

## О ПРОИСХОЖДЕНИИ И РОЛИ ПУЛЬСАЦИЙ ДЕТОНАЦИОННОГО ФРОНТА

В. Е. ГОРДЕЕВ

(Москва)

В работе излагаются доказательства независимости возникновения пульсаций от их роли в самоподдерживающейся детонации. Показано, что возмущения, которые порождают изломы детонационного фронта, образуются не в зоне ударного сжатия, а в горящем газе. Предполагается, что первоисточником этих возмущений могут служить сильные флуктуации, сопровождающие интенсивные химические превращения.

Образование пульсаций (изломов) детонационного фронта [1] уже в самом начале их изучения объяснялось сильной температурной зависимостью скорости экзотермической реакции. В общепринятой модели [2] пульсирующей детонации роль первоисточника возмущений, порождающих пульсации, приписывается случайным местным неоднородностям газа перед фронтом воспламенения. Согласно этому предположению следует ожидать совершенно беспорядочного появления пульсаций. Но в детонирующих газах при нормальном падении слабых ударных волн на плоскую стенку в отраженной волне иногда возникает детонация, на фронте которой одновременно появляется множество почти одинаковых изломов, расположенных в правильном порядке. Аналогичная картина часто наблюдается и на следовых отпечатках перехода горения в детонацию. Эти наблюдения не согласуются с допущением, положенным в основу модели неустойчивости детонационного фронта [2], и указывают на возможность совершенно иного механизма образования изломов.

Способность пульсаций значительно увеличивать скорость химической реакции в отдельных участках фронта и очень широкая распространенность пульсирующих детонационных режимов послужили главной предпосылкой взгляда на пульсации как на основной механизм детонационного горения. Роль пульсаций казалась настолько существенной, что незатухающее распространение детонации с гладким фронтом представлялось крайне сомнительным или вообще невозможным. Поэтому предполагалось, что в незатухающей детонации должно происходить автоматическое рождение изломов, которые предотвращают затухание процесса.

По-видимому, ложность этого представления и была основной причиной неудач при попытках создания вполне адекватной модели пульсирующей детонации. Экспериментальное доказательство неустойчивости фронтов сильных ударных волн в релаксирующих газах [3] позволяет подойти к вопросу о происхождении и роли изломов детонационного фронта совершенно по-новому. Согласно опытам [3] локальные пульсации волновой поверхности появляются при эндотермических реакциях за фронтом (диссоциация в  $\text{CO}_2$  и ионизация в  $\text{Ag}$ ). Из этого можно заключить, что всякая реакция (а не только экзотермическая), если в ней достаточно интенсивные превращения энергии происходят не слишком далеко за фронтом, способна создавать на нем изломы.

Механизм образования этих изломов пока совершенно не изучен. Тем не менее сходство пульсирующей детонации с релаксационной неустойчивостью ударных волн уже теперь позволяет полностью отказаться от взгляда на пульсации как на фундаментальный механизм, заложенный в детонационном процессе для предотвращения его затухания. Пульсации фронта детонации и фронта ударной волны в релаксирующем газе — это, по-видимому, проявления одного и того же спонтанного процесса — колебаний реагирующего газа. Но эти колебания обусловлены совсем не случайными неоднородностями состава или температуры газа, как в прежней модели неустойчивости [2]. Наиболее вероятный механизм их возбуждения связан или с очень сильными флуктуациями параметров реагирующего газа, или с взаимодействием турбулентности потока газа с химическими процессами. Ничего более определенного по этому поводу пока сказать нельзя. Во всяком случае возникновение изломов детонационного фронта происходит совершенно независимо от их роли в детонационном горении и поэтому не может быть обусловлено этой ролью. Пульсации — несомненно лишь побочное явление, сопровождающее детонацию, а не способ самосохранения незатухающего режима. Эти предположения подтверждаются следующими фактами.

1. Незатухающая детонация с гладким фронтом возможна. Она наблюдалась [4] в чистом ацетилене при начальном давлении 600 мм рт. ст. В трубах диаметром от 13 до 25 мм она распространялась с постоянной скоростью 1,5 км/сек на расстоянии до 23 м. В трубах диаметром от 35 до 76 мм со скоростью 1,87 км/сек распространялся детонационный спиг. Более высокая скорость детонации в широких трубах — несомненный результат уменьшения потерь энергии. Поэтому появление излома на

фронте быстрой детонации представляется скорее следствием, чем причиной большего значения скорости. Кроме того, если даже медленный режим не затухает без пульсаций, то для преодоления затухания более быстрой волны они тем более излишни. Из этого примера видно, что пульсации не могут считаться обязательным свойством незатухающей детонации.

Вероятно, незатухающие детонационные волны с гладким фронтом наблюдаются намного чаще, чем принято думать. Но экспериментальные доказательства способности таких волн преодолевать затухание сопряжены с проведением очень трудоемких опытов. Поэтому сообщения о подобных режимах детонации встречаются крайне редко.

2. Наклонный вход пульсирующей детонации в трубу может привести к ее нерегулярному отражению от стенок. Но крупные изломы, которые образуются на



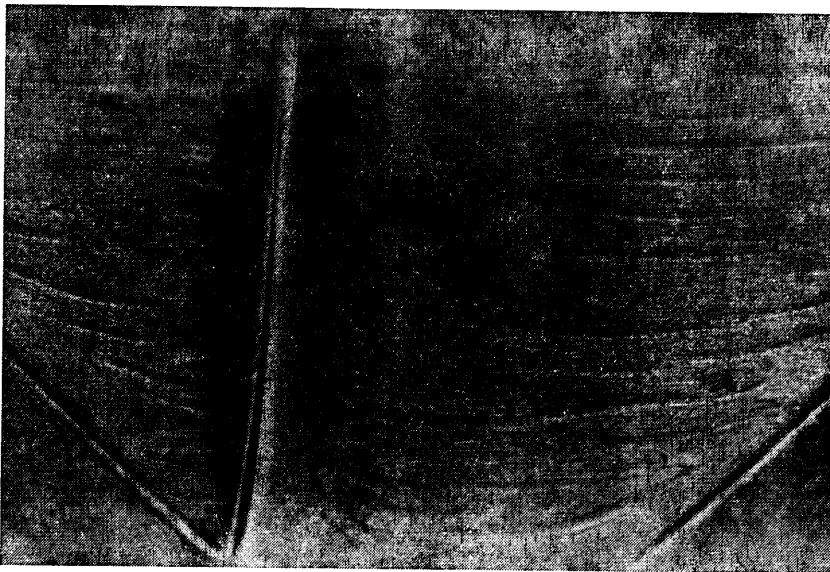
Фиг. 1

фронтальной поверхности в результате маховского отражения, быстро сглаживаются и уже после 3–4 последовательных отражений совершенно незаметны. Подобная картина наблюдается и при маховском отражении ударной волны в инертном газе. Следовательно, маховская конфигурация сама по себе не обладает свойством бесконечного возрождения путем отражений, даже если за ней идет экзотермическая реакция. Напротив, элементарные маховские конфигурации, которые образуют изломы детонационного фронта, восстанавливаются при каждом новом отражении от стенок или от соседних тройных конфигураций. Это различие может быть объяснено, если предположить, что пульсации детонационного фронта создаются спонтанными колебаниями газа, горящего в детонационной волне.

3. Хорошо известно, что разбавление детонирующих газовых смесей аргоном и гелием делает картину следовых отпечатков пульсирующей детонации более регулярной, устраняя неустойчивость пульсаций основного типа. Стабилизирующее влияние инертных разбавителей проявляется тем заметнее, чем сильнее разбавление. Оно обусловлено не только уменьшением теплового эффекта реакции в смеси, но и невозможностью их термической ионизации в детонационной волне. Поэтому такое разбавление не привносит никаких дополнительных превращений энергии, которые могут стать причиной неустойчивости подобно тому, как это происходит в случае ударных волн, вызывающих ионизацию или диссоциацию газа за фронтом [3]. Если это предположение верно, то добавка углекислого газа в детонирующую смесь неминуемо должна увеличивать неустойчивость. Молекула углекислого газа — типичный носитель неустойчивости, так как она может сильно возбуждаться и диссоциировать в детонационной волне, а этот процесс, как теперь известно [3], делает неустойчивой

даже ударную волну в чистом углекислом газе. Разбавление детонирующей смеси этим газом должно сильно повлиять на спектр спонтанных колебаний продуктов детонации и тем самым изменить характер следовых отпечатков.

Проверка этого предположения проводилась путем сравнения следовых отпечатков детонации в разбавленных и неразбавленных углекислотой смесях. Опыты показали, что в смесях  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + \text{CO}_2$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2 + \text{CO}_2$ ,  $2\text{CO} + \text{O}_2 + 0.5\text{CO}_2$  следовые отпечатки отличаются повышенной (по сравнению с отпечатками в неразбавленных смесях) нерегулярностью и похожи на отпечатки детонации в неразбавленной смеси  $\text{CH}_4 + \text{O}_2$ : внутри крупных ячеек основной моды появляется еще много мелких [5]. Это озна-



Фиг. 2

чает, что если в неразбавленной смеси фронты изломов были гладкими, то при разбавлении на них образуются новые, более мелкие изломы.

На фиг. 1 изображены фотографии следовых отпечатков детонации на закопченной поверхности стеклянных пластинок шириной 25 мм. Отпечатки на средней пластинке были получены в неразбавленной гремучей смеси ( $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ) при начальном давлении 160 мм рт. ст. Форма отдельных ячеек и их размеры неодинаковы. Значительно более упорядоченная картина наблюдается на пластинке слева. Эти отпечатки получены в смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3\text{Ag}$  при том же начальном давлении 160 мм рт. ст. Совершенно иной характер имеют следы на пластинке, которая расположена на правой стороне снимка. Здесь хорошо видны две крупные ячейки, которые занимают почти всю площадь пластинки. Внутри них находятся более мелкие ячейки. Это специфический результат сравнительно слабого разбавления гремучей смеси углекислым газом ( $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + \text{CO}_2$  при 260 мм рт. ст.). Нет ничего неожиданного в том, что в смеси, разбавленной газом с большой теплоемкостью, размеры ячеек увеличиваются существенно ниже, чем неразбавленной, а это всегда создает условия для увеличения размеров неоднородностей. Но появление мелких ячеек внутри крупных может быть объяснено по аналогии с неустойчивостью фронтов ударных волн в углекислом газе.

Превращения энергии в молекуле  $\text{CO}_2$  при детонации порождают дополнительную неустойчивость пульсаций, создают «тонкую структуру» изломов более крупного (основного) масштаба. Углекислый газ — не единственный разбавитель, обладающий свойством порождать тонкую структуру пульсаций. Аналогичную особенность обнаруживают также кислород и азот, но у них она выражена значительно слабее [6].

Такое различие, вероятно, связано с тем, что заметная диссоциация молекул этих газов начинается при гораздо более сильном нагревании, чем у  $\text{CO}_2$ . При температурах, характерных для газовой детонации, интенсивность энергетических превращений в  $\text{N}_2$  и  $\text{O}_2$  должна быть поэтому менее значительной, чем в  $\text{CO}_2$ .

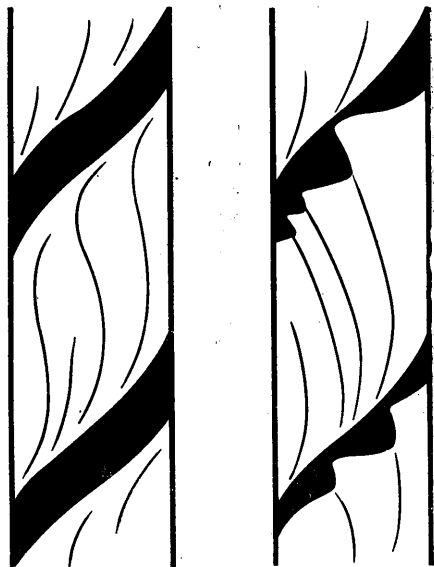
Появление тонкой структуры пульсаций при разбавлении детонирующих смесей этими газами указывает на общую природу неустойчивости детонационного фронта и релаксационной неустойчивости ударных волн.

4. На отпечатках, оставляемых спиновой детонацией на закопченных стенках детонационных труб, можно найти доказательства того, что возмущения, способные создать изломы фронта, зарождаются в горящем газе. На фиг. 2 приводится фотография следового отпечатка столкновения двух детонационных спинов, вращавшихся в одном направлении. Косые линии — следы передних тройных точек ядер спинов, вертикальная линия — след столкновения их маховских фронтов. По обе стороны от вертикальной линии (вплотную к ней) располагаются темные полосы — зоны задержки воспламенения газа. Фронты воспламенения видны в форме извилистых линий, на которых выпуклые участки сменяются вогнутыми. К вогнутым участкам линии, отделяющей зону индукции от зоны воспламенения, подходят узкие кривые полосы — следы возмущений, которые берут свое начало около траекторий тройных точек. Этот снимок свидетельствует о том, что возмущения, которые появляются в спиновой детонации около передних тройных точек, всегда зарождаются в горящем газе, а не на ударном фронте маховской волны. Этот фронт, как видно на снимке, никаких изломов еще не имеет, хотя возмущения в зоне горения уже существуют.

На фиг. 3 изображены еще две схемы часто встречающихся следов спиновой детонации: слева — в слабо неустойчивом, а справа — в сильно неустойчивом спине. Широкие черные полосы — следы поперечного фронта детонации, как они видны со стороны наблюдателя, извилистые S-образные линии — следы возмущений. Опыты, в которых сталкивались два идущих навстречу друг другу спина, показали, что эти извилистые следы образуются не изломами ударного фронта и не в ударносжатом, а именно в горящем газе, на самом фронте воспламенения. Первоначально они возникают за маховской волной в окрестности тройной точки. В слабо неустойчивом спине (при меньшем начальном давлении газа в детонационной трубке) эти возмущения практически не влияют на величину времени задержки воспламенения за падающей волной, поэтому ширина фронта поперечной волны неизменна. В более неустойчивом спине извилистые следы более отчетливы и иначе изогнуты. Возмущения уже настолько значительны, что фронт воспламенения в отдельных местах догоняет падающую волну, и след поперечного фронта в этих местах становится очень узким. Здесь к нему примыкают и следы возмущений горящего газа.

Дальнейшее повышение начального давления делает спин еще более неустойчивым, и обычно образуется второй излом фронта, спин становится «двухголовым». Как показано на фиг. 3, возмущений обычно бывает несколько, но не каждый извилистый след (или пара следов) служит началом появления нового излома фронта волны при увеличении неустойчивости спиновой детонации. Продукты спиновой детонации (так называемый шлейф спина) совершают регулярные колебания [7]. Возможно, процесс образования новых изломов связан с влиянием этих колебаний на возмущения, которые возникают на фронте воспламенения и оставляют извилистые следы на стенках трубы. Механизм образования такого возмущения, которое способно создать детонационный спин, т. е. единственный излом, совершающий спиральное движение с постоянной скоростью, представляет большой интерес.

Цело в том, что маховский детонационный фронт распространяется по газу на 40% быстрее, чем падающий, скорость которого равна скорости всего спина. Поэтому и энергия, необходимая для поддержания постоянного значения скорости маховской волны, должна почти вдвое превышать соответствующую энергию для падающей. Но количество энергии, выделяемой химической реакцией непосредственно за каждым фронтом, не может увеличиваться пропорционально квадрату его скорости. Откуда же поступает добавочная энергия? Наиболее вероятным ее источником следует считать именно сложные колебания продуктов детонации в глубине зоны горения. Разумеется, энергия этих колебаний тоже имеет химическое происхождение. Но выделяется она довольно далеко за фронтом, достигая его, распределяется по



Фиг. 3

фронту неравномерно и создает на его поверхности излом. Нечто подобное происходит, вероятно, и в пульсирующей детонации, и это может послужить некоторым доводом в пользу предположения о стимулирующем влиянии пульсаций в детонационном горении.

Автор признателен В. А. Левину и Г. Г. Черному за обсуждение и важные замечания, а Я. К. Трошину за поддержку.

Поступила 20 VII 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Денисов Ю. Н., Трошин Я. К. Пульсирующая и спиновая детонация газовых смесей в трубах. Докл. АН СССР, 1959, т. 125, № 1.
2. Щелкин К. И. Два случая неустойчивого горения. ЖЭТФ, 1959, т. 36, № 2.
3. Griffiths R. W., Sandeman R. J., Hornung H. J. The stability of shock waves in ionizing and dissociating gases. J. Phys. D: Appl. Phys., 1976, vol. 9, No. 12.
4. Duff R. E., Knight H. T., Wright H. R. Some detonation properties of acetylene gas. J. Chem. Phys., 1954, vol. 22, No. 9.
5. Щелкин К. И. Неустойчивость горения и детонации газов. Усп. физ. н., 1965, т. 87, № 2.
6. Матвеев Ю. С., Трошин Я. К., Шуленин Ю. В. О регулярной и нерегулярной структуре фронта волны в газовой детонации. Физика горения и взрыва, 1978, т. 14, № 2.
7. Солоухин Р. И., Топчиан М. Е. Исследование шлейфа спиновой детонации. Докл. АН СССР, 1959, т. 127, № 4.

УДК 536.24

### О ТЕМПЕРАТУРЕ ПОТОКА В КАНАЛЕ СО СКАЧКОМ ТЕМПЕРАТУРЫ НА СТЕНКЕ

В. С. АСТАВИН, И. О. КОРОЛЕВ, Ю. С. РЯЗАНЦЕВ

(Москва)

В работе рассматривается задача о поле температуры в потоке вязкой жидкости в круглой трубе при скачкообразном изменении граничного условия для температуры на стенках в некотором сечении канала. Начиная с классических работ [1, 2], эта задача при различных предположениях о типе потока, виде граничных условий и величинах числа Пекле рассматривалась во многих работах (например, [3, 4, 5]). Полученные до настоящего времени решения часто оказываются громоздкими и не исчерпывают всех представляющих интерес физических ситуаций.

В данной работе найдено решение задачи для случая течения Пуазейля, граничных условий первого рода для температуры и произвольных значений числа Пекле. Установлено выражение, определяющее число Нуссельта в различных сечениях канала. Приведены результаты расчета по полученным формулам.

1. Исследуется распределение температуры в потоке вязкой теплопроводящей жидкости в круглой трубе радиуса  $a'$ , ось которой совпадает с осью  $z'$  цилиндрической системы координат (штрихами в дальнейшем обозначаются размерные величины), профиль скорости потока будем считать пуазейлевским  $v'(r') = v_0'(1 - r'^2/a'^2)$ . Здесь  $v_0'$  — скорость на оси потока; стенки трубы при  $z' < 0$  поддерживаются при постоянной температуре  $T_-'$ , а при  $z' > 0$  — при температуре  $T_+'$ . Уравнение и граничные условия для температуры жидкости в данном случае имеют вид

$$(1.1) \quad (1-r^2) \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{P^2} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$$

$$r = \frac{r'}{a'}, \quad z = \frac{z'}{a'P}, \quad P = \frac{v_0' a'}{\chi'}$$

$$(1.2) \quad z \rightarrow -\infty, \quad T \rightarrow 0, \quad z \rightarrow +\infty, \quad T \rightarrow 1$$

$$(1.3) \quad z < 0, \quad r = 0, \quad \partial T / \partial r = 0, \quad r = 1, \quad T = 0$$

$$(1.4) \quad z > 0, \quad r = 0, \quad \partial T / \partial r = 0, \quad r = 1, \quad T = 1$$