

УДК 533.6.011.72

doi: 10.53816/23061456_2024_11–12_49

**ТРОЙНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ УДАРНЫХ И ВЗРЫВНЫХ ВОЛН
С РАВЕНСТВОМ СКОРОСТНЫХ НАПОРОВ ЗА ПАДАЮЩЕЙ, ОТРАЖЕННОЙ
ВОЛНАМИ И В НАБЕГАЮЩЕМ ПОТОКЕ**

**TRIPLE CONFIGURATIONS OF SHOCK AND BLAST WAVES WITH EQUAL
DYNAMIC PRESSURES BEHIND THE INCIDENT SHOCK, THE REFLECTED
WAVE AND IN THE INCOMING FLOW**

Д-р техн. наук М.В. Чернышов, К.Э. Савелова

D.Sc. M.V. Chernyshov, K.E. Savelova

Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова

Рассматриваются тройные конфигурации ударных или взрывных волн, бегущие по потоку газа, с прямой главной (маховской) ударной волной (так называемые стационарные маховские конфигурации). Получены основные соотношения, определяющие скоростные напоры потоков, разделенных контактным разрывом, исходящим из тройной точки маховского отражения, и позволяющие сравнить их между собой и со скоростным напором набегающего потока. Аналитически определены параметры стационарной маховской конфигурации, скоростные напоры потоков за которой равны между собой, а также со скоростным напором потока перед тройной конфигурацией. Показано, что при этом поток за отраженной ударной волной воздействует на объект с той же аэродинамической силой и в том же направлении, что и набегающее течение, а поток за главной волной — с силой, равной по абсолютной величине, но противоположной по направлению.

Ключевые слова: ударная волна, взрывная волна, скоростной напор, трансляционное действие, перенос частиц.

Triple configurations of shock or blast waves traveling along a gas stream with a normal main (Mach) shock (the so-called stationary Mach configurations) are considered. The basic relations determining the dynamic pressures of flows separated by a contact discontinuity emanating from the triple point of the Mach reflection and allowing them to be compared with each other and with the dynamic pressure of the incoming flow are obtained. The parameters of the stationary Mach configuration are analytically determined, the dynamic pressures of both streams behind which are equal to each other, as well as with the dynamic pressure of the flow before that configuration. It is shown that in this case, the flow behind the reflected shock affects the object with the same aerodynamic force and in the same direction as the incoming stream, and the flow behind the main (Mach) shock acts with a force equal in absolute magnitude, but opposite in direction.

Keywords: shock wave, blast wave, dynamic pressure, translational effect, transfer of particles.

Введение

При движении сверхзвуковых летательных аппаратов вблизи поверхности Земли возникает отражение (регулярное или маховское) возникающих скачков уплотнения (в системе координат, связанной с поверхностью, это уже не скачки, а бегущие ударные волны согласно ГОСТ 23238–78 [1]). Спутные потоки, возникающие за ударными (в частности, взрывными) волнами, воздействуют на объекты и сооружения, что нередко приводит к их перемещению (так называемое трансляционное воздействие) и последующему удару с катастрофическими последствиями (например, с летальным исходом при перемещении тела человека и его последующем ударе о твердую поверхность [2]).

Трансляционное воздействие потока за ударными волнами имеет, например, существенное значение при внутреннем взрыве на борту летательного аппарата (например, при детонации заряда конденсированного взрывчатого вещества [3–5], в том числе при произвольном начальном значении давления на борту воздушного судна или орбитальной станции [6]). Волны, возникающие в результате взрыва в замкнутом объеме, многократно взаимодействуют между собой и с различными поверхностями, образуя разветвленные ударно-волновые структуры и многочисленные тройные конфигурации бегущих ударных волн. При этом, как показано в [7–9], взрывные ударные волны и их тройные конфигурации, как правило, перемещаются не в неподвижной среде, а в потоке, ранее возмущенном другими волнами, имеющими определенную ненулевую скорость течения.

Спутный поток за ударной волной, имеющий некоторую скорость $\bar{\mathbf{u}}$, воздействует на объект (внутренний элемент разрушаемой конструкции, или осколок остекления, или человеческое тело), находящийся в покое, с аэродинамической силой [4]

$$X = c_x \cdot d \cdot S = c_x \cdot \frac{\rho u^2}{2} \cdot S, \quad (1)$$

где $d = \rho u^2 / 2$ — динамическое давление (скоростной напор) потока;

c_x — коэффициент лобового сопротивления объекта;

S — характерная площадь его поперечного сечения.

Если объект воздействия ударной волны уже перемещается со скоростью $\bar{\mathbf{u}}_p$, то вектор воздействующей на него аэродинамической силы представляется в виде

$$\bar{\mathbf{X}} = c_x \cdot \frac{\rho (\bar{\mathbf{u}} - \bar{\mathbf{u}}_p) |\bar{\mathbf{u}} - \bar{\mathbf{u}}_p|}{2} \cdot S. \quad (2)$$

Согласно (2), эта сила пропорциональна динамическому давлению, соответствующему скорости потока относительно движущегося объекта.

Таким образом, в соответствии с (1) и (2), разгон тела спутным потоком за фронтом ударной или взрывной волны, или последовательностью таких волн (ударно-волновой системой [10]) напрямую зависит от динамического давления (скоростного напора) потока за волной или системой.

Как показано в [11–14] для различных случаев установившегося течения, скоростные напоры потоков за тройной точкой маховского отражения неподвижных ударных волн (скачков уплотнения), значительно отличаются (при больших сверхзвуковых скоростях набегающего потока — в десятки раз). Соответствующим образом различается и трансляционное воздействие этих потоков.

В работе [15] проведено численное и аналитическое исследование скоростных напоров (и, соответственно, трансляционных воздействий) потоков за тройными конфигурациями бегущих ударных волн, распространяющихся в движущемся потоке воздуха. На примере наиболее известной и легко поддающейся аналитическому исследованию стационарной маховской конфигурации с прямой главной (маховской) ударной волной построена математическая модель, позволяющая оценить эти значения. Выявлены особые тройные конфигурации с равенством скоростных напоров за главной (маховской) и отраженной волнами попарно между собой или со скоростным напором набегающего потока. Определены также тройные конфигурации ударных волн, тормозящие поток за главной или отраженной волной до нулевой скорости, и, следовательно, до нулевого значения скоростного напора. Найдены конфигурации, встречные по отношению к набегающему потоку и способ-

ные развернуть течение за главной волной, или за главной и отраженной волнами, в противоположном направлении.

Результаты, полученные в [15], позволяют выбрать наименее угрожаемое размещение людей и критически важных элементов конструкций. В частности, аналитически и численно показано, что при приповерхностном («приподнятом») взрыве конденсированного вещества (рис. 1) человеческие тела, находящиеся сверху от траектории тройной точки маховского отражения, испытывают существенно меньшее трансляционное (переносное) воздействие, чем находящиеся снизу от этой траектории (то есть у поверхности земли). Для размещения критически важных элементов конструкции в окрестности взрывозащитного устройства, специально разработанного для применения на борту воздушного судна [3–5], также важно, в какую область поля течения (выше или ниже тройной точки) попадет этот элемент, и какой степени трансляционного воздействия, а также воздействия вторичного осколочного потока он будет подвергнут. Кроме того, анализ трансляционного воздействия спутных потоков за ударной волной может быть полезен для оценки механического действия взрыва различных топлив на борту аэрокосмических аппаратов, оценки и оптимизации действия импульсных газодинамических (в частности, двигательных) устройств.



Рис. 1. Трансляционное действие взрыва, выраженное в перемещении человеческих тел, животных и неодушевленных объектов, при покушении на Первого консула Франции Наполеона Бонапарта 24 декабря 1800 года (3 нивоза IX года по французскому революционному календарю)

Схема течения и основные соотношения

Рассматривается взаимодействие газового потока, движущегося со скоростью u (с числом Маха $M = u/a$, где a — скорость звука), и стационарной маховской конфигурации (СМК) с прямой главной волной s_1 , перемещающейся со скоростью u_s (рис. 2, а–в). Тройная точка T стационарной маховской конфигурации является общей для главной s_1 , падающей s_2 и отраженной s_3 волн, а также для контактного разрыва K , разделяющего потоки за отраженной и главной волнами.

Течение газа перед СМК характеризуется числом Маха $M = u/a$, которое считается положительным при $u > 0$ (рис. 2, а–б; поток направлен слева направо) и отрицательным при $u < 0$ (рис. 2, в; поток течет справа налево). Скорость u_s ударной волны s_1 характеризуется условным числом Маха $M_s = u_s/a$, которое считается положительным при $u_s > 0$, отрицательным

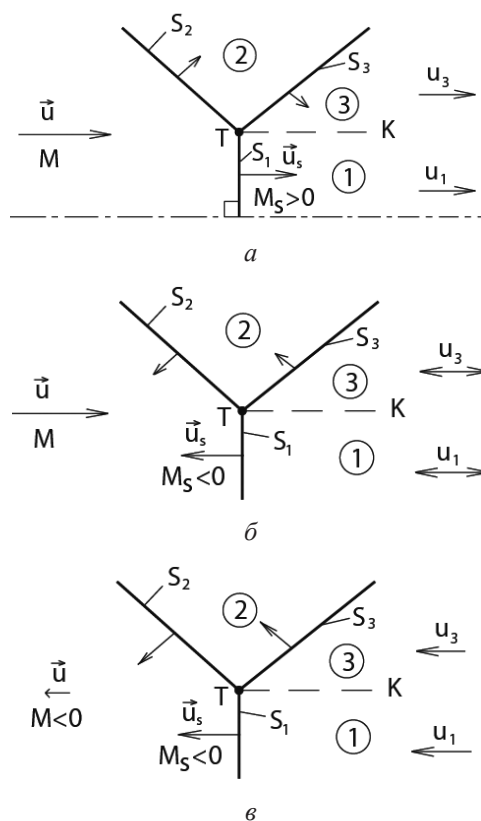


Рис. 2. Схема течения со стационарной маховской конфигурацией бегущих ударных волн: а — «дрейфующая»; б — «встречная»; в — «догоняющая» конфигурация

при $u_s < 0$ и равным нулю для прямого скачка уплотнения, неподвижного в избранной системе координат. Для определенности здесь и далее рассматриваются тройные конфигурации ударных волн, встречающие своим фронтом частицы газа, изначально расположенные слева от них (то есть при $M > M_s$). В зависимости от направлений движения главной ударной волны и потока перед ней, различают (в терминологии [1]) СМК с «дрейфующей» (при $M > 0$ и $M_s > 0$, рис. 2, а), «встречной» (при $M > 0$ и $M_s < 0$, рис. 2, б) и «догоняющей» (при $M < 0$ и $M_s < 0$, рис. 2, в) главной ударной волной, которые соответствуют областям параметров I–III на рис. 3. Термины «дрейфующая», «встречная» и «догоняющая» (по отношению к набегающему потоку) могут использоваться применительно не только к главной волне, но и, по аналогии, ко всей стационарной маховской конфигурации в целом.

Значения чисел Маха M и M_s , а также показатель адиабаты γ совершенного газа (здесь и далее все примеры расчетов приводятся для $\gamma = 1,4$) позволяют определить параметры ударных волн, составляющих СМК, и свойства течения за ними (включая скоростные напоры $d_1 = \rho_1 u_1^2 / 2$ за главной (s_1) и $d_3 = \rho_3 u_3^2 / 2$ за отраженной (s_3) волнами). В частности, изменение термодинамических параметров потока на ударных волнах s_i ($i = 1 \dots 3$), составляющих СМК, характеризуется их интенсивностями J_i — отношениями статических давлений за соответствующей волной и перед ней. Интенсивность

$J_1 = p_1 / p$ главной (маховской) ударной волны s_1 , где p — статическое давление в невозмущенном потоке, а p_1 — в области 1 за волной s_1 , зависит от ее скорости движения относительно встречаемого потока следующим образом [1]:

$$J_1 = (1 + \varepsilon)(M - M_s)^2 - \varepsilon, \quad (3)$$

где $\varepsilon = (\gamma - 1) / (\gamma + 1)$.

Интенсивность $J_2 = p_2 / p$ падающей волны s_2 определяется уравнением [16–19]

$$\sum_{n=0}^3 A_n J_2^n = 0, \quad (4)$$

где $A_3 = 1 - \varepsilon$,

$$A_2 = - \left[(1 + \varepsilon - \varepsilon^2 + \varepsilon^3)(M - M_s)^2 + (1 - \varepsilon)(1 - \varepsilon + \varepsilon^2) \right],$$

$$A_1 = \varepsilon \left[(1 + \varepsilon)(M - M_s)^2 + 1 - \varepsilon \right] \times \left[(1 - \varepsilon)(M - M_s)^2 - 2 + \varepsilon \right],$$

$$A_0 = (1 - \varepsilon) \left[(M - M_s)^2 - 1 \right] \times \left[(1 + \varepsilon)(M - M_s)^2 - \varepsilon \right],$$

а интенсивность $J_3 = p_3 / p_2$ отраженной волны s_3 , согласно условию равенства давлений на сторонах контактного разрыва K , удовлетворяет условию

$$J_3 = J_1 / J_2. \quad (5)$$

В работе [15] показано, что скоростной напор $d_1 = \rho_1 u_1^2 / 2$ за главной (маховской) ударной волной СМК связан со скоростным напором $d = \rho u^2 / 2$ набегающего потока следующим образом:

$$d_1 = \frac{\left[M \sqrt{(1 + \varepsilon)(J_1 + \varepsilon)} - (1 - \varepsilon)(J_1 - 1) \right]^2}{(1 + \varepsilon)(1 + \varepsilon J_1) M^2} \cdot d. \quad (6)$$

Связь между скоростным напором $d_3 = \rho_3 u_3^2 / 2$ течения за отраженной волной и $d = \rho u^2 / 2$ в набегающем потоке осуществляется таким образом:

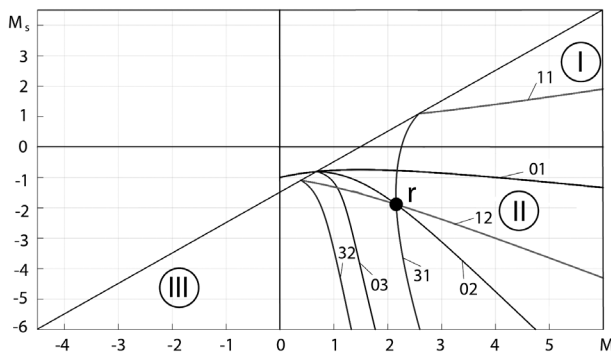


Рис. 3. Параметрический анализ скоростных напоров за стационарными маховскими конфигурациями, бегущими в потоке газа, на плоскости чисел Маха набегающего течения и главной ударной волны

$$d_3 = \frac{d}{E_2 E_3 M^2} \times \left\{ M - \sqrt{\frac{J_1 + \varepsilon}{1 + \varepsilon}} + \sqrt{\frac{1 + \varepsilon J_1 - (1 - \varepsilon^2) J_1 E_2 E_3}{\varepsilon(1 + \varepsilon)}} \right\}^2, \quad (7)$$

где $E_2 = (1 + \varepsilon J_2) / (J_2 + \varepsilon) = \rho / \rho_2$ (8)

и $E_3 = (1 + \varepsilon J_3) / (J_3 + \varepsilon) = \rho_2 / \rho_3$ (9)

— отношения плотностей газа перед соответствующими (падающей и отраженной) ударными волнами и за ними, согласно адиабате Ренкина–Гюгонио.

В статье [15] на плоскости (M, M_s) чисел Маха, определяющих решение задачи (рис. 3), построены кривые 01 и 03, соответствующие торможению потока за главной ($d_1 = 0$) и отраженной ($d_3 = 0$) волнами. В области параметров, расположенной выше кривой 01, поток газа за главной волной течет слева направо, а ниже этой кривой — справа налево. Аналогичное относится к кривой 03 применительно к потоку за отраженной волной. При этом кривая 01 описывается зависимостью

$$M_s = \frac{(1 - 2\varepsilon)M - \sqrt{M^2 + 4(1 - \varepsilon)^2}}{2(1 - \varepsilon)}, \quad (10)$$

вытекающей из соотношения (6) при $d_1 = 0$, а кривая 03 — более сложной зависимостью, выводимой из формулы (7) при условии $d_3 = 0$.

В области II, соответствующей «встречным» тройным конфигурациям, между кривыми 01 и 03 находится линия 02, указывающая на равенство скоростных напоров за главной и отраженной волнами ($d_1 = d_3$). Из расположения кривых 01, 02 и 03 следует, что, несмотря на равенство скоростных напоров, течения за главной и отраженной волнами направлены противоположно: за отраженной волной — в ту же сторону, что и набегающее течение, а за (маховской) волной — в противоположную сторону (как на рис. 4).

Кривые 11 и 12, показанные на рис. 3, соответствуют равенству скоростных напоров за главной волной и в набегающем потоке ($d_1 = d$). При этом кривая 11 соответствует потоку за «дрейфующей» волной, направленной в ту

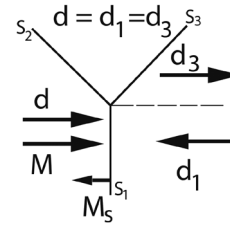


Рис. 4. Схема особой тройной конфигурации бегущих ударных волн, характеризующейся равенством скоростных напоров в набегающем течении и в потоках за ней ($d = d_1 = d_3$)

же сторону, что и набегающее течение, а кривая 12 — потоку за «встречной» прямой волной, развернутому в противоположном направлении.

Кривые 31 и 32 соответствуют равенству $d_3 = d$ скоростных напоров за отраженной волной и в набегающем течении. Кривая 31 соответствует потоку за «дрейфующей» (при $M_s > 0$) или «встречной» (при $M_s < 0$) тройной конфигурацией, направленному в ту же сторону, что и набегающее течение, а кривая 32 — потоку за отраженной волной, развернутому «встречной» конфигурацией в противоположном направлении (при этом поток за главной (маховской) волной тоже развернут).

Обращает на себя внимание единственная на рис. 3 точка r пересечения кривых 02, 12 и 31, указывающая на равенство скоростных напоров во всех трех течениях: в набегающем потоке, за главной и отраженной волнами ($d_1 = d_3 = d$). Для определения координат этой точки и соответствующих параметров особой тройной конфигурации и потока перед ней, необходимо приравнять скоростные напоры, выражаемые соотношениями (6) и (7), между собой и со скоростным напором d набегающего потока. При этом интенсивности J_1 , J_2 и J_2 главной, падающей и отраженной волн определяются соотношениями (3)–(5), а значения E_2 и E_3 , упоминаемые в соотношении (7) — ударными адиабатами (8) и (9), соответственно.

Аналитическое решение

Число Маха $M^r = 2,158$ течения перед стационарной маховской конфигурацией с равенством скоростных напоров в набегающем потоке, за главной и за отраженной волнами ($d = d_1 = d_3$)

представляет собой единственный положительный вещественный корень уравнения

$$\sum_{n=0}^3 A_n M^{2n} = 0,$$

где

$$A_3 = 4 - 9\varepsilon - 10\varepsilon^2 - \varepsilon^3 + 4\varepsilon^4,$$

$$A_2 = -(1 - \varepsilon)^2 \cdot (13 + 14\varepsilon + 13\varepsilon^2),$$

$$A_1 = (1 - \varepsilon)^2 \cdot (5 - 6\varepsilon + 13\varepsilon^2),$$

$$A_0 = -4(1 - \varepsilon)^4.$$

Число Маха $M'_s = -1,887$ ударной волны, встречной по отношению к набегающему потоку, определяется соотношением (10). Зависимость (3) позволяет найти интенсивность $J'_1 = 18,914$ главной ударной волны анализируемой тройной конфигурации:

$$J_1 = (1 + \varepsilon)(M - M_s)^2 - \varepsilon = 18,914,$$

а уравнение (4) определяет интенсивность падающей волны ($J'_2 = 5,586$), так что отраженная волна, согласно (5), характеризуется интенсивностью $J'_3 = J'_1 / J'_2 = 3,386$.

Таким образом, при вполне умеренном числе Маха относительного встречного движения ударных волн и потока перед ними существует стационарная маховская конфигурация, разделяющая поток на две части: сверху от контактного разрыва и снизу от него. При попадании объекта (поражающего элемента, осколка конструкции, твердой частицы в составе авиационного или ракетного топлива) сверху от контактного разрыва он подвергается воздействию сначала падающей, а потом отраженной ударной волны. При этом параметры потока за отраженной волной, воздействующие на объект, существенно изменяются: в частности, плотность газа увеличивается, а скорость течения — падает. Однако скоростью течения за отраженной волной не изменяется по сравнению с набегающим потоком ($d_3 = d$), а само это течение направлено в ту же сторону, что и перед тройной конфигурацией. Следовательно, частица, попавшая под воздействие стационарной маховской конфигурации сверху от траектории тройной точки,

не испытывает изменения воздействующей на него аэродинамической силы.

Если же объект расположен снизу от траектории тройной точки определенной здесь стационарной маховской конфигурации, на него воздействует скоростной напор d_1 течения за главной волной, численно равный скоростным напорам d_3 за отраженной волной и d — в набегающем потоке. Однако течение за главной волной направлено в сторону, противоположную набегающему потоку и течению за отраженной волной (рис. 4). В результате поток газа, воздействующий на частицу снизу от траектории тройной точки, переносит его с прежней аэродинамической силой, но в противоположном направлении.

Заключение

В представленной работе аналитически определена уникальная тройная конфигурация ударных (в частности, взрывных) волн, воздействующая на поток газа. При попадании объекта (частицы) с одной стороны траектории тройной точки такой конфигурации объект не испытывает изменения воздействующей на него аэродинамической силы лобового сопротивления, несмотря на то, что проходит систему из падающей и отраженной ударных волн. Если же объект расположен с другой стороны тройной точки, воздействующая на него аэродинамическая сила остается прежней по абсолютной величине, но воздействует на частицу в противоположном направлении.

Таким образом, начальное расположение объекта сверху или снизу от траектории тройной точки (и, следовательно, от исходящего из нее контактного разрыва) является «триггером», оставляющим силовое воздействие потока без изменений или же меняющим его на такое же по модулю, но противоположное по направлению.

Специалистам, разрабатывающим перспективные проекты импульсных газодинамических установок, ракетных двигателей и двигателей беспилотной авиации, устройств защиты от взрыва и минимизации его силового воздействия, следует задуматься о практическом применении «триггерного» эффекта, найденного и описанного здесь теоретически.

Благодарность

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект «Создание и научное обоснование методологии аэрогазодинамического проектирования общего облика двигательных энергетических установок, технологий разработки массового производства беспилотной аэрокосмической техники для решения задач в экстремальных условиях и чрезвычайных ситуациях», № FZWF-2024-0003).

Список источников

1. Усков В.Н. Бегущие одномерные волны. СПб.: БГТУ «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова, 2013. Т. 1. 232 с. Т. 2. 186 с.
2. Гельфанд Б.Е., Сильников М.В. Баротермическое действие взрывов. СПб.: Астерион, 2006. 657 с.
3. Гельфанд Б.Е., Сильников М.В., Михайлин А.И., Чернышов М.В. Защита широкофюзеляжного самолета от взрывных нагрузок // Проблемы управления рисками в техносфере. 2009. № 1–2 (9–10). С. 21–31.
4. Сильников М.В., Михайлин А.И., Чернышов М.В., Шишкин В.Н. Защита узкофюзеляжного воздушного судна от поражающего действия внутреннего взрыва // Известия Российской академии ракетных и артиллерийских наук. 2011. № 1 (67). С. 18–27.
5. Silnikov M.V., Mikhaylin A.I. Protection of flying vehicles against blast loads // Acta Astronautica. 2014. Vol. 97. Pp. 30–37.
6. Silnikov M.V., Chernyshov M.V., Mikhaylin A.I. Blast wave parameters at diminished ambient pressure // Acta Astronautica. 2015. Vol. 109. Pp. 235–240.
7. Settles G.S., Keane B.T., Anderson B.W., Gatto J. Shock waves in aviation security and safety // Shock Waves. 2003. Vol. 12. Issue 4. Pp. 267–275.
8. Mundy J.A., Rizzetta D.P., Melville R.B. Numerical simulation of the jet produced by an internal aircraft explosion // Journal of Aircraft. 1995. Vol. 32. No 2. Pp. 370–376.
9. Baum J.D., Hong Luo, Löhner R. Numerical Simulation of a Blast Inside a Boeing 747 // AIAA Paper 93–3091. 1993. 9 p.

10. Омельченко А.В., Усков В.Н. Оптимальные ударно-волновые системы // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 1995. № 6. С. 118–126.

11. Усков В.Н., Чернышов М.В. Особые и экстремальные тройные конфигурации скачков уплотнения // Прикладная механика и техническая физика. 2006. Т. 47. № 4. С. 39–53.

12. Hekiri H., Emanuel G. Structure and morphology of a triple point // Physics of Fluids. 2015. Vol. 27. Issue 5. Article number 056102.

13. Чернышов М.В. Экстремальные тройные конфигурации с отрицательным углом наклона отраженного скачка // Известия вузов. Авиационная техника. 2019. № 2. С. 82–88.

14. Чернышов М.В., Гвоздева Л.Г. Тройные конфигурации скачков уплотнения и бегущих ударных волн // Известия вузов. Авиационная техника. 2022. № 2. С. 87–110.

15. Чернышов М.В., Савелова К.Э. Скоростные напоры и их соотношения за стационарными маховскими конфигурациями ударных волн, распространяющихся в потоке газа // Аэрокосмическая техника и технологии. 2024. Т. 2. № 3. С. 40–62.

16. Chernyshov M.V., Tolpegin O.A. Optimal regular reflection of oblique shocks // Acta Astronautica. 2019. Vol. 163. Pp. 225–231.

17. Henderson L.F. Exact Expressions for Shock Reflection Transition Criteria in a Perfect Gas // ZAMM — Journal of Applied Mathematics and Mechanics. 1982. Vol. 62. No 6. Pp. 258–261.

18. Усков В.Н., Мостовых П.С. Тройные конфигурации бегущих ударных волн в потоке невязкого газа // Прикладная механика и техническая физика. 2008. Т. 49, № 3. С. 3–10.

19. Блат П.В., Денисенко П.В. Тенденции разработки детонационных двигателей для высокоскоростных воздушно-космических летательных аппаратов и проблема тройных конфигураций ударных волн. Часть II. Исследования встречных ударных волн и тройных ударно-волновых конфигураций // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2016. Т. 16, № 2. С. 199–223.

References

1. Uskov V.N. Running One-Dimensional Waves. Saint Petersburg: Baltic State Technical

University «VOENMEH», 2013. Vol. 1: 232 p. Vol. 2: 186 p.

2. Gelfand B.E., Silnikov M.V. Barothermal Action of Blasts. Saint Petersburg: Asterion, 2006. 657 p.

3. Gelfand B.E., Silnikov M.V., Mikhaylin A.I., Chernyshov M.V. Wide-body aircraft defense from blast loading // Problems of Risk Management in the Technosphere. 2009. Issue 1–2 (9–10). Pp. 21–31.

4. Silnikov M.V., Mikhaylin A.I., Chernyshov M.V., Shishkin V.N. Protection of narrow-fuselage air vehicle from damage action of internal blast // Bulletin of the Russian Academy of Rocket and Artillery Sciences. 2011. Issue 1 (67). Pp. 18–27.

5. Silnikov M.V., Mikhaylin A.I. Protection of flying vehicles against blast loads // Acta Astronautica. 2014. Vol. 97. Pp. 30–37.

6. Silnikov M.V., Chernyshov M.V., Mikhaylin A.I. Blast wave parameters at diminished ambient pressure // Acta Astronautica. 2015. Vol. 109. Pp. 235–240.

7. Settles G.S., Keane B.T., Anderson B.W., Gatto J. Shock waves in aviation security and safety // Shock Waves. 2003. Vol. 12. Issue 4. Pp. 267–275.

8. Mundy J.A., Rizzetta D.P., Melville R.B. Numerical simulation of the jet produced by an internal aircraft explosion // Journal of Aircraft. 1995. Vol. 32. No 2. Pp. 370–376.

9. Baum J.D., Hong Luo, Löhner R. Numerical Simulation of a Blast Inside a Boeing 747 // AIAA Paper 93–3091. 1993. 9 p.

10. Omel'chenko A.V., Uskov V.N. Optimal shock-wave systems // Fluid Dynamics. 1995. Vol. 30. Issue 6. Pp. 118–126.

11. Uskov V.N., Chernyshov M.V. Special and extreme triple shock-wave configurations // Journal of Applied Mechanics and Technical Physics. 2006. Vol. 47. No. 4. Pp. 39–53.

12. Hekiri H., Emanuel G. Structure and morphology of a triple point // Physics of Fluids. 2015. Vol. 27. Issue 5. Article number 056102.

13. Chernyshov M.V. Extreme Triple Configurations with Negative Slope Angle of the Reflected Shock // Russian Aeronautics. 2019. Vol. 62. No 2. Pp. 82–88.

14. Chernyshov M.V., Gvozdeva L.G. Triple Configurations of Steady and Propagating Shocks // Russian Aeronautics. 2022. Vol. 65. No 2. Pp. 87–110.

15. Chernyshov M.V., Savelova K.E. Dynamic pressures and their relations downstream the stationary Mach configurations of shock waves propagating in a gas stream // Aerospace Engineering and Technology. 2024. Vol. 2. Issue 3. Pp. 40–62.

16. Chernyshov M.V., Tolpegin O.A. Optimal regular reflection of oblique shocks // Acta Astronautica. 2019. Vol. 163. Pp. 225–231.

17. Henderson L.F. Exact Expressions for Shock Reflection Transition Criteria in a Perfect Gas // ZAMM — Journal of Applied Mathematics and Mechanics. 1982. Vol. 62. No 6. Pp. 258–261.

18. Uskov V.N., Mostovyykh P.S. Triple configurations of the running shock waves in a flow of a non-viscous gas (in Russian) // Prikladnaya mekhanika i tekhnicheskaya physika. 2008. Vol. 49, № 3. Pp. 3–10.

19. Blat P.V., Denisenko P.V. Trends in the Development of Detonation Engines for High-Speed Aerospace Aircraft and the Problem of Triple Configurations of Shock Waves. Part II. Studies of counter shock waves and triple shock-wave configurations // Scientific and Technical Bulletin of Information Technologies, Mechanics and Optics. 2016. Vol. 16, № 2. Pp. 199–223.