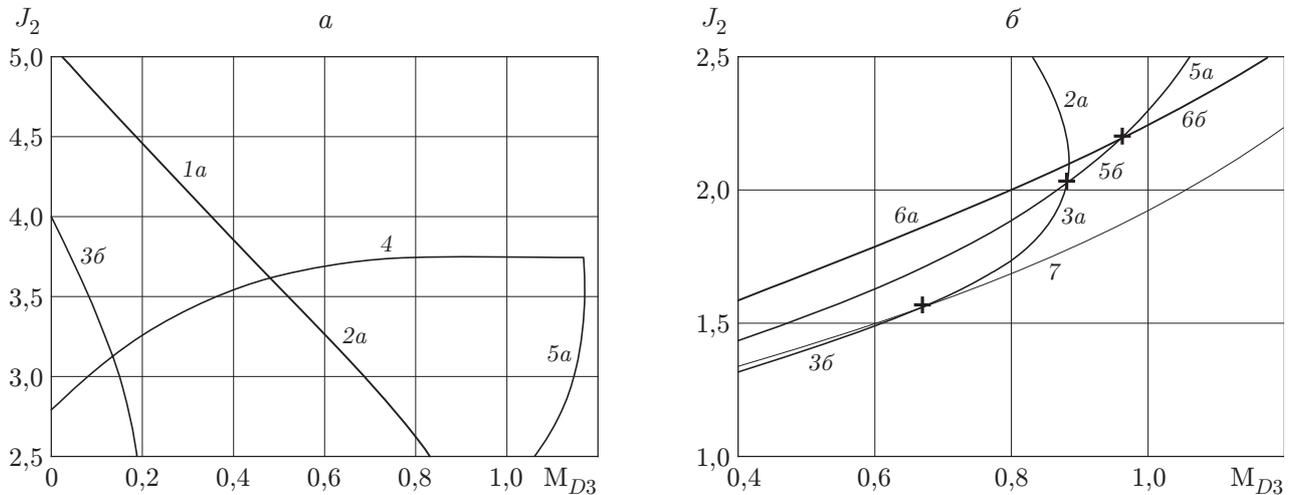


Рис. 3. Зависимость интенсивности второй ударной волны от числа Маха третьей ударной волны в окрестностях конфигурации фон Неймана (а) и ТКП (б)

ется уравнением $\sigma_{e2} = \pi/2$. Из рис. 1, б, в следует, что ТКП является границей решений типа ТК-2 и ТК-3. С учетом (7)–(10) условие для ТКП приводит к уравнению для σ_{e3} , в которое в качестве параметров входят величины M_0 , M_{D1} , J_1 и J_2 :

$$\begin{aligned} & \psi_3(\chi_2 I_2 + M_1) \sin \sigma_{e1} \cos \sigma_{e3} - \sqrt{(J_1 + \varepsilon)/(J_1(1 + \varepsilon J_1))} \psi_3 M_{D1} \cos \beta_1 \cos \sigma_{e3} - \\ & - \sqrt{(J_1 + \varepsilon)/(J_1(1 + \varepsilon J_1))} (M_{D1} \sin \beta_1 - M_0 \cos(\sigma_{e1} - \beta_1)) \sin \sigma_{e3} - \\ & - (\chi_2 I_2 + M_1) \cos \sigma_{e1} \sin \sigma_{e3} + \sqrt{(J_1 + \varepsilon)/(J_1(1 + \varepsilon J_1))} \chi_3 I_3 \cos(\sigma_{e1} - \beta_1) = 0. \end{aligned} \quad (12)$$

Из (3) с использованием (12) определяется M_{D3} , решение (11) дает величину J_2 как функцию M_0 , M_{D1} , J_1 . Найденное решение представлено на рис. 3 (кривые 5а, 5б).

Как отмечено выше, нижнюю границу области решений ТК-2 определяет КФН (см. рис. 3, а); кривые 5а, 6а на рис. 3 представляют собой верхнюю границу этой области для различных диапазонов J_1 ; за указанными границами решений типа ТК-2 не существует. Верхнюю границу области решений ТК-3 в тех же диапазонах J_1 представляют собой кривые 6б, 5б (рис. 3, б). Этой границы достигает решение 1. Верхняя граница области существования решения 2 типа ТК-3 определяется из условия $\hat{D} = 0$, при выполнении которого решение 2 переходит в решение 1. Часть этой границы показана на рис. 3, б линией 7. Кривые 6 ограничивают сверху область существования решений типов ТК-1, ТК-2, ТК-3.

При выполнении условия $\hat{D} = 0$ решение задачи сводится к системе уравнений (9), (11) относительно неизвестных J_2 и M_{D3} . Количество независимых переменных равно трем: M_0 , M_{D1} и J_1 . В качестве основной неизвестной величины использован угол наклона третьей ударной волны σ_{e3} , поэтому

$$J_2 = ((1 + \varepsilon)(M_{D3} - M_0 \sin \sigma_{e3})^2 - \varepsilon)/J_1. \quad (13)$$

Соотношения (8)–(10) преобразуются к квадратному уравнению относительно M_{D3} :

$$a M_{D3}^2 + 2b M_{D3} + c = 0. \quad (14)$$

Здесь

$$a = 1 - ((1 + \varepsilon J_1)/(J_1 + \varepsilon)) \sin^2(\psi_3 \sigma_{e1} - \sigma_{e3}),$$

$$b = \sqrt{J_1(1 + \varepsilon J_1)/(J_1 + \varepsilon)} M_1 \sin(\psi_3 \sigma_{e1} - \sigma_{e3}) \cos(\sigma_{e1} - \beta_1) - \\ - \psi_3 M_{D1} \cos(\psi_3 \sigma_{e1} - \sigma_{e3}) + (1 - a) M_0 \sin \sigma_{e3}, \\ c = (1 - a)(J_1 M_1^2 - \varepsilon(J_1 - 1)/(1 + \varepsilon) - M_0^2 \sin^2 \sigma_{e3}) - \\ - 2\sqrt{J_1(1 + \varepsilon J_1)/(J_1 + \varepsilon)} \psi_3 M_{D1} \cos(\psi_3 \sigma_{e3} - \beta_1) M_1 \sin(\psi_3 \sigma_{e1} - \sigma_{e3}) + M_{D1}^2.$$

Кривая 7 на рис. 3,б, полученная в результате решения уравнения (11) с использованием (13), (14) для ТК-3, соответствует точкам перехода от решения 1 к решению 2 при различных значениях J_1 .

Далее рассматривается точка пересечения кривых ТКП и КФН, т. е. такая точка в пространстве (J_1, J_2, M_{D3}) , которая является общей для ТКП и КФН. Для ее нахождения в уравнение ТКП (12) подставляется условие КФН $\sigma_{e3} = \pi/2$. После преобразований получается квадратное уравнение относительно I_2 :

$$\left(\frac{J_1 + \varepsilon}{1 + \varepsilon J_1} \cos^2(\sigma_{e1} - \beta_1) - \cos^2 \sigma_{e1} \right) I_2^2 - 2\chi_2 A \cos \sigma_{e1} I_2 - \\ - \left(\frac{\varepsilon(J_1 - 1)(J_1 + \varepsilon)}{(1 + \varepsilon)(1 + \varepsilon J_1)J_1} \cos^2(\sigma_{e1} - \beta_1) + A^2 \right) = 0,$$

$$A = M_1 \cos \sigma_{e1} + \sqrt{(J_1 + \varepsilon)/(J_1(1 + \varepsilon J_1))} (M_{D1} \sin \beta_1 - M_0 \cos(\sigma_{e1} - \beta_1)).$$

Подставляя решение I_2 в (11), получаем J_1 , после чего определяем J_2 . На рис. 4 представлена кривая КФН (кривая 4) в окрестности точки пересечения кривых, соответствующих ТКП и КФН (точка А). В этой точке $J_1 = 10,20$, $J_2 = 1,20$, $M_{D3} = -0,26$. ТКП представлена двумя участками кривой 5, сходящимися в точке $M_{D3} = 0$, $J_2 = 1$ (точке С), соответствующей слабой второй ударной волне в стационарной задаче, при $J_1 = 10,22$; 9,09. Участок кривой 5 между точками А и С не имеет других общих точек с кривой 4 в пространстве (J_1, J_2, M_{D3}) . Второй участок ($J_1 \leq 9,09$) существует и непрерывен при всех $J_1 > 1$. Стрелками на кривой ТКП показано направление возрастания параметра J_1 . Расчет показал, что в интервале $9,09 \leq J_1 \leq 10,20$ ТКП не существует. На рис. 4 показана также точка В, соответствующая ТКП в стационарной задаче, исследованной в [4] ($\sigma_{e1} = 1,09$).

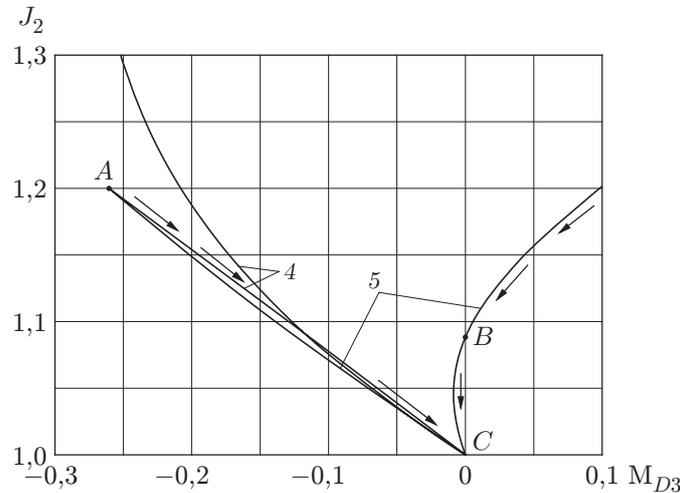


Рис. 4. Зависимость интенсивности второй ударной волны от числа Маха третьей ударной волны в окрестности слабой второй ударной волны

Рассмотрена также окрестность точки с координатами $M_{D3} = 0$, $J_2 = 1$. В этой точке проведена линеаризация уравнений (12), (11), в которых отброшены члены порядка малости M_{D3}^2 , $(J_2 - 1)^2$ и выше. В результате для определения J_1 получено соотношение

$$(1 + \varepsilon J_1)(2J_1^2 + 3\varepsilon J_1^2 + 2J_1 + 4\varepsilon J_1 + 4\varepsilon^2 J_1 + \varepsilon) \pm (J_1 - 1)^2 \sqrt{\varepsilon(J_1 + \varepsilon)(1 + \varepsilon J_1)} = \\ = -(1 + \varepsilon)J_1(3\varepsilon J_1^2 + 4J_1 + 2\varepsilon J_1 + 4\varepsilon^2 J_1 + 3\varepsilon)\chi_2 M_1. \quad (15)$$

Из (5) следует соотношение для M_1 :

$$J_1(1 + \varepsilon J_1)M_1^2 = (J_1 + \varepsilon)M^2 - (1 - \varepsilon)(J_1^2 - 1).$$

Решение (15), соответствующее знаку “плюс”, приводит к меньшему значению $J_1 = 9,09$, а соответствующее знаку “минус”, — к большему значению $J_1 = 10,22$. Эти значения J_1 совпадают со значениями J_1 , полученными непосредственно из (12), (11). Существование двух участков кривой ТКП показано аналитически и численно. Эти участки требуют дополнительного исследования.

Заключение. Получены соотношения, связывающие основные газодинамические параметры в общем случае образования интерферирующими бегущими ударными волнами тройных конфигураций. Расчет проведен в системе отсчета, связанной с первой ударной волной ($M_{D1} = 0$), т. е. исследована интерференция покоящейся и бегущей ударных волн. В частности, рассмотрено течение двухатомного газа ($\gamma = 7/5$) при значении числа Маха набегающего потока $M_0 = 3$. Показано, что, как и в случае интерференции скачков уплотнения (стационарная задача), существуют решения трех типов (ТК-1, ТК-2, ТК-3). Получены области существования этих типов решений и ограничивающие их тройная конфигурация перехода и конфигурация фон Неймана.

Установлено (для $J_1 = 2$), что угол наклона второй ударной волны при $M_{D3} > 0$ существенно больше, чем в стационарном случае. При рассмотренных значениях параметров интенсивности второй (J_2) и третьей (J_3) ударных волн резко уменьшаются для решений типа ТК-1 и ТК-3. В случае ТКП интенсивность J_2 уменьшается от значения $J_2 = 3,2$ при $J_1 = 1$ до значения $J_2 = 1$ в стационарном случае ($J_1 = 9,09$).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Henderson L. F.** On the confluence of the three shock waves in a perfect gas // Aeronaut. Quart. 1964. V. 15, N 2. May. P. 181–197.
2. **Омельченко А. В., Усков В. Н.** Интерференция нестационарных косых ударных волн // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28, № 12. С. 5–12.
3. **Усков В. Н., Мостовых П. С.** Экстремальные свойства косой ударной волны, бегущей по потоку газа // 4-е Поляховские чтения: Избр. тр., г. Санкт-Петербург, 7–10 февр. 2006 г. СПб.: Изд-во ВВМ, 2006. С. 444–454.
4. **Усков В. Н., Чернышов М. В.** Особые и экстремальные тройные конфигурации скачков уплотнения // ПМТФ. 2006. Т. 47, № 4. С. 39–53.

*Поступила в редакцию 15/II 2007 г.,
в окончательном варианте — 24/V 2007 г.*