# ДИСКУССИОННЫЙ РАЗДЕЛ

В данном разделе публикуются материалы пленарной дискуссии на тему **«Механизм детонации твердых взрывчатых веществ»**, которая прошла в рамках ежегодной научной конференции отдела горения и взрыва ИХФ РАН (г. Москва, 8–10 февраля 2017 г.). В конференции приняли участие сотрудники ИХФ РАН и специалисты из других российских научных центров (ИАП РАН, ИБХФ РАН, ИНХС РАН, ИИЭОС РАН, ИОХ РАН, ИПМ РАН, ИПМех РАН, ИПХФ РАН, ИСМАН, ИЭПХФ РАН, ОИВТ РАН, НИИ механики МГУ и др.), научно-производственных организаций (НПО «Сатурн», ОАО «ГосНИИ «Кристалл», ОАО «Государственный научно-исследовательский институт машиностроения», ОАО ТМКБ «Союз», ОАО «НПО Энергомаш им. акад. В. П. Глушко», ОКБ им. А. Люльки, РФЯЦ-ВНИИЭФ, ФГУП ЦАГИ, ФГУП ЦИАМ, ФЦДТ «Союз», ФГУП «НИИПМ» и др.) и высших учебных заведений (МАИ, МГПИ, МГТУ, МГУ, МГУИЭ, МИТХТ, МФТИ, НИЯУ МИФИ, РХТУ, Белгородский государственный университет и др.), а также из научных институтов Национальной академии наук Беларуси (ИТМО НАН Беларуси).

# О МЕХАНИЗМЕ ДЕТОНАЦИИ ТВЕРДЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

В. С. Трофимов[1], В. А. Веретенников[2]

## Введение

Как известно, детонация представляет собой самоподдерживающийся ударно-волновой процесс сверхзвукового распространения волны химической реакции в сплошной среде. Общепризнанную гидродинамическую теорию этого процесса в газах разработал Я. Б. Зельдович [1–3]. Многолетнее безраздельное торжество теории Зельдовича породило в среде исследователей детонации чувство успокоенности по поводу безальтернативности как механизма ударного возбуждения химической реакции во фронте волны, так и доказательства правила Чепмена–Жуге, определяющего скорость самоподдерживающейся стационарной детонации. То обстоятельство, что оба постулата были строго доказаны Я. Б. Зельдовичем только для детонации газов, причем в предположении о ламинарном движении среды, по-существу, замалчивалось. Исследователям казалось, что турбулентность, неизбежно порождаемая кинетической неустойчивостью ударного фронта в реагирующих газовых смесях [4] или возникающая вследствие исходной неоднородности твердого взрывчатого вещества (ВВ), не препятствует выполнению этих основных постулатов теории. К тому же опыт показывал, что в случае самоподдерживающейся детонации конденсированных ВВ правило Чепмена–Жуге также выполняется.

Во избежание недоразумений заметим, что в настоящей работе под турбулентным движением сплошной среды понимается любое движение, при котором ее частицы совершают неупорядоченные, неустановившиеся движения по сложным траекториям. При этом причина возникновения такого движения не имеет значения.

Впервые в России в работах [5, 6] поставлена и частично решена задача построения теории детонации, в которой течение реагирующей среды заведомо неламинарное. При этом было дано обоснование правила отбора Чепмена–Жуге, но только в предположении, что в детонационной волне существует усредненный химпик. Таким образом, теория турбулентной детонации тогда еще не достигла степени общности, присущей теории Зельдовича, в которой данное предположение не используется. Поэтому новая теория не получила распространения среди исследователей.

Попытки пренебречь турбулентностью и перенести на случай твердых ВВ модель одномерного стационарного детонационного комплекса Зельдовича встретили серьезные трудности.

Во-первых, согласно несложным оценкам, при реально достижимых скоростях детонации разогрев конденсированной среды в ударном скачке оказывался, как правило, недостаточным для обеспечения той скорости реакции в детонационной волне, которая наблюдалась в эксперименте.

Во-вторых, в силу изначальной физической неоднородности твердых ВВ ударный фронт детонационной волны в них заведомо не мог быть плоским. Поэтому реакция должна протекать негомогенно, и течение реагирующей среды в детонационной волне заведомо должно быть турбулентным, а не ламинарным.

А тем временем вопрос о механизме детонации твердых ВВ продолжал оставаться актуальным. Ведь именно он во многом определяет, каким образом можно управлять действием взрыва, когда речь идет о практическом применении ВВ. Поэтому сомнения в возможности переноса ударного механизма Зельдовича на случай твердых ВВ заставили исследователей выдвигать иные представления о механизме их детонации.

Так, широкое распространение получило представление о том, что в каждом ВВ есть особо чувствительные, так называемые «горячие точки», где и происходит ударное инициирование реакции, распространяющейся затем на остальной объем ВВ [3].

В то же время часть исследователей приняли представление А. Я. Апина о «взрывном горении» [7]. Согласно данному представлению детонацию ведут вырывающиеся вперед струи сильно нагретых конечных или промежуточных продуктов реакции, которые поджигают ВВ в отдельных точках, откуда реакция распространяется на весь объем. В данном случае отпадает необходимость в наличии «горячих точек». При этом, согласно

[1] Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения Российской академии наук, pnkv@list.ru
[2] Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения Российской академии наук, veret@ism.ac.ru

А. Я. Апину, скорость горячих струй и есть, собственно, скорость детонации.

Бесспорно, что как при механизме ударного возбуждения «горячих точек», так и при механизме «взрывного горения» течение среды в детонационной волне заведомо турбулентное. В голове такой волны обязательно существует ударный фронт, поскольку она, по определению, сверхзвуковая. Этот ударный фронт непрерывно меняет свою форму, и в системе отсчета, связанной со стационарной детонационной волной, оставаясь на месте, он непрерывно колеблется. Отсюда понятно, что обе названные модели детонационной волны существенно отличаются от модели Зельдовича.

Особенно сильно от модели Зельдовича отличается модель «взрывного горения» Апина. Поэтому исследователи детонации твердых ВВ со временем от модели «взрывного горения» отказались. У них постепенно сформировалось интуитивное представление о том, что при механизме «горячих точек» с достаточной точностью можно полагать, что впереди стационарной детонационной волны ударный фронт почти плоский. Соответственно течение реагирующей среды в волне можно приближенно считать ламинарным. Таким образом, утвердилось представление, что и в случае твердых ВВ вопрос о выполнении правила Чепмена–Жуге можно решать так же, как и в теории Зельдовича.

Новые возможности для выработки адекватных представлений о механизме детонации твердых ВВ открывает завершенная сравнительно недавно теория турбулентной детонации [8], в которую полностью вписываются и механизм «горячих точек», и механизм «взрывного горения» Апина. При этом правило Чепмена–Жуге строго обосновывается в рамках обычных предположений о свойствах реагирующих конденсированных сред.

В настоящей статье эта теория турбулентной детонации изложена более детально, чем было сделано в [8], а в качестве основного примера рассматривается именно механизм «взрывного горения».

## Вывод основных уравнений теории

Вывод основных уравнений стационарной одномерной турбулентной детонации проведем при обычном предположении (основанном на известных оценках Я. Б. Зельдовича), что явлениями переноса — теплопроводностью, диффузией и вязкостью — на макроскопическом уровне можно пренебречь, рассматривая их только как факторы затухания турбулентности.

Рассмотрим идеальную стационарную турбулентную детонацию в цилиндрическом заряде ВВ, заключенном в бесконечно жесткую оболочку, имеющем бесконечную длину и достаточно большую («физически бесконечно большую») площадь поперечного сечения. Здесь и ниже термин «сечение» употребляется исключительно для обозначения поперечных сечений заряда, перпендикулярных его оси. Как обычно, будем полагать, что при стационарной детонации, по определению, всегда существует система отсчета, в которой на любом неподвижном сечении среднее значение любой физической величины не зависит от времени. Все нижеследующее рассмотрение проведем именно в такой системе отсчета.

Определим фронт детонационной волны как колеблющийся искривленный кусочно-непрерывный ударный скачок в исходной среде, который в каждый момент времени имеет по одной и только по одной точке пересечения с любой прямой, параллельной оси заряда (рис. 1). Согласно обсуждаемой гипотезе Апина, этот ударный скачок возникает под действием струй продуктов реакции. В отдельные моменты он может иметь настолько сложную форму, что некоторые прямые, параллельные оси заряда, пересекут его не по одному разу. В таких случаях будем полагать, что фронт детонационной волны в каждый момент времени образуют только те участки ударного скачка в исходной среде, с которыми каждая прямая, параллельная оси заряда, пересекается первый раз, если смотреть со стороны набегающего потока. Остальные участки ударного скачка в исходной среде, если они возникают, будем относить к зоне реакции детонационной волны.

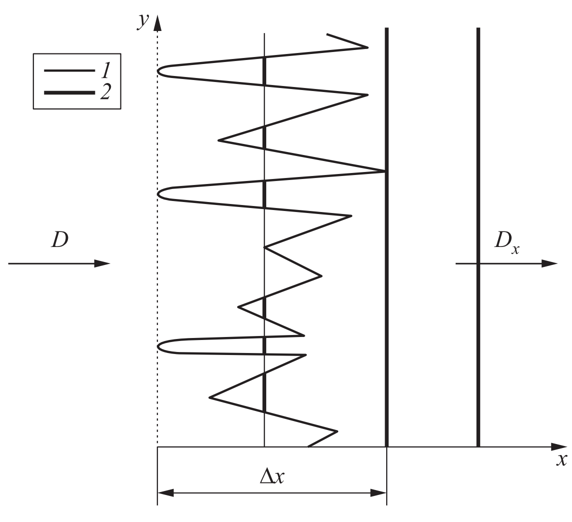


**Рис. 1** Схематический мгновенный разрез приосевого участка фронта детонационной волны в плоскости $x$–$y$ согласно модели «взрывного горения» Апина: *1* — фронт детонационной волны; *2* — примеры $\delta$-сечений при $0 < x < \Delta x$ и $x \geq \Delta x$

Введем прямоугольную систему координат $x, y, z$ (см. рис. 1). Ось $x$ направим вдоль оси заряда в сторону движения среды. Начало координат поместим в точке пересечения оси заряда с тем сечением, на котором начинает меняться скорость потока среды, набегающего на детонационную волну. Нижним индексом «0» будем помечать значения термодинамических величин в набегающем потоке. Скорость набегающего на детонационную волну потока (скорость детонации) и ее $x$-компоненту внутри детонационной волны обозначим через $D$ и $D_x$ соответственно.

Обозначим через $\Delta x$ наименьшее расстояние от начала координат до сечения, которое не пересекается с фронтом детонационной волны. Назовем $\delta$-сечением множество тех участков каждого сечения, которые в данный момент находятся позади фронта детонационной волны (см. рис. 1). По определению, при $0 < x < \Delta x$ $\delta$-сечение является частью сечения, а при $x \geq \Delta x$ $\delta$-сечение совпадает с сечением. Обозначим через $F$ и $\delta F$ соответственно площади сечения и находящегося на нем $\delta$-сечения. Их отношение $\delta = \delta F/F$, согласно определению стационарной детонационной волны, удовлетворяет условиям:

$$\left(\frac{\partial \delta}{\partial t}\right)_x = 0 \, ; \quad \left(\frac{\partial \delta}{\partial x}\right)_t \geq 0 \, , \tag{1}$$

где

$$\delta = \begin{cases} 0 & \text{при } x = 0 \, ; \\ 1 & \text{при } x \geq \Delta x \, ; \end{cases}$$

$t$ — время.

Понятно, что описание турбулентного движения среды неизбежно требует выбора способа усреднения величин, характеризующих его, что, в конечном счете, означает выбор весовых функций. Средние арифметические значения относящихся к единице объема или площади величин, таких как, например, давление и плотность, $P$ и $\rho$ соответственно, полученные интегрированием по площади сечения или $\delta$-сечения с весовой функцией, равной единице, будем обозначать как $\overline{P}$ и $\overline{\rho}$. Взвешенные средние, полученные интегрированием рассматриваемых величин по площади сечения или $\delta$-сечения с весовой функцией $\rho/\overline{\rho}$, будем обозначать двумя чертами сверху. В частности, так будем усреднять компоненты скорости движения среды и удельные величины. И если $D_x$, $E$ и $V$ — $x$-компонента скорости детонационной волны, удельная внутренняя энергия и удельный объем среды в волне соответственно, то $\overline{\overline{D_x}}$, $\overline{\overline{E}}$ и $\overline{\overline{V}} = 1/\overline{\rho}$ — их взвешенные средние значения, полученные с весовой функцией $\rho/\overline{\rho}$. В настоящей работе средние по сечению и $\delta$-сечению обозначаются одинаковыми символами. Хотя между этими величинами существуют строгие соотношения, мы их опускаем, так как они в дальнейшем не используются.

Среднюю по сечению или по $\delta$-сечению массовую скорость среды $U$ (как обычно, она направлена навстречу набегающему потоку) и $x$-компоненту скорости турбулентных пульсаций $u_x$ определим как

$$U = D - \frac{1}{\overline{\rho}}\,\overline{\rho D_x} = D - \overline{\overline{D_x}} \, ; \;\; u_x = \overline{\overline{D_x}} - D_x \, . \tag{2}$$

С учетом введенного выше определения взвешенного среднего $\overline{\rho D_x} = \overline{\rho}\,\overline{\overline{D_x}}$, согласно последнему равенству из (2) имеем:

$$\overline{\rho u_x} = 0 \, . \tag{3}$$

Этот момент составляет одну из особенностей данной теории, заключающуюся в том, что нулю приравнивается не среднее, а взвешенное среднее $x$-компоненты скорости турбулентных пульсаций. Что касается поперечных компонент скорости турбулентных пульсаций, $u_y$ и $u_z$, то их средние и взвешенные средние по сечениям и $\delta$-сечениям, по определению, равны нулю.

Нетрудно заметить, что $\overline{\overline{D_x}} > 0$ всегда, и, поскольку в соответствии с выражением (2)

$$\frac{dx}{dt} = \overline{\overline{D_x}}(x) \, , \tag{4}$$

все усредненные величины можно рассматривать и как функции $x$, и как сложные функции времени $t$ (например, $E(x(t))$).

Далее приступим к выводу усредненных выражений для сохранения потоков массы, импульса и энергии. При этом будем исходить из определения внутренней энергии среды как единой меры всего ее внутреннего движения (химических связей, механических напряжений, тепловых колебаний). Именно так принято рассматривать внутреннюю энергию среды в классической термодинамике (см., например, [2]).

Согласно известным выражениям для потоков массы, импульса и энергии [1, 2] в любом сечении внутри детонационной волны имеем:

$$I = \rho_0 D = \overline{\rho D_x} \, ; \tag{5}$$

$$P_0 + \rho_0 D^2 = \overline{P} + \overline{\rho D_x^2} \, ; \tag{6}$$

$$P_0 D + \rho_0 D\left(E_0 + \frac{D^2}{2}\right) = \\ = \overline{P D_x} + \overline{\rho D_x\left(E + \frac{D_x^2}{2} + \frac{u_y^2 + u_x^2}{2}\right)} \, , \tag{7}$$

где $I$ — плотность потока массы через детонационную волну.

Точно такие же выражения для этих величин получаются и применительно к каждому $\delta$-сечению внутри детонационной волны при $0 < x < \Delta x$. Действительно, в каждый момент времени каждому участку $\delta$-сечения в исходном потоке соответствует прямая трубка тока, боковая поверхность которой пересекает этот участок $\delta$-сечения по его границе (см. рис. 1). Очевидно, что потоки массы, импульса и энергии через боковую поверхность данной трубки отсутствуют. Следовательно, через рассматриваемый участок $\delta$-сечения и внутри соответствующей ему трубки тока в набегающем потоке за единицу времени протекают одни и те же количества массы, импульса или энергии. В результате снова приходим к выражениям (5)–(7).

Теперь приведем эти выражения к привычному виду. Рассматривая турбулентность как одну из форм теплового движения, введем понятие эффективного давления, эффективной внутренней энергии и эффективного потока тепла, $P_{\mathrm{ef}}$, $E_{\mathrm{ef}}$ и $q_{\mathrm{ef}}$ соответственно, и определим их следующим образом:

$$P_{\mathrm{ef}} = \overline{P} + \overline{\rho u_x^2}\,; \tag{8}$$

$$E_{\mathrm{ef}} = \overline{\overline{E}} + E_t\,, \tag{9}$$

где

$$\overline{\overline{E}} = \frac{1}{\overline{\rho}}\,\overline{\rho E}\,, \quad E_t = \frac{1}{\overline{\rho}}\,\overline{\rho\frac{u_x^2 + u_y^2 + u_z^2}{2}}\,;$$

$$q_{\mathrm{ef}} = \overline{P u_x} + \overline{\rho u_x\left(E + \frac{u_x^2 + u_y^2 + u_z^2}{2}\right)}\,. \tag{10}$$

В случае изотропной турбулентности $q_{\mathrm{ef}} = 0$, а при анизотропной — возможны как $q_{\mathrm{ef}} = 0$, так и $q_{\mathrm{ef}} \neq 0$.

С учетом (2) и (3) из (5) получаем:

$$\rho_0 D = \overline{\rho}(D - U)\,; \tag{11}$$

$$\frac{U}{D} = 1 - \frac{\overline{\overline{V}}}{V_0}\,, \;\; \overline{\overline{V}} = \frac{1}{\overline{\rho}}\,\overline{\rho V} = \frac{1}{\overline{\rho}}\,, \tag{12}$$

причем выражения (11) и (12) физически полностью эквивалентны.

С учетом (2), (3) и (8) выражение (6) приводится к виду:

$$P_{\mathrm{ef}} - P_0 = \rho_0 D U\,. \tag{13}$$

Подчеркнем, что подстановка в это выражение $\overline{P}$ вместо $P_{\mathrm{ef}}$ недопустима.

Далее, с учетом (3), (5), (6), (9) и (10) выражение (7) приводится к виду:

$$E_{\mathrm{ef}} - E_0 = \frac{(P_{\mathrm{ef}} + P_0)(V_0 - \overline{\overline{V}})}{2} + \frac{q_{\mathrm{ef}}}{I}\,. \tag{14}$$

Для реагирующей среды с достаточно большой теплопроводностью вместо $q_{\mathrm{ef}}$ в данном выражении стояла бы сумма $q_{\mathrm{ef}} + q$, где $q$ — средняя плотность обычного теплового потока. Заметим также, что в выражении (14) нельзя заменять $E_{\mathrm{ef}}$ и $P_{\mathrm{ef}}$ на $\overline{\overline{E}}$ и $\overline{P}$, а в случае анизотропной турбулентности бездоказательно полагать $q_{\mathrm{ef}} = 0$.

Как нетрудно видеть, величина $P_{\mathrm{ef}}$ из (8) подобна давлению и представляет собой плотность потока импульса, не связанного со средним потоком массы. При усреднении по сечениям турбулентная компонента $P_t$ в начале детонационной волны может составлять значительную долю (порядка 50%) от $P_{\mathrm{ef}}$.

Исключив из (11)–(13) массовую скорость $U$, из (2) с учетом (5) находим:

$$I^2 = (\rho_0 D)^2 = \frac{P_{\mathrm{ef}} - P_0}{V_0 - \overline{\overline{V}}}\,. \tag{15}$$

Поскольку $I = const$, выражение (15) представляет собой уравнение прямой Михельсона в координатах $P_{\mathrm{ef}}$–$\overline{\overline{V}}$ (рис. 2). Как и в теории Зельдовича, все точки $P_{\mathrm{ef}}, \overline{\overline{V}}$, находящиеся внутри турбулентной детонационной волны, лежат на прямой Михельсона. Исходя из выражения (4), можно сказать, что внутри детонационной волны каждая точка $P_{\mathrm{ef}}, \overline{\overline{V}}$ движется вдоль прямой Михельсона.

Исключив из (11)–(13) скорость детонационной волны $D$, находим:

$$U^2 = (P_{\mathrm{ef}} - P_0)\left(V_0 - \overline{\overline{V}}\right)\,. \tag{16}$$

Полученные в результате выражения (15) и (16) полностью эквивалентны выражениям (11)–(13). Выражения (11)–(16) в целом имеют вид, обычный для ламинарного ударно-волнового движения реагирующей среды [1, 2], а с учетом физического смысла величин $U$, $P_{\mathrm{ef}}$, $E_{\mathrm{ef}}$ и $q_{\mathrm{ef}}$ это сходство оказывается неформальным. В частности, при исследовании ударно-волновых процессов в негомогенных средах с помощью преград и электромагнитных датчиков массовой скорости, имеющих достаточно большую площадь, в опытах, как правило, определяются именно $U$ из (2), $P_{\mathrm{ef}}$ из (8) и $E_{\mathrm{ef}}$ из (9). Наконец, заметим, что, когда турбулентность в потоке полностью затухает и среда становится однородной, выражения (11)–(16) превращаются в обычные для ламинарного ударно-волнового движения.

Для достижения более полной аналогии с ламинарным ударно-волновым движением при наличии турбулентности удельную внутреннюю энергию необходимо рассматривать не только как функцию $P_{\mathrm{ef}}$ и $\overline{\overline{V}}$, но также и как функцию набора

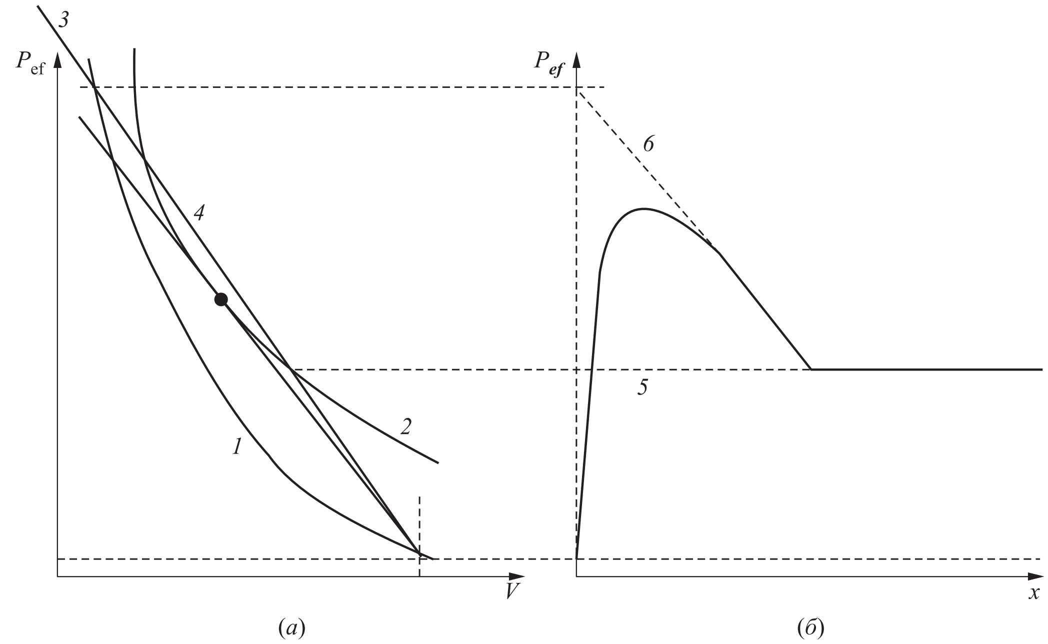


**Рис. 2** Диаграммы $P$–$V$ (*а*) и $P$–$x$ (*б*) турбулентной недосжатой детонационной волны: *1* — кривая ударной сжимаемости исходной среды; *2* — равновесная детонационная адиабата; *3* — прямая Михельсона; *4* — точка Чепмена–Жуге; *5* — профиль давления при усреднении по сечениям с использованием системы выражений (I); *6* — профиль давления при усреднении по $\delta$-сечениям с использованием системы выражений (II)

неких внутренних переменных, полностью определяющего состояние среды в любой момент времени.

Такую многокомпонентную величину с конечным числом компонент $n$ обозначим через $\alpha$ ($\alpha \Rightarrow \Rightarrow \{\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_i, \ldots, \alpha_n\}$). Вместе со значениями $P_{\rm ef}$ и $\overline{\overline{V}}$ в каждом сечении или $\delta$-сечении $\alpha$ достаточно полно определяет пространственное распределение химического состава, плотности, давления, удельной внутренней энергии, пористости и характеристик турбулентных пульсаций. Компоненты этой величины можно выбрать бесконечным множеством физически эквивалентных способов. В ряде дальнейших рассуждений предполагается, что выбор таких $n$ компонент $\alpha_i$ специально сделан так, что они входят во все термодинамические уравнения подобно компонентам химического состава. Эти компоненты будем называть специальными, а возможность такого выбора доказана в [9]. *Изменение же специальных компонент $\alpha_i$ вдоль прямой Михельсона можно рассматривать как течение некоего обобщенного процесса физико-химического превращения среды.*

Для примера приведем три выражения, в которых при частном дифференцировании предполагается постоянство специальной переменной $\alpha$ (т. е. постоянство $\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_i, \ldots, \alpha_n$). Такими выражениями будут:

(1) термодинамическое тождество:

$$\left(\frac{\partial P_{\rm ef}}{\partial \overline{\overline{V}}}\right)_{S,\alpha} = -\frac{(\partial E_{\rm ef}/\partial \overline{\overline{V}})_{P_{\rm ef},\alpha} + P_{\rm ef}}{(\partial E_{\rm ef}/\partial P_{\rm ef})_{\overline{\overline{V}},\alpha}}\,; \quad (17)$$

(2) выражение для коэффициента Грюнайзена в турбулентном потоке:

$$\Gamma_t = \overline{\overline{V}}\left(\frac{\partial P_{\rm ef}}{\partial E_{\rm ef}}\right)_{\overline{\overline{V}},\alpha}\,; \quad (18)$$

(3) выражение для скорости звука в турбулентном потоке:

$$C_t^2 = -\overline{\overline{V}}^2\left(\frac{\partial P_{\rm ef}}{\partial \overline{\overline{V}}}\right)_{S,\alpha}. \quad (19)$$

В выражениях (17) и (19) $S$ — удельная энтропия, а выражение (19) составлено по аналогии с выражением для скорости звука в турбулентной детонационной волне, впервые предложенным в [5]. При обращении к следующим ниже выражениям достаточно иметь в виду только то, что компоненты $\alpha$ — специальные.

Из (11), (12), (14) и (15) для прямой Михельсона получаем

$$\frac{dE_{\rm ef}}{dt} = -P_{\rm ef}\frac{d\overline{\overline{V}}}{dt} + \frac{1}{I}\,\frac{dq_{\rm ef}}{dt}$$

или в развернутом виде

$$\left[\left(\frac{\partial E_{\rm ef}}{\partial \overline{\overline{V}}}\right)_{P_{\rm ef},\alpha}\frac{d\overline{\overline{V}}}{dt}+\left(\frac{\partial E_{\rm ef}}{\partial P_{\rm ef}}\right)_{\overline{\overline{V}},\alpha}\frac{dP_{\rm ef}}{dt}+\right.$$
$$\left.+\left(\frac{\partial E_{\rm ef}}{\partial \alpha}\right)_{P_{\rm ef},\overline{\overline{V}}}\frac{d\alpha}{dt}\right]=-P_{\rm ef}\frac{d\overline{\overline{V}}}{dt}+\frac{1}{I}\frac{dq_{\rm ef}}{dt}\,.$$

Отсюда с учетом (17)–(19), выполнив подстановку

$$\frac{dQ_{PV}}{dt}=-\left(\frac{\partial E_{\rm ef}}{\partial \alpha}\right)_{P_{\rm ef},\overline{\overline{V}}}\frac{d\alpha}{dt}\equiv$$
$$\equiv-\sum\left(\frac{\partial E_{\rm ef}}{\partial \alpha_i}\right)_{P_{\rm ef},\overline{\overline{V}}}\frac{d\alpha_i}{dt}\,,\ i=1,2,3\ldots, \quad (20)$$

находим:

$$\left[C_t^2-(D-u)^2\right]\frac{1}{\Gamma_t\overline{\overline{V}}}\frac{d\overline{\overline{V}}}{dt}=\frac{dQ_{PV}}{dt}+\frac{1}{I}\frac{dq_{\rm ef}}{dt}\,. \quad (21)$$

Величина $dQ_{PV}/dt$ представляет собой скорость удельного тепловыделения обобщенной химической реакции при постоянстве давления и объема.

Заметим, что в правой части выражения (20) $n$ специальных компонент $\alpha_i$ при необходимости (например, при расчете величины $dQ_{PV}/dt$) можно заменить любыми другими $n$ компонентами, описывающими то же самое состояние реагирующей среды. Данное замечание будет использовано ниже.

Выражение же (21) позволяет решить известную задачу о правиле отбора скорости турбулентной детонации, $D$, по аналогии с ее решением в теории Зельдовича [1–3].

## Решение задачи о правиле отбора скорости детонации

Как отмечалось выше, в предлагавшихся ранее теориях турбулентной детонации [5,6] эта задача решалась только с использованием предположения, что при турбулентной детонации существует химпик. Его теоретическое обоснование впервые было дано в работе [8], и ниже оно изложено подробно применительно к детонации твердого ВВ.

Рассмотрим данную задачу для случая стационарной самоподдерживающейся детонации твердого ВВ с нормальными свойствами. Это подразумевает, что кривая ударной сжимаемости ВВ и равновесная детонационная адиабата расположены на плоскости $P$–$V$ друг относительно друга обычным образом (см. [1, 2] и рис. 2,*а*), причем кривая ударной сжимаемости ВВ необязательно совпадает с его ударной адиабатой, так как непосредственно в момент ударного сжатия оно может частично разложиться [10].

Одновременно будем рассматривать две комбинации выражений (11)–(14), одна из которых, назовем ее системой (I), получена путем усреднения параметров потока среды по сечениям, а вторая, система (II), получена путем усреднения параметров потока среды по $\delta$-сечениям. Считаем, что в детонационной волне обобщенная реакция идет до конца. Поэтому, начиная с некоторого расстояния $\Delta x$ от головы волны, $\delta$-сечения совпадают с сечениями, и системы выражений (I) и (II) объединяются в одну. Будем также предполагать, что описываемая системами выражений (I) и (II) стационарная самоподдерживающаяся детонация одновременно удовлетворяет трем следующим условиям:

(1) детонационная волна удовлетворяет необходимому условию устойчивости: в ней существует только один скачок сжатия. *A priori* это означает, что обобщенная реакция либо завершается в ударном скачке, либо сопровождается расширением реагирующей среды вплоть до своего окончания, т. е. после скачка сжатия до конца детонационной волны выполняется неравенство:
$$\frac{d\overline{\overline{V}}}{dt}\geq 0\,,$$
причем равенство имеет место только тогда, когда обобщенная реакция заканчивается, и точка $P_{\rm ef},\overline{\overline{V}}$, изображающая состояние реагирующей среды, оказывается на пересечении прямой Михельсона с равновесной детонационной адиабатой;

(2) в правой части выражения (20) для $dQ_{PV}/dt$ все члены суммы, относящиеся к собственно химическому превращению ВВ, — положительные;

(3) в голове детонационной волны в потоке реагирующей среды возникает анизотропная турбулентность, однако к моменту завершения собственно химического превращения ВВ турбулентность становится изотропной (т. е. в выражении (21) $dq_{\rm ef}/dt=0$). Таким образом, после окончания собственно химического превращения ВВ обобщенная реакция продолжается как процесс затухания изотропной турбулентности.

Рассмотрим движение вдоль прямой Михельсона точки, изображающей состояние реагирующей среды в детонационной волне. Из систем выражений (I) и (II) вытекают две возможности, а именно:

в конце детонационной волны точка $P_{\text{ef}}, \overline{\overline{V}}$ приходит на равновесную детонационную адиабату ВВ либо в точку ее касания с прямой Михельсона (точку Чепмена–Жуге), либо в точку, расположенную по давлению ниже точки Чепмена–Жуге. В первом случае детонация нормальная, продукты реакции движутся относительно детонационной волны с местной скоростью звука. Во втором случае детонация недосжатая, продукты реакции движутся относительно детонационной волны со скоростью, превышающей местную скорость звука. Искомое правило отбора должно ответить на вопрос: какой из этих случаев реализуется в действительности?

Чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим систему выражений (II). В данном случае при $x = 0$ $\delta$-сечение представлено счетным множеством точек (концов струй), в которых состояние ВВ соответствует точке пересечения прямой Михельсона с кривой ударной сжимаемости ВВ. Соответственно точки $P_{\text{ef}}, \overline{\overline{V}}$, начиная от кривой ударной сжимаемости ВВ, движутся по прямой Михельсона вниз по эффективному давлению. Отсюда заключаем, что точки $P_{\text{ef}}, \overline{\overline{V}}$ приходят к равновесной детонационной адиабате продуктов со стороны высоких давлений (см. рис. 2, *б*). При этом в точке $x = \Delta x$, где $\delta = 1$ (см. (1)), значения $U$, $\overline{\overline{V}}$, $P_{\text{ef}}$, $E_{\text{ef}}$ и $q_{\text{ef}}$ на $\delta$-сечениях непрерывно переходят в соответствующие значения на сечениях.

Применим выражения (8), (9) и (20) к тому отрезку прямой Михельсона, на котором химическое превращение среды завершилось, а турбулентность еще не затухла, но стала изотропной. В этих точках с достаточной точностью можно положить $\overline{P} = P$, $\overline{\rho} = \rho$ и $\overline{\overline{E}} = E$. Соответственно имеем:

$$P_{\text{ef}} = P + \rho\overline{u_x^2} \Rightarrow \left(\frac{\partial P}{\partial \overline{u_x^2}}\right)_{P_{\text{ef}},V} = -\rho\,; \qquad (22)$$

$$E_{\text{ef}} = E(P,V) + \frac{3}{2}\,\overline{u_x^2} \Rightarrow$$
$$\Rightarrow \left(\frac{\partial E_{\text{ef}}}{\partial \overline{u_x^2}}\right)_{P_{\text{ef}},V} = -\left(\frac{\partial E}{\partial P}\right)_V \rho + \frac{3}{2}\,. \qquad (23)$$

Здесь турбулентность характеризуется единственной величиной, $\overline{u_x^2}$, которая не является специальной. Из выражений (20), (22) и (23) с учетом сделанного после вывода выражения (21) замечания находим:

$$\frac{dQ_{PV}}{dt} = -\left(\frac{\partial E_{\text{ef}}}{\partial \overline{u_x^2}}\right)_{P_{\text{ef}},V} \frac{d\overline{u_x^2}}{dt} = \left(\frac{1}{\Gamma} - \frac{3}{2}\right)\frac{d\overline{u_x^2}}{dt}, \qquad (24)$$

где $\Gamma$ — коэффициент Грюнайзена для продуктов химической реакции. Соответственно, выражение (21) в таком приближении можно переписать в следующем виде:

$$\left[C_t^2 - (D-U)^2\right]\frac{1}{\overline{\overline{V}}}\,\frac{d\overline{\overline{V}}}{dt} = \left(1 - \frac{2}{3}\,\Gamma\right)\frac{d\overline{u_x^2}}{dt}\,. \qquad (25)$$

В последних выражениях (24) и (25), согласно (21), $d\overline{\overline{V}}/dt \ge 0$ и необходимо положить $d\overline{u_x^2}/dt \le$ $\le 0$, поскольку турбулентность затухает. Отсюда следует, что при $\Gamma > 2/3$ имеем $dQ_{P,V}/dt > 0$ и при полном затухании турбулентности левая часть выражения (25) обращается в нуль. Соответственно, детонация нормальная. При $\Gamma < 2/3$ имеем $dQ_{P,V}/dt < 0$, и по окончании затухания турбулентности левая часть выражения (25) становится отрицательной. Соответственно, детонация недосжатая.

Интересно отметить, что в любом случае скорость детонации совпадает со скоростью распространения по заряду концов вырывающихся вперед струй, как и предполагал А. Я. Апин.

Теперь качественно можно представить себе распределение эффективного давления в детонационной волне, описываемой системой выражений (I). В данном случае при $x = 0$ на всем сечении (пунктирная прямая на рис. 1), за исключением счетного множества точек (концов горячих струй), ВВ находится в начальном состоянии $P_0, V_0$. Отсюда следует, что точки $P_{\text{ef}}, \overline{\overline{V}}$ выходят из начальной точки $P_0, V_0$ и сначала движутся вдоль прямой Михельсона вверх по эффективному давлению (см. рис. 2, *б*). Затем, при $x \ge \Delta x$, где системы выражений (I) и (II) объединяются, точки $P_{\text{ef}}, \overline{\overline{V}}$ спускаются вниз по эффективному давлению до конечной точки на равновесной детонационной адиабате. В результате сопоставления зависимостей $P_{\text{ef}}(x)$, полученных в системах выражений (I) и (II), находим непрерывный профиль эффективного давления $P_{\text{ef}}(x)$, свидетельствующий о том, что у стационарной турбулентной детонационной волны химпик существует всегда. Важно отметить (см. прямые *5* и *6* на рис. 2), что в случае турбулентной детонации высота химпика, регистрируемая в эксперименте, всегда меньше, чем ее расчетное значение, полученное в предположении ламинарной детонации [1, 3]. Не исключено, что высота этого химпика иногда может быть настолько мала, что он не будет заметен в эксперименте, и будет зарегистрирована детонация «без химпика».

## Заключение

В заключение следует отметить главную особенность представленной в настоящей работе теории турбулентной детонации, состоящую в том, что ее основные математические выражения имеют тот же вид, как и в теории Зельдовича (см., например, [3]).

Данная теория может служить основой для анализа экспериментальных данных, полученных при исследовании детонации конденсированных ВВ и ударно-волновых процессов в иных энергетических системах (см., например, [11]). В ее рамки вписывается не только «струйный» механизм распространения детонации, который был рассмотрен в качестве примера.

Показано, что при анализе экспериментальных данных и в расчетах необходимо учитывать влияние на усредненное движение среды, оказываемое одинаковым образом как ее физико-химическими превращениями, так и процессами образования и затухания турбулентности. Поэтому процесс затухания турбулентности после прекращения собственно химической реакции следует рассматривать как продолжение физико-химического превращения среды.

Если коэффициент Грюнайзена продуктов разложения ВВ $\Gamma > 2/3$, то детонация нормальная и для ее расчета достаточно знать уравнение равновесной детонационной адиабаты. Если же $\Gamma < 2/3$, то детонация недосжатая и она определяется не только равновесной детонационной адиабатой, но и кинетикой затухания турбулентности.

Наконец, заметим, что, согласно несложным оценкам, при указанных выше предположениях у газообразных продуктов реакции любого конденсированного ВВ на соответствующей детонационной адиабате $\Gamma > 2/3$. Поэтому у твердых ВВ, как правило, детонация нормальная.

При анализе экспериментальных данных надо также учитывать, что в случае грубодисперсных систем, какими обычно являются промышленные ВВ, процесс затухания турбулентности может оказаться столь длительным. что при конечном диаметре заряда из зоны реакции вместе с турбулентностью будет уноситься и значительная часть энергии.

## Литература

1. *Дремин А. Н., Савров С. Д., Трофимов В. С., Шведов К. К.* Детонационные волны в конденсированных средах. — М.: Наука, 1970. 164 с.
2. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Гидродинамика. — М.: Наука, 1988. 736 с.
3. Физика взрыва. Т. 2 / Под ред. Л. П. Орленко. — М.: Физматлит, 2004. 531 с.
4. *Щелкин К. И., Трошин Я. К.* Газодинамика горения. — М.: Изд-во АН СССР, 1963. 256 с.
5. *Рыбанин С. С.* Турбулентность при детонации // ФГВ, 1966. Т. 2. № 1. С. 29–35.
6. *Трофимов В. С., Дремин А. Н.* К обоснованию правила отбора для скорости детонации // ФГВ, 1966. Т. 2. № 3. С. 19–30.
7. *Апин А. Я.* О детонации и взрывном горении взрывчатых веществ // Докл. АН СССР, 1945. Т. 50. № 1-9. С. 285–288.
8. *Трофимов В. С.* Теория турбулентной детонации // Докл. РАН, 2009. Т. 428. № 6. С. 777–779. doi: 10.1134/S0012501609100078.
9. *Трофимов В. С.* О возможности определения физико-кинетических параметров реагирующей конденсированной среды в ударно-волновом эксперименте // Взрывное дело / Под ред. К. Н. Трубецкого. — М.: ИПКОН РАН, 2012. № 107/64. С. 21–33.
10. *Трофимов В. С., Трофимова Г. П.* О возможности разложения литого ТНТ в ударном скачке // ФГВ, 1980. Т. 16. № 2. С. 92–99.
11. *Trofimov V. S., Petrov E. V.* On detonation in Zn–S blends // Int. J. Self-Propag. High-Temp. Synth., 2014. Vol. 23. No. 4. P. 186–190. doi: 10.3103/S1061386214040104.

**Комментарии, представленные ниже, могут относиться к более ранним версиям сообщения В. С. Трофимова и В. А. Веретенникова, а также к их докладу на пленарной дискуссии.**

## КОММЕНТАРИИ Н. М. КУЗНЕЦОВА

В своем сообщении авторы решают теоретически вопрос о правилах отбора для детонации твердых ВВ. Продукты детонации твердых ВВ в состояниях, представляющих интерес в рассматриваемой задаче, имеют высокую плотность — порядка плотности исходного ВВ. Это примерно на три порядка больше плотностей, при которых справедливо уравнение состояния идеального газа. Коэффициент Грюнайзена ($\Gamma$) в плотных газах, как и в конденсированных средах, обычно больше 2/3. Случай $\Gamma < 2/3$ маловероятен. Доказательство такого неравенства было сообщено авторам (см. приложение), и они его учли в последней версии своего сообщения. Учитывая это, один из основных выводов, который следовало сделать (и он сделан!), заключается в утверждении: **детонация твердых ВВ при монотонном тепловыделении в химической реакции обычно нормальная (не недосжатая)**. Это первое замечание.

Второе замечание связано с вопросом об устойчивости плоского фронта детонации твердых ВВ. Известно, что детонация в газах пульсирующая. В жидкостях бывает как пульсирующая, так и непульсирующая («классическая») детонация. В случае твердых ВВ авторы полагают ее пульсирующей на основании зернистой структуры ВВ. Неизвестно, есть ли неустойчивость ламинарного течения в структуре детонационной волны твердых ВВ. Если такой внутренней неустойчивости нет и неоднородность течения связана только с исходной зернистой структурой ВВ, то выглядит необоснованным представление о развитой турбулентности вообще и об изотропной турбулентности в частности. Соответственно представляется необоснованным число 2/3 в качестве параметра течения.

Третье замечание касается терминологии. По определению авторов, «в силу изначальной физической неоднородности твердых ВВ... течение реагирующей среды в детонационной волне заведомо должно быть турбулентным».

Возможно, некоторая неоднородность течения, обусловленная зернистостью ВВ, является не развитой турбулентностью, а так называемой «тонкой структурой» плоской детонации (термин из книги [1], одним из авторов которой является В. С. Трофимов). Кристаллические твердые вещества состоят из зерен (монокристаллов), т. е. они изначально неоднородны. Поэтому, согласно определению авторов сообщения, структура ударных волн в таких веществах «заведомо должна быть турбулентной». Наконец, броуновское движение частиц, по определению авторов, следовало бы полагать турбулентным. Все это, как и турбулентность в известном гидродинамическом смысле, — разные физические явления.

Четвертое замечание. Авторы полагают, что в точке Жуге пульсации еще не затухли. Это — предположение, которое следовало бы обосновать с указанием условий, когда оно справедливо.

Пятое замечание. Важно знать отношение энергии рассматриваемых пульсаций к полной энергии продуктов детонации в окрестности точки Жуге. На вопрос о масштабе пульсаций, заданный докладчику во время дискуссии Б. С. Ермолаевым со ссылкой на работу С. С. Рыбанина, ответ был дан не по существу. Автор говорил о величине пульсаций в начальной их стадии, а не в окрестности точки Жуге.

## Приложение

В газах

$$\gamma = \left(\frac{\mu}{\rho}\right)\left(\frac{dp}{dE}\right)_\rho = \left(\frac{\mu}{\rho}\right)\left(\frac{dp}{dT}\right)_\rho \Big/ C_v\,, \qquad (1)$$

где $\mu$ — молекулярный вес; $C_v$ — молярная теплоемкость при постоянном объеме. Тепловое давление газа приблизительно линейно зависит от температуры и выражается в виде:

$$p = R\left(\frac{\rho}{\mu}\right)\varphi(\rho)T\,; \quad \left(\frac{\mu}{\rho}\right)\left(\frac{dp}{dT}\right)_\rho = R\varphi(\rho)\,. \qquad (2)$$

При больших плотностях, близких к плотности твердого тела,

$$\varphi(\rho) \approx 6\,. \qquad (3)$$

Теплоемкость $C_v$ равна сумме теплоемкостей поступательного и вращательного движения и внутримолекулярных колебаний. Учитывая, что продукты детонации состоят в основном из смеси двухатомных ($N_2$, CO и др.) и трехатомных газов ($H_2O$, $CO_2$), можно показать, что $C_v < 6R$. При этом из (1)–(3) следует

$$\Gamma > 1\,. \qquad (4)$$

В теплоемкость вносит вклад еще и диссоциация молекул. Но продукты детонации состоят из молекул с прочными связями, и их диссоциация при температурах около 4000 К при рассматриваемой высокой плотности газа пренебрежимо мала.

Приведенные оценки в силу их приближенности не являются строгим доказательством универсальности неравенства (4). Можно лишь утверждать, что случай $\Gamma < 2/3$ представляется маловероятным, т. е. если он и реализуется, то, скорее, как исключение из общей закономерности.

# КОММЕНТАРИИ Б. С. ЕРМОЛАЕВА

Сообщение В. С. Трофимова и В. А. Веретенникова посвящено теории стационарной детонации твердых ВВ, учитывающей турбулентное движение реагирующей среды. Предложен подробный вывод уравнений, а в качестве примера авторы обещают рассмотреть детонацию, в которой химическое превращение ВВ подчиняется механизму взрывного горения А. Я. Апина. Есть следующие замечания.

1. Учет турбулентных пульсаций при выводе уравнений стационарной детонации имеет свою историю. И хотя авторы упоминают работу С. С. Рыбанина, который, скорее всего, первым обратился к этой теме, однако критический анализ работ во введении отсутствует. Авторы не обсуждают, какие элементы теории нуждаются в развитии, какой вклад внесла предшествующая работа самих авторов, и постановка работы остается неясной.

2. Авторы показывают, что если использовать давление и энергию с соответствующими добавками, связанными с турбулентным движением, то систему уравнений можно свести к традиционному виду, рассмотренному Я. Б. Зельдовичем. Как следствие, все известные выводы теории естественным образом переносятся на случай турбулентного движения. Поэтому остается не ясным, зачем нужно приводить подробный вывод уравнений, который занимает много места и должен быть размещен в каком-либо специализированном журнале, а не в журнале «Горение и взрыв», где делается акцент на краткое изложение современных результатов исследований.

3. Важным практическим вопросом является количественный вклад турбулентных движений в характеристики детонационной волны. В работе С. С. Рыбанина для газовой детонации сделаны оценки, которые показывают, что величина поправок не выходит за пределы точности измерений. Какова ситуация в случае твердых ВВ? Ответа, к сожалению, нет, в тезисах аналогичные оценки для твердых ВВ отсутствуют. Поэтому слова авторов, приведенные в заключении сообщения, что «данная теория может служить основой для анализа экспериментальных данных, полученных при исследовании детонации конденсированных ВВ и ударно-волновых процессов в иных энергетических системах», на самом деле повисают в воздухе.

4. Намерение авторов рассмотреть в качестве примера детонацию, в которой химическое превращение осуществляется в режиме взрывного горения А. Я. Апина, осталось невыполненным. Какие-либо конкретные оценки, связанные с особенностями конкретного механизма химического превращения, в работе отсутствуют. Правда, есть фраза: «Интересно отметить, что в любом случае скорость детонации совпадает со скоростью распространения по заряду концов вырывающихся вперед струй, как и предполагал А. Я. Апин». Однако не ясно, каким образом получен этот вывод. Более того, движение струй и перемещение ударного фронта имеют разную физическую природу, и их скорости, на первый взгляд, должны бы различаться.

5. Есть противоречие. В одном месте сказано: «Будем полагать, что при стационарной детонации, по определению, всегда существует система отсчета, в которой на любом неподвижном сечении среднее значение любой физической величины не зависит от времени». Однако далее оказывается, что усредненные величины могут быть функциями времени: «Все усредненные величины можно рассматривать и как функции $x$, и как функции $t$».

6. Неудачно определение $D_x$ как $x$-компоненты скорости детонации: «Скорость набегающего на детонационную волну потока (скорость детонации) и ее $x$-компоненту внутри детонационной волны обозначим через $D$ и $D_x$ соответственно». Его надо заменить, ведь фактически речь идет о массовой скорости в системе координат, связанной с фронтом детонации.

7. Уравнение (3) выведено из уравнений (2) как очевидное. Но это не так, нужны пояснения.

## КОММЕНТАРИИ А. Р. КАСИМОВА

Трофимов В. С. и Веретенников В. А. предлагают теорию «турбулентной детонации», основанную на предположении о сложной, турбулентной, структуре фронта детонации и течения в зоне реакции. Многие, если не все, идеи уже опубликованы в прежних работах тех же авторов (см. их ссылки).

Во введении авторы начинают с критики исследователей за их «чувство успокоенности по поводу безальтернативности» теории детонации Зельдовича и за «замалчивание» ограничений этой теории. Возможно, какие-то исследователи и заслуживают такой критики, но мне редко приходится с такими сталкиваться.

Большинство специалистов прекрасно понимали и понимают пределы применимости теории Зельдовича (и фон Неймана с Дёрингом, справедливости ради, ЗНД). Этому свидетельством является огромное количество работ по неустойчивости детонации, теории многомерной детонации и т. д. В них изучаются свойства детонации, которые в теории ЗНД не рассматривались.

Это, конечно, совсем не означает, что теория ЗНД неверна. Она является простейшей физической моделью явления и, как таковая, правильно описывает общую структуру волны. Было бы неразумно ожидать, что эта простейшая модель будет описывать все, что наблюдается. Развитие и обобщение теории ЗНД способно ответить на многие возникающие вопросы, как показал опыт исследований за последние полвека. На мой взгляд, тон введения может ввести некоторых читателей в заблуждение по поводу текущего состояния дел в теории детонации и, чтобы избежать подобных несчастных случаев, его следовало бы изменить.

Далее авторы исходят из того предположения, что детонационный фронт является турбулентным ввиду неустойчивости течения за ударной волной. Возможно, это и оправдано, но следует привести ссылки на экспериментальные исследования, в которых убедительно демонстрируется турбулентный характер всего потока за ударной волной. Насколько мне известно, это далеко не всегда так, во всяком случае в газах. То, что авторы называют «кинетической неустойчивостью ударного фронта в реагирующих газовых смесях [4]», приводит к тому, что возникает турбулентный поток, но в продуктах детонации, как результат развития неустойчивости контактных поверхностей, исходящих из тройной точки/линии. Непосредственно сама ударная волна является устойчивой (за исключением вызванного химическими реакциями образования ячеек, которые к турбулентности не имеют отношения); следовательно, поток газа вблизи ударного скачка, там где происходит основное энерговыделение, является ламинарным. Тем не менее, есть случаи, когда действительно наблюдается детонационная волна, в которой, по всей видимости, турбулентность существует в течении везде за ударной волной (см., например, *Radulescu M. I., Sharpe G. J., Law C. K., Lee J. H. S.* The hydrodynamic structure of unstable cellular detonations // JFM, 2007. Vol. 580. P. 31–81). Ситуация может быть другой для конденсированных систем, но авторы ограничиваются предположениями, не приводя, к сожалению, никаких экспериментальных данных.

Авторы проводят собственно вывод основных уравнений. Вводятся усредненные переменные, и для них получены уравнения движения на основе ряда предположений, правомерность которых непонятно как оценить. Никаких конкретных расчетов, хотя бы для одного ВВ, не приводится. Известно, что жизнеспособность любой теории проверяется сравнением с экспериментом. Авторы пишут в заключении, что основные уравнения теории совпадают с теорией ЗНД. В таком случае, отличие будет заключаться только в предполагаемой физической картине течения за ударной волной. Какие экспериментальные факты или численные расчеты подтверждают эту картину? На мой взгляд, исследователям наиболее интересно именно это, а не спекулятивные утверждения, которые к реальности могут не иметь никакого отношения.