

О МЕХАНИЗМЕ ДЕТОНАЦИИ ТВЕРДЫХ ВВ

В.С. Трофимов, В.А. Веретенников*

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт структурной макрокнетики и проблем материаловедения Российской академии наук, Черноголовка, Россия

[*veret@ism.ac.ru](mailto:veret@ism.ac.ru)

Введение

В развитие общепризнанной гидродинамической теории детонации Я.Б. Зельдовича [1–3] разработана теория стационарной детонации твердых взрывчатых веществ для случая турбулентного движения реагирующей среды.

Впервые в России задача построения теории детонации, течение реагирующей среды в которой заведомо неламинарное, была поставлена и частично решена в работах [4, 5]. Было дано обоснование правила Чепмена–Жуге для отбора скорости самоподдерживающейся детонации. Однако сделано это было только в предположении обязательного существования усредненного химпика.

Излагаемая в настоящей работе теория основана на предположении о возможности рассмотрения турбулентных пульсаций в качестве составляющих теплового движения и в качестве характеристик внутреннего состояния среды, аналогичных компонентам химического или фазового состава. Теория открывает новые возможности для выработки адекватных представлений о механизме детонации твердых ВВ. При этом правило Чепмена–Жуге обосновывается строго в рамках обычных предположений о свойствах реагирующих конденсированных сред.

Вывод основных уравнений теории

Рассматривается стационарная турбулентная детонация в цилиндрическом заряде ВВ, заключенном в бесконечно жесткую оболочку, имеющем бесконечную длину и достаточно большую («физически бесконечно большую») площадь поперечного сечения. Как обычно, полагается, что существует система отсчета, в которой на любом неподвижном сечении среднее значение любой физической величины не зависит от времени. Все нижеследующее рассмотрение проводится именно в такой системе отсчета. Фронт детонационной волны определяется как колеблющийся искривленный кусочно-непрерывный ударный скачок в исходной среде.

Описание турбулентного движения среды неизбежно требует выбора способа усреднения характеризующих его величин, что означает выбор весовых функций. Средние арифметические значения относящихся к единице объема или площади величин, например, давления и плотности, P и ρ , полученные интегрированием по

площади сечения с весовой функцией, равной единице, обозначаются как \bar{P} и $\bar{\rho}$. Взвешенные средние, полученные интегрированием рассматриваемых величин по площади сечения с весовой функцией $\rho/\bar{\rho}$, обозначаются двумя чертами сверху. В частности, так усредняются 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, то $\overline{\overline{D_x}}$, $\overline{\overline{E}}$ и $\overline{\overline{V}} = 1/\overline{\overline{\rho}}$ – их взвешенные средние значения, полученные с весовой функцией $\rho/\bar{\rho}$, соответственно. Средняя по сечению массовая скорость среды, U , (как обычно, она направлена навстречу набегающему потоку) и x -компонента скорости турбулентных пульсаций, u_x , определяются как

$$U = D - \frac{1}{\rho} \overline{\overline{\rho D_x}} = D - \overline{\overline{D_x}}, \quad u_x = \overline{\overline{D_x}} - D_x. \quad (1)$$

С учетом введенного определения взвешенного среднего $\overline{\overline{\rho D_x}} = \overline{\overline{\rho}} \overline{\overline{D_x}}$ согласно последнему равенству из (1) имеем

$$\overline{\overline{\rho u_x}} = 0. \quad (2)$$

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

Поскольку $\overline{\overline{D_x}} > 0$ всегда и поскольку в соответствии с выражением (1)

$$dx/dt = \overline{\overline{D_x}}(x), \quad (3)$$

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

Усредненные выражения для сохранения потоков массы, импульса и энергии выводятся, исходя из определения внутренней энергии среды как единой меры всего ее внутреннего движения (химических связей, механических напряжений, тепловых колебаний). Именно так рассматривают внутреннюю энергию среды в классической термодинамике [2].

Известные выражения для потоков массы, импульса и энергии в любом сечении внутри детонационной волны [2, 3] приводятся к привычному виду путем введения

понятий эффективных давления, внутренней энергии и потока тепла, P_{ef} , E_{ef} и q_{ef} , соответственно:

$$P_{ef} = \overline{P} + \overline{\rho u_x^2}, \quad (4)$$

$$E_{ef} = \overline{E} + E_t, \quad \text{где} \quad \overline{E} = \frac{1}{\rho} \overline{\rho E}, \quad E_t = \frac{1}{\rho} \overline{\rho \left(\frac{u_x^2 + u_y^2 + u_z^2}{2} \right)}, \quad (5)$$

$$q_{ef} = \overline{P u_x} + \overline{\rho u_x \left(E + \frac{u_x^2 + u_y^2 + u_z^2}{2} \right)}. \quad (6)$$

Величина P_{ef} из (4) подобна давлению и представляет собой плотность потока импульса, не связанного со средним потоком массы, причем турбулентная компонента, P_t , в начале детонационной волны может составлять значительную долю (порядка 50%) от P_{ef} . После несложных преобразований получается выражение

$$I^2 = (\rho_0 D)^2 = \frac{P_{ef} - P_0}{V_0 - \overline{V}}. \quad (7)$$

Поскольку $I = \text{const}$, выражение (7) представляет собой уравнение прямой Михельсона в координатах $P_{ef} - \overline{V}$. Как и в теории Зельдовича, все точки P_{ef}, \overline{V} , находящиеся внутри турбулентной детонационной волны, лежат на прямой Михельсона. Можно сказать, что внутри детонационной волны каждая точка P_{ef}, \overline{V} движется вдоль прямой Михельсона.

Решение задачи о правиле отбора скорости детонации

В предлагавшихся ранее теориях турбулентной детонации [4, 5] данная задача решалась только с использованием предположения о существовании химпика. Теоретическое обоснование данного предположения впервые было дано в [6] и в настоящей работе оно излагается подробно применительно к детонации твердого ВВ с нормальными свойствами. Подразумевается, что кривая ударной сжимаемости ВВ и равновесная детонационная адиабата расположены на плоскости $P-V$ друг относительно друга обычным образом [2, 3]. Кривая ударной сжимаемости ВВ не обязательно совпадает с его ударной адиабатой, так как непосредственно в момент ударного сжатия оно может частично разложиться [7]. После скачка сжатия до конца детонационной волны выполняется неравенство

$$\frac{d\overline{V}}{dt} \geq 0, \quad (8)$$

причем равенство имеет место только тогда, когда обобщенная реакция заканчивается, и точка P_{ef}, \bar{V} , изображающая состояние реагирующей среды, оказывается на пересечении прямой Михельсона с равновесной детонационной адиабатой.

Анизотропная турбулентность, возникающая в голове детонационной волны в потоке реагирующей среды, к моменту завершения собственно химического превращения ВВ становится изотропной. Это означает, что после окончания химического превращения ВВ обобщенная реакция продолжается как процесс затухания изотропной турбулентности.

Рассмотрение движения вдоль прямой Михельсона точки, изображающей состояние реагирующей среды в детонационной волне, показывает две возможности, а именно: в конце детонационной волны точка P_{ef}, \bar{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?

Показывается, что на отрезке прямой Михельсона, где химическое превращение среды завершилось, а турбулентность еще не затухла, но стала изотропной, с достаточной точностью можно положить $\bar{P} = P$, $\bar{\rho} = \rho$, $\bar{E} = E$. Тогда

$$P_{ef} = P + \rho \bar{u}_x^2, \Rightarrow \left(\frac{\partial P}{\partial \bar{u}_x^2} \right)_{P_{ef}, V} = -\rho, \quad (9)$$

$$E_{ef} = E(P, V) + \frac{3}{2} \bar{u}_x^2, \Rightarrow \left(\frac{\partial E_{ef}}{\partial \bar{u}_x^2} \right)_{P_{ef}, V} = - \left(\frac{\partial E}{\partial P} \right)_V \rho + \frac{3}{2}. \quad (10)$$

Видно, что турбулентность характеризуется единственной величиной, \bar{u}_x^2 , и выражение для скорости удельного тепловыделения обобщенной химической реакции при постоянных давлении и объеме принимает вид:

$$\frac{dQ_{PV}}{dt} = - \left(\frac{\partial E_{ef}}{\partial \bar{u}_x^2} \right)_{P_{ef}, V} \frac{d\bar{u}_x^2}{dt} = \left(\frac{1}{\Gamma} - \frac{3}{2} \right) \frac{d\bar{u}_x^2}{dt}, \quad (11)$$

где Γ – коэффициент Грюнайзена для продуктов химической реакции. Соответственно, в данном приближении получается выражение

$$\left[C_t^2 - (D - U)^2 \right] \frac{1}{V} \frac{d\bar{V}}{dt} = \left(1 - \frac{2}{3} \Gamma \right) \frac{d\bar{u}_x^2}{dt}, \quad (12)$$

где C_t – скорость звука в турбулентном потоке.

В выражениях (11) и (12) $d\bar{V}/dt \geq 0$ и необходимо положить $d\bar{u}_x^2/dt \leq 0$, поскольку турбулентность затухает. Отсюда следует, что при $\Gamma > 2/3$ имеем $dQ_{P,V}/dt > 0$, и при полном затухании турбулентности левая часть выражения (12) обращается в нуль. Это означает, что детонация нормальная. При $\Gamma < 2/3$ имеем $dQ_{P,V}/dt < 0$, и по окончании затухания турбулентности левая часть выражения (12) становится отрицательной. Соответственно, это означает, что детонация – недосжатая.

Заключение

Главная особенность представленной в работе теории турбулентной детонации, состоит в том, что ее основные математические выражения имеют тот же вид, как и в теории Зельдовича [1]. Теория может служить основой для анализа экспериментальных данных о детонации конденсированных ВВ и ударно-волновых процессах в иных энергетических системах [8]. Показано, что при анализе экспериментальных данных и в расчетах необходимо учитывать влияние на усредненное движение среды, оказываемое как ее физико-химическими превращениями, так и процессами образования и затухания турбулентности.

Литература

1. Физика взрыва. Том 2. Под редакцией Л.П. Орленко. Москва, «Физматлит», 2004. 531 стр.
2. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Гидродинамика. Москва, «Наука», 1988, 736 стр.
3. А.Н. Дремин, С.Д. Савров, В.С. Трофимов, К.К. Шведов. Детонационные волны в конденсированных средах. Москва, «Наука», 1970, 164 стр.
4. С.С. Рыбанин. Турбулентность при детонации. *ФГВ*, 1966, т. 2, № 1, стр. 29–35.
5. В.С. Трофимов, А.Н. Дремин. К обоснованию правила отбора для скорости детонации. *ФГВ*, 1966, т. 2, № 3, стр. 19–30.
6. В.С. Трофимов. Теория турбулентной детонации. *Докл. Акад. Наук*, 2009, т. 428, № 6, стр. 777–779.
7. В.С. Трофимов, Г.П. Трофимова. О возможности разложения литого ТНТ в ударном скачке. *ФГВ*, 1980, т. 16, № 2, стр. 92–99.
8. V.S. Trofimov, E.V. Petrov. On detonation in Zn–S blends. *Inter. J. of SHS*, 2014, vol. 23, no 4, pp. 186–190.