

УДК 533.6.011.5

ОБ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ НЕЗАМКНУТОГО ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА С ДЕТОНАЦИОННЫМ ГОРЕНИЕМ

© 2020 г. Ю. В. Туник^{1,*}

Представлено академиком РАН С.Т. Суржиковым 24.01.2020 г.

Поступило 03.02.2020 г.

После доработки 23.05.2020 г.

Принято к публикации 23.05.2020 г.

Сравнивается энергетическая эффективность сжигания газообразного топлива в режиме детонации Чепмена–Жуге и при постоянном объеме в случае незамкнутого термодинамического процесса, который заканчивается истечением продуктов горения в окружающее пространство. В отличие от полного термодинамического цикла, рассматриваемый процесс не обеспечивает остановку продуктов горения и восстановление начальных значений давления и плотности газа. Показано, что абсолютное преимущество детонации Чепмена–Жуге проявляется только при использовании кинетической энергии продуктов детонации. В противном случае горение при постоянном объеме может быть более эффективным, чем детонация.

Ключевые слова: энергетическая эффективность, детонация Чепмена–Жуге, детонационная адиабата, горение при постоянном объеме, работа давления, изоэнтальпическое расширение, автомодельное решение

DOI: 10.31857/S2686740020040148

Я.Б. Зельдович [1] приходит к выводу, что “принципиально достижимый к.п.д. цикла, использующего без каких-либо потерь детонационное горение, всегда несколько выше такового для цикла, использующего горение в замкнутом объеме...”. О преимуществе детонационного сжигания говорится и в других работах, в частности, в [2], где, в отличие от [1], явно указано, что кинетическая энергия продуктов детонации включена в полезную работу замкнутого детонационного цикла Фикетта–Якобса (Fickett–Jacobs).

Однако реализация замкнутого термодинамического цикла не всегда интересна, в частности, в случае, когда продукты горения выбрасываются через расширяющееся сопло в окружающее пространство сразу после сжигания топлива (см., например, [3–8]). На выходе из расчетного сопла кинетическая энергия газа может отличаться от нуля, т.е. остается неиспользованной. Подобная ситуация возникает и в так называемых непре-

рывно-детонационных камерах сгорания, где детонация вращается в тангенциальном направлении к набегающему потоку [9, 10].

Цель данной работы – уточнить выводы об энергетической эффективности детонационного горения, допуская реализацию незамкнутого термодинамического процесса.

1. ОСНОВНЫЕ ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ

Горение происходит в цилиндрической камере. В исходном состоянии горючая смесь покоится, давление в ней равно давлению в окружающем пространстве. Смесь и продукты горения считаются совершенным невязким газом. Под горением при постоянном объеме, как и в [1], подразумевается мгновенное пространственно однородное сгорание реагентов. Детонационное сгорание смеси происходит в бесконечно тонком фронте. Детонация Чепмена–Жуге распространяется в трубе от торцевой стенки. Предполагается, что энергия инициирования и тепловые потери пренебрежимо малы, течение за детонационным фронтом одномерное, автомодельное с центрированной волной разрежения, которая обеспечивает нулевую скорость у торцевой стенки [11]. Эффективность горения – это отношение полез-

¹Научно-исследовательский институт механики, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*E-mail: tunik@imec.msu.ru

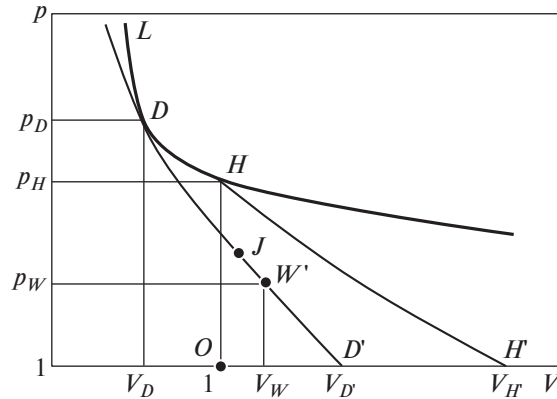


Рис. 1. Детонационная адиабата LDH и адиабаты Пуассона DD' и HH' .

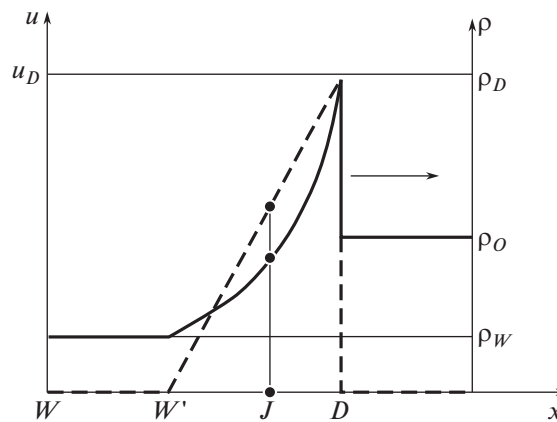


Рис. 2. Характерное распределение плотности ρ (сплошная) и скорости u (штриховая) за фронтом D бесконечно тонкой детонации Чепмена–Жуге.

ной работы A к удельной теплоте сгорания Q при изоэнтропическом расширении единицы массы продуктов горения до начального давления.

2. РЕЗУЛЬТАТ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО АНАЛИЗА

В плоскости удельного объема и давления $V-p$ (рис. 1) незамкнутому термодинамическому процессу с горением при постоянном объеме соответствует движение изображающей точки от точки исходного состояния O по вертикали к точке H на детонационной адиабате LDH и далее по адиабате Пуассона к конечной точке H' . На рисунках и ниже все величины нормированы по давлению p_0 и удельному объему V_0 реагентов.

В случае детонации в любой момент времени область течения в камере сгорания разделена на область покоя WW' и область с переменными параметрами в волне разрежения $W'D$ (рис. 2). Каждому элементарному объему из этой области в плоскости $V-p$ соответствует точка на отрезке

DW' адиабаты Пуассона DD' . Работа элементарного объема из отрезка $W'D$ определяется его текущими параметрами. Автомодельное решение позволяет определить среднюю по массе удельную внутреннюю e_j и кинетическую K_j энергию продуктов горения по заданной удельной теплоте сгорания Q и показателям адиабаты реагентов и продуктов горения, γ_0 и γ , соответственно. На рис. 1 и 2 этим средним параметрам соответствует точка J . Незамкнутый термодинамический процесс с детонационным горением можно интерпретировать как переход из начальной точки O в точку Чепмена–Жуге D (рис. 1), затем изоэнтропическое расширение продуктов детонации до точки J и, наконец, расширение до конечной точки D' с давлением $p_{D'} = p_0 = 1$. На этапе $D-J$ (рис. 1) часть внутренней и кинетической энергии расходуется на поддержание детонации, полезная работа совершается только при расширении продуктов детонации на отрезке $J-D'$.

Закон сохранения энергии, записанный для полной (внутренней и кинетической) энергии и в

Таблица 1. Расчет для смеси водорода с кислородом и воздухом

Смесь	γ_0	γ	Q/c_0^2	A_{\max}	A_J	A_H
$2\text{H}_2 + \text{O}_2$	1.4	1.218	28.45	14.621	13.738	13.891
$2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3.762\text{N}_2$	1.4	1.244	22.74	12.323	11.549	11.706

виде уравнения притока тепла [12], приводит к термодинамическим соотношениям для удельной внутренней энергии e в точках H и J , а также удельной работы продуктов детонации A_J и горения A_H :

$$\begin{aligned} e_H &= e_0 + Q, & e_J + K_J &= e_0 + Q, \\ A_H &= e_H - e_{H'}, & A_J &= e_J - e_{D'}. \end{aligned} \quad (1)$$

Если на этапе $J-D'$ кинетическая энергия не используется, то $K_{D'} = K_J$ и

$$\begin{aligned} A_J - A_H &= e_{H'} - e_{D'} - K_J \\ \text{или } A_{\max} - A_H &= e_{H'} - e_{D'}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $A_{\max} = A_J + K_J$.

Здесь A_{\max} – максимальная работа незамкнутого процесса с детонацией, которая включает кинетическую энергию K_J . Поскольку $V_H > V_{D'}$, то $e_{H'} - e_{D'} > 0$. Следовательно, максимальная работа A_{\max} при детонационном сжигании топлива всегда больше работы продуктов горения при постоянном объеме, как и в случае полного цикла [1, 2]. В то же время без утилизации кинетической энергии разность $A_J - A_H$ может оказаться отрицательной.

3. ПРИМЕРЫ РАСЧЕТА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ

Полезная работа полного цикла [1, 2] включает кинетическую энергию, но остается меньше максимальной работы незамкнутого процесса на величину тепла, отбираемого от продуктов горения при постоянном давлении на этапе восстановления начальной плотности газа. Это тепло эквивалентно работе $p_0(V_{D'} - V_0)$ в случае детонации и $p_0(V_H - V_0)$ в случае горения при постоянном объеме. Используемый в [1] подход позволяет вычислить максимальную работу A_{\max} без использования соотношений (2):

$$A_{\max} = h_0 + Q - h_{D'} + p_0(V_{D'} - V_0),$$

где h – энтальпия газа. Такой расчет позволяет проверить выполнение закона сохранения энергии в соотношениях (2).

В табл. 1 приводятся результаты расчета для двух смесей с водородом. В обоих случаях детонация имеет абсолютное преимущество только по максимальной работе. Величины Q , γ_0 и γ определены с помощью программы Gaseq.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В процессе изоэнтальпического расширения продуктов горения абсолютное преимущество детонации Чепмена–Жуге по сравнению с горением в условиях постоянного объема проявляется только при использовании кинетической энергии продуктов детонации. В противном случае горение при постоянном объеме может быть энергетически более эффективным, чем детонационное.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зельдович Я.Б. К вопросу об энергетическом использовании детонационного горения // Журн. техн. физики. 1940. Т. 10. № 17. С. 1453–1461.
2. Wintenberger E., Shepherd J.E. Thermodynamic Cycle Analysis for Propagating Detonations // J. Propulsion and Power. 2006. V. 22. № 3. P. 694–698.
3. Ma F., Choi J.-Y., Yang V. Thrust Chamber Dynamics and Propulsive Performance of Single-Tube Pulse Detonation Engines // AIAA Paper. 2004-0865. 2004. P. 1–21.
4. Harris P.G., Stowe R.A. Pulse Detonation Engine as a Ramjet Replacement // J. Propulsion and Power. 2006. V. 22. № 2. P. 462–473.
5. Бабушенко Д.И., Копченков В.И., Сериков Р.И., Старик А.М., Титова Н.С. Импульсный детонационный ракетный двигатель. Патент на изобретение RU 2442008 C1, 10.02.2012. Заявка № 2010124236/06 от 16.06.2010.
6. Зангиев А.Э., Иванов В.С., Фролов С.М. Тяговые характеристики импульсного детонационного двигателя в условиях полета с числом Маха от 0.4 до 5.0 // Хим. физика. 2016. Т. 35. № 3. С. 65–76.
7. Трифанов И.В., Казьмин Б.Н., Оборина Л.И., Трифанов В.И. Импульсный детонационный ракетный двигатель. Патент на изобретение RU 2649494 C1, 03.04.2018. Заявка № 2017117776 от 22.05.2017.
8. Zhang Q., Wang K., Dong R., Fan W., Lu W., Wang Y. Experimental Research on Propulsive Performance of the Pulse Detonation Rocket Engine with a Fluidic Nozzle // Energy. 2019. V. 166. P. 1267–1275.
9. Войцеховский Б.В. Стационарная детонация // ДАН СССР. 1959. Т. 129. № 6. С. 1254–1256.
10. Frolov S.M., Aksenov V.S., Ivanov V.S. Experimental Proof of Zel'dovich Cycle Efficiency Gain over Cycle with Constant Pressure Combustion for Hydrogen-Oxygen Fuel Mixture // Intern. J. Hydrogen Energy. 2015. V. 40. № 21. P. 6970–6975.
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
12. Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т. 1. М.: Наука, 1970. 492 с.

ABOUT THE ENERGY EFFICIENCY OF INCOMPLETE THERMODYNAMIC PROCESS WITH DETONATION COMBUSTION

Yu. V. Tunik^a

^a *Research Institute of Mechanics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russian Federation*

Presented by Academician of the RAS S.T. Syrzhikov

The paper compares the energy efficiency of burning gaseous fuel at a constant volume and of the Chapman–Jouguet detonation in the case of an incomplete thermodynamic process that ends with the isentropic expansion of the combustion products to pressure in the surrounding atmosphere. Unlike the complete thermodynamic cycle, the process under consideration does not provide the stopping of combustion products, as well as restoring the initial values of pressure and gas density. It is shown that the absolute advantage of Chapman–Jouguet detonation is manifested only when the kinetic energy of the detonation products is used. Otherwise, the combustion at a constant volume may be more effective than detonation.

Keywords: energy efficiency, Chapman–Jouguet detonation, detonation adiabat, constant volume combustion, pressure work, isentropic expansion, self-similar solution