

# О ПЕРЕХОДЕ МЕДЛЕННОГО ГОРЕНИЯ В ДЕТОНАЦИЮ

Э. Н. Руманов\*

*Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 21 ноября 2012 г.

Обратная связь параметров турбулентного течения и волны медленного горения приводит к срыву режима. Предложены критические условия развития такой неустойчивости.

DOI: 10.7868/S0044451013060232

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Процессы, в которых участвуют экзотермические реакции, интересны для нелинейной физики тем, что имеется обратная связь между выделением тепла и скоростью превращения. Реакция повышает температуру, что, в свою очередь, ускоряет реакцию. Уравнения, описывающие систему, содержат источники с экспоненциальной нелинейностью (зависимость скорости реакции от температуры обычно активационная). Решения таких уравнений дают контрастную картину, по сравнению со случаем степенных источников [1] эффекты ярче выражены. Примером служат бегущие фронты и импульсы [2–4], отвечающие режимам горения.

Из ключевых элементов теории горения только проблема перехода медленного режима (дефлаграции) в детонацию остается до сих пор нерешенной. Принято считать [5, 6], что необходим учет турбулентности. А понимание турбулентности даже без горения пока недостаточно (многоточечные корреляции, перемежаемость и др.). В подавляющей части работ рассматриваются процессы в ограниченных системах (трубах и др.), когда нужно учитывать условия на стенках (см., например, [7]). Численное моделирование действия турбулентных пульсаций на пламя без учета влияния стенок выполнено в работе [8]. Использовался код ATHENA-RFX. При работе с готовой неспециализированной программой пользователь не может контролировать особенности, заложенные туда разработчиком. Опыт показывает, что доверие к результатам расчетов в этом

случае не всегда оправдано. В зависимости от интенсивности пульсаций наблюдался либо выход на установившийся хаотический режим с постоянной средней скоростью фронта, либо нарастающее ускорение пламени. Однако сторонние пульсации, интенсивность которых задана, не вполне отвечают ситуации самопроизвольного ускорения фронта.

Согласно [9], температура в точках фронта испытывает случайные отклонения. В силу быстрого роста скорости реакции с увеличением температуры, случайно возникшие горячие точки вызывают ускорение участков фронта и, следовательно, градиенты скорости течения. Неоднородности потока, в свою очередь, вызывают искривления фронта. В результате такой обратной связи развивается автотурбулизация пламени.

Детонация возникает скачком. Математически это означает бифуркацию, слияние с неустойчивой ветвью решения. Около бифуркации неизбежно усиление шума, фазовые траектории приобретают броуновский характер, они подчиняются уравнениям Ланжевена [10].

Поскольку неустойчивое решение нельзя получить в численных экспериментах, слияние ветвей приходится описывать с помощью какой-либо приближенной модели. Предложенное ниже может служить поясняющим дополнением к рациональному численному моделированию с помощью уравнений Ланжевена.

## 2. ДИСПЕРСИЯ ПУЛЬСАЦИЙ ФРОНТА

В окрестности фронта введем случайные вариации скорости  $\delta u$ ,  $\langle \delta u \rangle = 0$ ,  $\sqrt{\langle \delta u^2 \rangle} / u = w$ ,  $u$  — скорость горения. Затухание таких отклонений описы-

\*E-mail: ed@ism.ac.ru

вается законом  $-w/\tau$ , время релаксации  $\tau \sim \delta^2/\nu$ ,  $\nu$  — кинематическая вязкость, михельсонов масштаб (ширина фронта)  $\delta \sim \chi/u$ ,  $\chi$  — температуропроводность. Наряду с затуханием происходит накачка пульсаций горячими точками. Если  $\delta T$  — отклонение температуры, то добавка к мощности источника пропорциональна

$$\exp\left(-\frac{E}{T+\delta T}\right) - \exp\left(-\frac{E}{T}\right),$$

где  $E$  — энергия активации. Эту разность можно приближенно записать как

$$\exp\left(-\frac{E}{T}\right) \left[ \exp\left(\frac{E}{T^2}\delta T\right) - 1 \right].$$

Заметный вклад дают только точки с  $\delta T > 0$ . С другой стороны, вероятность больших отклонений температуры быстро убывает [11], поэтому следует ограничиться величиной  $\delta T$  порядка дисперсии,  $\delta T \sim (Q/c)w$ . Здесь множитель  $Q/c$  выбран из соображений размерности,  $Q$  — теплота реакции,  $c$  — теплоемкость. Таким образом, уравнение для дисперсии скоростей  $w$  принимает вид

$$\frac{dw}{dt} = e^{Zw} - 1 - Pw, \quad (1)$$

где в качестве масштаба времени выбрана величина  $\chi/u^2$  (михельсоново время),  $Z = EQ/cT^2$  — число Зельдовича [12–14],  $P = \nu/\chi$  — число Прандтля. Отметим, что величина  $u^2/\chi$  отличается от  $k \exp(-E/T)$  множителем, зависящим от числа Льюиса (Lewis) — отношения коэффициентов диффузии и температуропроводности. Для нас здесь существенна экспоненциальная зависимость масштаба времени от температуры.

Уравнение (1) всегда имеет стационарное решение  $w = 0$ . Пока  $P > P_c$ ,

$$P_c = Z, \quad (2)$$

при  $w > 0$  имеется еще одно решение, которое, однако, неустойчиво. При критическом значении (2) эти решения сливаются, устойчивое значение  $w = 0$  превращается в неустойчивое. При  $P < P_c$  медленное горение должно переходить в детонацию. Согласно (1), (2), время перехода вдали от предела имеет порядок  $Z^{-1}$ .

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В неограниченной газовой среде и при достаточном большом тепловом эффекте ( $Z \gg 1$ ) детонация

неизбежна. При горении конденсированных систем ситуация сложнее: зона реакции в этом случае часто содержит расплавы полимеров, так что  $P \gg 1$  и медленный режим может сохранять устойчивость.

Опасность взрыва при запуске ракет на твердом топливе зависит от вязкости зоны реакции. Эта зона расположена в тонком поверхностном слое топлива. Из-за нагрева потоком горячих продуктов вдоль этого слоя и химического взаимодействия полимерные цепи рвутся, вязкость понижается. Необходимо, чтобы она не упала ниже критического значения (2).

Другой пример — вспышки сверхновых. На стадии горения водорода энергетический баланс дает три стационарных точки. Устойчива средняя из них, так как теплоемкость звезды отрицательна. Затем начинается сжатие, температура растет и поджигает новые термоядерные реакции (углерода, кислорода и др.). Фронт медленного горения, движущийся от центра, не препятствует сжатию. Но чем дальше от центра, тем меньше плотность, а вместе с ней и вязкость. Режим переходит в детонационный, сверхзвуковая скорость продуктов может превысить вторую космическую скорость. Переход к детонации разделяет сжимающееся ядро звезды и разлетающуюся оболочку. Альтернативному объяснению посвящена недавняя работа [15].

В этих двух примерах мы ограничились предельно упрощенным описанием, многие важные процессы не упомянуты. Тем не менее такая «минимальная» картина может быть полезной.

Автор благодарен А. П. Алдушину, А. Г. Мержанову и другим участникам Макрокинетического семинара ИСМАН за полезные замечания. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 11-03-00058) и Программы П-2 Президиума РАН (подпрограмма 1, код 2114).

### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ю. Лоскутов, А. С. Михайлов, *Основы теории сложных систем*, РХД, Москва, Ижевск (2007).
2. А. Ю. Довженко, С. В. Маклаков, И. Э. Руманов, Э. Н. Руманов, *ЖЭТФ* **122**, 1125 (2002).
3. А. Ю. Довженко, Э. Н. Руманов, *ЖЭТФ* **125**, 406 (2004).
4. А. Ю. Довженко, Э. Н. Руманов, *ЖЭТФ* **131**, 567 (2007).
5. К. И. Щелкин, *ЖЭТФ* **10**, 823 (1940).

6. Я. Б. Зельдович, *Избранные труды. Химическая физика. Гидродинамика*, Наука, Москва (1984), с. 191.
7. М. Ф. Иванов, А. Д. Каверин, М. А. Либерман, В. Е. Фортвов, ДАН **434**, 756 (2010).
8. A. Y. Poludenko, T. A. Gardiner, and E. S. Oran, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 054501 (2011).
9. Ya. B. Zeldovich, V. B. Librovich, G. M. Makhviladze, and G. I. Sivashinsky, *Astronaut. Acta* **15**, 313 (1970).
10. Э. Н. Руманов, УФН **183**, 103 (2013).
11. В. С. Доценко, УФН **181**, 269 (2011).
12. A. G. Merzhanov and B. I. Khaikin, *Progress Energy Combust. Sci.* **14**, 1 (1988); А. Г. Мержанов, Б. И. Хайкин, *Теория волн горения в гомогенных средах*, Черногловка, ИСМАН (1991).
13. A. G. Merzhanov and E. N. Rumanov, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 1173 (1999).
14. F. A. Williams, *Combustion Theory*, Perseus Books Reading, MA (1985).
15. H.-T. Janka, F. Hanke, L. Hudepohl, F. Marek, B. Muller, and M. Oberganlinger, arXiv:1211.1378v1 [astro-ph.SR].