

описания пульсирующего потока за многофронтной ДВ. Однако если бы расстояние до ЗП было существенно бóльшим, то модель была бы применима и дала бы соответствующий результат. Следовательно, по порядку величины данная модель правильно определяет расстояние до ЗП. Остальные результаты следует рассматривать как качественные.

Таким образом, показано, что затухание турбулентных пульсаций, вызванных многофронтной структурой детонационной волны, приводит к тому, что поверхность Чепмена — Жуге располагается на расстоянии порядка размера ячейки от переднего фронта и при диаметрах трубы, превышающих несколько размеров ячейки, это расстояние практически не зависит от диаметра трубы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев А. А., Гавриленко Т. П., Топчян М. Е. // Третий Всесоюз. симп. по горению и взрыву.— Черногоровка, 1971.
2. Vasiliev A. A., Gavrilenko T. P., Topchian M. E. *Astron. Acta*, 1972, 17, 4, 5.
3. Васильев А. А., Гавриленко Т. П., Митрофанов В. В. и др. ФГВ, 1972, 8, 1.
4. Васильев А. А. ФГВ, 1975, 11, 3.
5. Зельдович Я. Б., Коминанеи А. С. Теория детонации.— М.: Гостехиздат, 1955.
6. Николаев Ю. А. ФГВ, 1979, 15, 3.
7. Рыбанин С. С. ФГВ, 1966, 2, 3.
8. Монин А. С., Яглом Д. М. Статистическая гидромеханика.— М.: Наука, 1967.— Т. 2.
9. Николаев Ю. А., Топчян М. Е. // Горение и взрыв. Материалы IV Всесоюз. симп. по горению и взрыву.— М.: Наука, 1975.
10. Николаев Ю. А., Заг Д. В. ФГВ, 1988, 24, 4.
11. White D. R. // XI Symp. (Intern.) on Combustion.— Berkley, 1966.
12. Гинзбург И. П. Прикладная гидрогазодинамика.— Л.: Изд-во ЛГУ, 1958.
13. Термодинамические свойства индивидуальных веществ/Под ред. В. П. Глушко.— М.: Изд-во АН СССР, 1967.— Т. 2.
14. Николаев Ю. А., Топчян М. Е. ФГВ, 1977, 13, 3.
15. Субботин В. А. ФГВ, 1976, 12, 3.
16. Манжалеи В. И., Митрофанов В. В., Субботин В. А. ФГВ, 1974, 10, 1.
17. Васильев А. А., Николаев Ю. А. ФГВ, 1976, 12, 5.
18. Васильев А. А., Николаев Ю. А., Ульяницкий В. Ю. ФГВ, 1977, 13, 3.

Поступила в редакцию 6/IV 1988

УДК 534.222.2

ДЕТОНАЦИЯ В РЕЛАКСИРУЮЩЕМ ГАЗЕ

А. П. Ершов

(Новосибирск)

В работе [1] (см. также цитированную там литературу) предложен новый подход к отбору стационарного режима детонации для систем с дисперсией скорости звука. Правила отбора зависят от отношения $\alpha = -T_v/T_q$, где T_v — характерное время релаксационных процессов; T_q — время необратимого тепловыделения. Существуют верхнее α_* и нижнее α_{**} — критические значения параметра α .

При $\alpha > \alpha_*$ фазовая траектория на плоскости $p-v$, совпадающая с линией Рэлея, проходит точку J_f , где скорость течения равна замороженной скорости звука c_f , и опускается до равновесной адиабаты. Звуковая точка при конечных α всегда ниже замороженной детонационной адиабаты. При $\alpha < \alpha_{**}$ стационарный режим отвечает касанию линии Рэлея и равновесной детонационной адиабаты; точка касания — звуковая по равновесной скорости звука c_e . Для промежуточных значений $\alpha_{**} < \alpha < \alpha_*$ осуществляется межзвуковой режим. Граница стационарной области лежит в точке нижнего пересечения линии Рэлея и равновесной адиабаты, причем в этой точке скорость течения меньше c_f , но больше c_e .

Общий критерий стационарности — минимальность скорости волн D при данной кинетике. Уменьшение D при заданном α приводит к запариванию потока в замороженной звуковой точке. Увеличение D дает пережатые режимы: фазовая точка останавливается на линии возврата L_α , где эффективное тепловыделение обращается в нуль, и затем поднимается в точку верхнего пересечения линии Рэлея и равновесной адиабаты. Перечисленные выводы следуют из анализа стационарной задачи. Представляет интерес их проверка в нестационарной постановке. В данной работе проведено численное решение одномерной задачи о детонации газа с релаксацией по колебательным степеням свободы.

Формулировка задачи и метод решения. Рассматривался идеальный газ с замороженным показателем адиабаты γ_f и количеством колебательных степеней свободы ν . За ударной волной (УВ) начинается необратимое выделение тепла Q . Скорость тепловыделения \dot{q} зависит только от времени, прошедшего после прохождения ударной волны по данной частице газа:

$$\begin{aligned} \dot{q} &= Q/T_Q, & t < 0,8T_Q, \\ \dot{q} &= \frac{Q}{T_Q} \cos^2\left(\frac{5\pi t}{4T_Q}\right), & 0,8T_Q < t < 1,2T_Q. \end{aligned}$$

Такая зависимость соответствует случаю постоянного тепловыделения из [1], сглаженного в конце зоны реакции для облегчения численных расчетов. Далее характерным временем реакции считается T_Q , хотя окончание ее происходит в момент $t = 1,2T_Q$.

Колебательная релаксация описывается уравнением

$$\dot{E}_v = (\nu p v - E_v)/T_v$$

с постоянным временем релаксации T_v . Отношение $\alpha = T_v/T_Q$ варьировалось.

Уравнения газовой динамики в переменных Лагранжа решались численно с выделением фронта УВ. На каждом шаге по времени положение и скорость фронта определялись по соотношению на догоняющей характеристике со вторым порядком аппроксимации. После этого по схеме Лакса — Вендроффа вычислялись переменные во всех точках, кроме ближайшей к фронту волны. Далее использовались уравнения в интегральной форме для области, примыкающей к фронту волны и содержащей последнюю точку сетки. Такой алгоритм имеет хорошую точность и не требует сглаживания численных осцилляций решения.

На границе расчетного интервала поддерживалась постоянная скорость (обычно 0,5 км/с), что соответствует движению толкающего поршня. В расчетах принималось $Q = 1$ ккал/г, $T_Q = 30$ мкс. При реальных значениях γ_f и ν влияние релаксационных процессов невелико, критические режимы не разрешались, поэтому задавались несколько необычные данные: $\gamma_f = 3$ (формально отвечает одной степени свободы), $\nu = 3$. Этим величинам соответствуют $\alpha_* = 0,75$, $\alpha_{**} = 0,135$ и $D_* = 2,648$, $D_{**} = 2,386$ км/с. Значения α варьировались от 0, 1 до 2; $p_n = 1$ атм, удельный объем 862 см³/г.

Результаты расчетов. На рис. 1, а изображено развитие детонации при $\alpha = 2$, что соответствует замороженному условию Жуге. В начальном состоянии ($t = 0$) задана УВ с замороженными колебаниями, затем за УВ включались тепловыделение и релаксация. Цифры рядом с кривыми — время в единицах T_Q , метки J обозначают замороженную звуковую точку, метки R — конец реакции (время $1,2T_Q$ после УВ). Выход на стационарный режим происходил за время порядка $10T_Q$.

На рис. 1, б приведены равновесная адиабата E и прямая Рэлея — Михельсона M для скорости волны, соответствующей моменту $13T_Q$. Фазовая траектория начинается в точке S и проходит точку J пересечения с линией F , где достигается переход через замороженную скорость звука. Далее изображающая точка опускается на равновесную адиабату

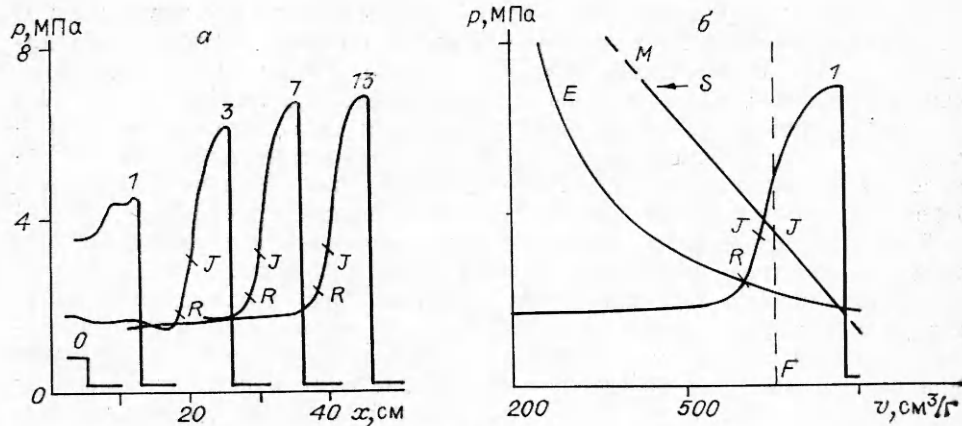


Рис. 1.

и там останавливается. В том же масштабе по вертикали изображен профиль давления $p(x)$ (линия 1). Отмеченная на нем точка Жуге совпадает по давлению с точкой J на $p-v$ -диаграмме, а точка R лежит выше пересечения адиабаты с линией Рэлея (далее происходит релаксация с падением давления). Таким образом, картина течения полностью совпадает с теорией [1]. При $\alpha = 0,8$, близком к α_* , точки J и R сближаются.

На рис. 2, а показано развитие волны при $\alpha = 0,4$, т. е. в межзвуковом режиме. На фронте волны видна зона роста давления из-за колебательной релаксации. При $t = 8T_0$ показана замороженная звуковая точка J , находящаяся дальше точки R от фронта волны. Она постепенно отстает, т. е. принадлежит области нестационарного течения. За точкой R со временем накапливается интервал постоянных параметров (градиенты уменьшаются). $p-v$ -диаграмма при $t = 14T_0$ приведена на рис. 2, б. Траектория поднимается от ударной волны S к максимальному уровню H и затем опускается в точку нижнего пересечения с детонационной адиабатой, где практически останавливается. Согласно [1], эта точка и будет точкой Жуге при данном $\alpha = 0,4$. Далее в примыкающей волне разрежения фазовая траектория опускается практически по равновесной адиабате. Все течение, показанное на рисунке, дозвуковое.

Наконец, на рис. 3, а изображены результаты расчета при $\alpha = 0,1$, для которого должно выполняться условие Жуге по равновесной скорости звука в точке касания линии Рэлея с равновесной адиабатой. Реально к моменту $t = 12T_0$ скорость волны несколько выше теоретической стационарной, поэтому вместо касания происходит пересечение.

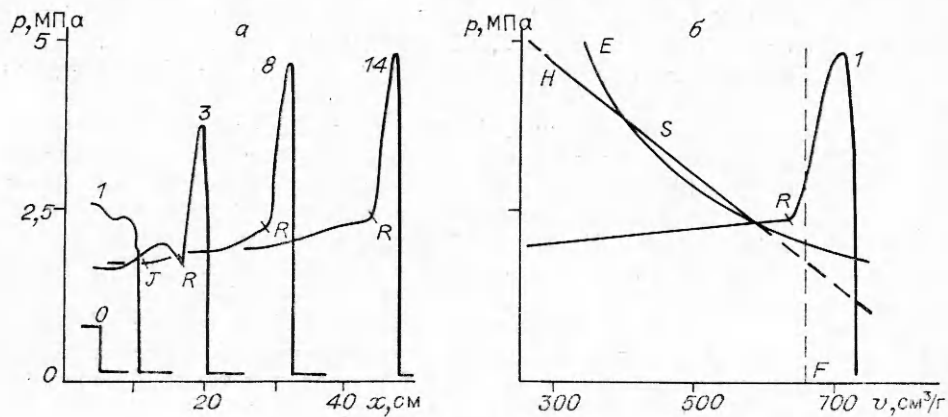


Рис. 2.

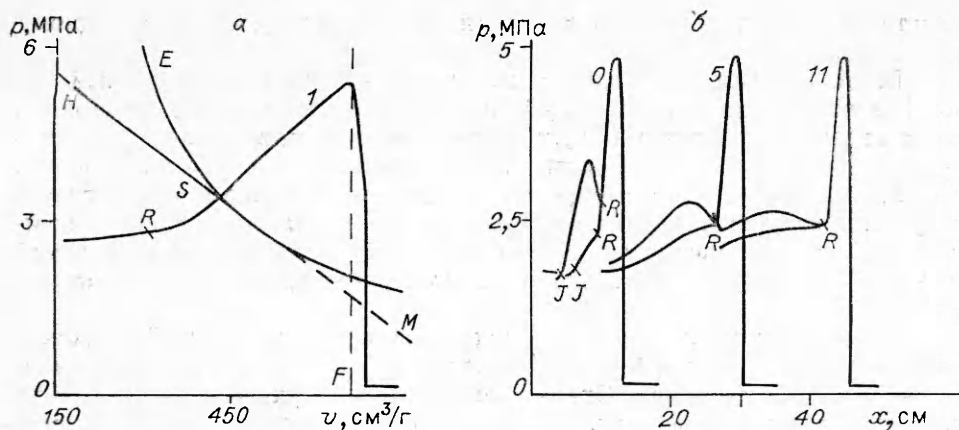


Рис. 3.

Реакция заканчивается практически в точке нижнего пересечения, так как релаксация очень быстрая. Малая величина $T_v = 0,1T_Q$ ухудшает точность расчета в этом варианте. Например, скорость детонации продолжает расти примерно на 0,4% за время T_Q , тогда как при $\alpha = 2$ — на 0,01%. Ясно, что получить касание в численном расчете трудно; можно говорить о качественном совпадении расчетов с теорией. Таким образом, численный эксперимент подтверждает результаты стационарного анализа [1].

Устойчивость детонации. В [1] предсказывается релаксационная неустойчивость волны. Имеется в виду, что малое отклонение в скорости волны приводит к конечным изменениям на границе стационарной зоны. Например, при малом увеличении скорости фазовая траектория, не попав в точку Жуге, поворачивает и изображающая точка поднимается до верхнего пересечения прямой Рэлея с равновесной адиабатой. За зоной реакции возникает волна сжатия. Согласно [1], эта волна возбуждает поперечные пульсации, которые в межзвуковом случае могут влиять на ударный фронт.

Действительно, на стадии разгона волны наблюдается фаза роста давления после окончания реакции (см. линии 3 на рис. 1, а и 2, а). Эта волна сжатия отстает от УВ, со временем становится все более пологой и в конце концов сменяется разрежением. Более наглядная картина представлена на рис. 3, б. Здесь начальные данные брались из расчета стационарной задачи. Для $\alpha = 0,4$ теоретическая скорость детонации находится между 2,46 и 2,45 км/с. Одна — «пересжатая» — группа данных рассчитана для $D = 2,46$ км/с, а другая — для 2,45 км/с. Затем обе группы дополнены нестационарным участком, обеспечивающим одинаковую скорость толкающего поршня (0,5 км/с). На рис. 3, б представлена эволюция профилей, совмещенных по УВ. Видно, что зона реакции не изменяется, а примыкающие к ней течения со временем сближаются.

Нетрудно объяснить такую тенденцию. В первом (стационарном) приближении возмущения за зоной реакции движутся точно с той же скоростью, что и фронт волны. В следующем приближении из-за взаимодействия с догоняющей волной разрежения возмущения отстают и размываются. Одномерный расчет, не учитывающий поперечных движений, не может обнаружить релаксационную неустойчивость. Однако модель позволяет исследовать отдельные стадии предполагаемой неустойчивости, в частности самопроизвольное появление волн за точкой Жуге. После выхода на стационарный режим такие возмущения не возникали. Не удалось их вызвать и внешним воздействием на течение, когда газу перед фронтом детонации придавалась начальная скорость. При этом от фронта распространялась волна, которая проходила границу зоны реакции без

заметного эффекта. Течение за время $\sim T_0$ возвращалось к исходному состоянию.

Таким образом, необходимая начальная стадия релаксационной неустойчивости не развивалась. Действительно, воздействия на течение со стороны ударного фронта (флуктуации плотности или скорости газа перед волной) порождают волны, распространяющиеся против течения. Квазистационарное же возмущение движется по течению и принадлежит к другому семейству характеристик. Для его появления нужно воздействие со стороны продуктов реакции. Поэтому волны сжатия за зоной реакции и наблюдаются только на стадии разгона, когда еще сказывается влияние поршня.

Применялся также подогрев некоторой области за зоной реакции. Возмущение (амплитудой $\sim 10\%$) расплывалось из-за дисперсии и в целом сносилось течением. Опережающая часть затухала и не оказывала заметного влияния на фронт. Таким образом, расчеты показали, что слабые локальные возмущения не приводят к значительному перемещению точки окончания реакции. Поэтому представляется вероятным, что и при неоднородных расчетах такие возмущения не приведут к развитию релаксационной неустойчивости. Вместе с тем колебательные режимы не исключены при достаточно жестком возбуждении.

Итак, численный эксперимент хорошо согласуется со стационарной теорией [1]. Получены, в частности, межзвуковые режимы, в которых скорость течения в системе волны — промежуточная между замороженной и равновесной скоростями звука. Однако предсказанная в [1] релаксационная неустойчивость для описанного класса возмущений не наблюдалась.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов Н. М., Коптев В. А. ФГВ, 1986, 22, 5, 75.

*Поступила в редакцию 20/1 1988,
после доработки — 17/V 1988*

УДК 534.222.2

НЕИДЕАЛЬНАЯ ДЕТОНАЦИЯ В ГЛАДКОЙ ТРУБЕ

Д. В. Воронин

(Новосибирск)

Определение параметров и структуры детонационных волн (ДВ) в системах, где на течение среды оказывают существенное влияние внешние по отношению к потоку воздействия (потери) и (или) имеют место реакции с эндотермической стадией, представляет значительный интерес. Описанная ситуация встречается в ударных трубах, где взаимодействие потока со стенками трубы бывает значительным, и в гетерогенных системах, для которых параметры ДВ зависят от процессов межфазного взаимодействия. В этих случаях структура волны может существенно отличаться от принятой в рамках классической модели Зельдовича — Неймана — Деринга. В частности, зона реакции имеет конечные размеры, и поток в плоскости Чепмена — Жуге не находится в состоянии равновесия: механического (например, для скоростей фаз в гетерогенных системах), физического (по температуре среды и стенок канала), химического (скорости химических реакций отличны от нуля). Детонационные процессы такого рода известны как неидеальная детонация.

Реализация неидеальной детонации подтверждается экспериментами. Отмечено, например, значительное снижение скорости газовой детонации в трубах по сравнению с процессами в безграничной среде [1, 2]. Ско-