

12. А. Н. Тихонов, А. А. Самарский. Уравнения математической физики. М., «Наука», 1966.
13. А. В. Лыков. Теория теплопроводности. М., «Высшая школа», 1967.
14. Г. В. Джонсон и др. Подземные ядерные взрывы. Пер. с англ. М., ИЛ, 1962.
15. Справочник химика. Т. V. М.—Л., «Химия», 1966.
16. Дж. Перри. Справочник инженера-химика. Т. I. Л., «Химия», 1969.
17. Р. Е. Кржижановский, З. Ю. Штерн. Теплофизические свойства неметаллических материалов. М., «Энергия», 1976.
18. А. А. Самарский. Теория разностных схем. М., «Наука», 1977.
19. В. В. Адушкин, П. Б. Каазик. ПМТФ, 1976, 1.
20. В. И. Куликов. ФГВ, 1972, 8, 4.
21. S. Depiuch, F. Supiot. Phenomenologia general des explosions nucleaires sousterraines, Rapport CEA, 1969, 3750.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕСЖАТЫХ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН

Т. П. Гавриленко, Ю. А. Николаев, М. Е. Топчян
(Новосибирск)

Изучению пересжатых детонационных волн посвящены работы [1, 2]. Между тем пересжатые волны возникают в практике эксперимента довольно часто, например, в случае перехода горения в детонацию, при восстановлении детонационной волны в случае выхода в резкое расширение канала, при переходе волн из трубы с широким сечением в узкое. Наблюдаются пересжатые детонационные волны и как элементы стационарных и нестационарных тройных конфигураций спиновой и многофронтной детонации. При отражении ударной волны в реагирующем газе от твердой стенки также может возникнуть пересжатая детонационная волна.

Как показывают равновесные расчеты [3], уже небольшое увеличение скорости детонационной волны приводит к резкому увеличению давления, плотности и массовой скорости газа в лабораторной системе отсчета. Хотя рост температуры и демпфируется процессами диссоциации, тем не менее он также заметен. Для иллюстрации на рис. 1 приведены результаты точного равновесного расчета параметров пересжатых детонационных волн в смеси $C_2H_2 + 2,5O_2$ при начальном давлении $p_0 = 1$ атм и температуре $T_0 = 298,15$ К [3]. Здесь α — отношение скорости волн к скорости Чепмена — Жуге, равной при этих условиях 2424 м/с, p — давление, ρ — плотность, T — температура, v — массовая скорость газа в лабораторной системе отсчета, q — энерговыделение в ходе химической реакции (все величины приведены отнесенными к их значениям в состоянии Жуге). В силу указанного в [3] подобия детонационных адиабат для смесей других составов ход относительных параметров с пересжатием будет таким же. Как можно видеть из графиков, пересжатие по скорости на 30% приводит к увеличению плотности в 2,2 раза, давления в 2,7 раза, массовой скорости в 2,2 раза, температуры в 1,14 раза.

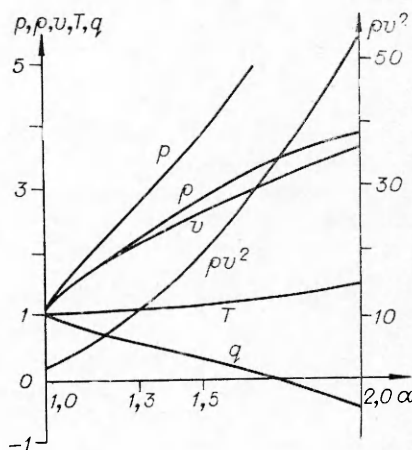


Рис. 1.

Таким образом, пересжатые детонационные волны могут служить источником импульсных потоков газа с параметрами, заметно превышающими те, которые можно получить в стационарной детонационной волне, чем и определяется область их возможных применений в приложениях.

Например, поток газа за детонационной волной в пересжатом режиме способен разгонять взвешенные в газе твердые частицы до больших скоростей и на более коротких расстояниях, чем поток за волнами Чепмена — Жуге. Сила аэродинамического сопротивления, разгоняющая частицу в потоке, пропорциональна плотности разгоняющего газа и квадрату разности скоростей газа и частицы. На начальном этапе разгона можно считать скорость частицы малой, тогда способность детонационной волны разгонять частицы характеризуется величиной ρv^2 . Как можно видеть из рис. 1, при указанном выше пересжатии на 30% она увеличивается в 10 раз по сравнению с ее значением в точке Жуге.

Второй пример — получение рабочего тела (плазмы для МГД-систем). Как известно, магнитное число Рейнольдса, определяющее взаимодействие магнитного поля с газодинамическим потоком, пропорционально скорости газа и проводимости его $Re_m = v\sigma L$ (другие факторы будем считать неизменными). В свою очередь σ — проводимость слабоионизированной плазмы — зависит в первом приближении от плотности и температуры по закону $\sigma \approx T^{1/4} \cdot \rho^{-1/2} \cdot \exp(-E/RT)$.

Для газовых смесей, содержащих азот и кислород, наиболее легко ионизирующим компонентом является окись азота с энергией ионизации ~ 213 ккал/моль. Расчет в соответствии с приведенной формулой показывает, что при пересжатии на 30% Re_m возрастает на порядок. Для некоторых задач такое увеличение Re_m может оказаться важным, особенно в критических ситуациях, таких как, например, начало возникновения T -слоя. Приведенные примеры показывают, что пересжатые волны могут быть интересны с разных точек зрения.

Один из наиболее простых способов получения пересжатых детонационных волн состоит в применении сужающихся насадков (рис. 2, S_w — сечение широкого канала, S_y — сечение узкого канала). В данной работе экспериментально исследовано влияние на степень пересжатия формы насадка, в частности, угла схождения и перепада сечения. Установка состояла из двух секций: для формирования детонационной и пересжатой волн. Первая представляет собой канал прямоугольного сечения размером 20×70 мм и длиной 1200 мм. Пересжатие детонационной волны осуществлялось изменением сечения канала с помощью клиньев, имеющих различные углы раствора. Переход от одной секции к другой осуществляется симметрично. Узкий канал имел площадь, в 5 или 10 раз меньшую, чем широкий. Угол клиньев (φ) менялся от 15° до 90° , через 15° .

Для сокращения длины участка перехода горения в детонацию иницирование производилось в круглой трубе диаметром 10 мм, присоединенной к торцу широкого канала, начало которого для тех же целей было выложено по стенке проволоочной спиралью. Иницирование процесса производилось искрой от конденсатора емкостью 0,2 мФ, заряженного до напряжения 10 кВ. В качестве взрывчатых смесей использовались стехиометрическая и эквимольная смеси ацетилена с кислородом. Начальное давление смеси в канале составляло 1 атм.

Область канала, в которой формировалась пересжатая волна, имела окно из оргстекла. Скорость пересжатых волн изменялась с погрешностью не более 1%. Скорость волны как в широком, так и в узком канале измерялась по фоторегистрограммам самосвечения, полученным при движении детонации вдоль щели, расположенной по оси канала. Типичная фоторегистрограмма приведена на рис. 3. Темная горизонтальная линия соответствует началу канала, отсюда отходит «веер»

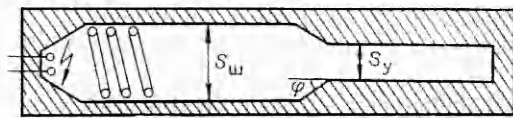


Рис. 2.

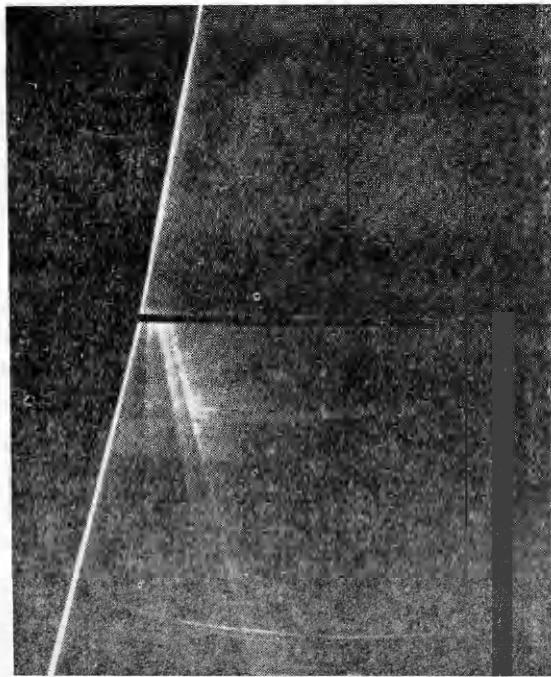


Рис. 3.

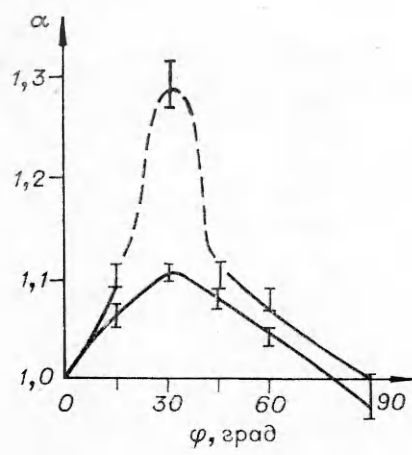


Рис. 4.

волн, движущихся от фронта детонационной волны. Тонкие линии — треки за фронтом — следы частиц магниевой пудры размером от 1 до 10 мкм, введенной в поток для измерения его массовой скорости. Скорость таких частиц выравнивается со скоростью газа через 0,5—1,5 мкс [4].

Результаты эксперимента приведены на рис. 4. Здесь S_m/S_y — отношение площадей сечений широкого и узкого каналов. При $S_m/S_y=10$ при всех углах клина скорость волны в узком канале увеличивается не более чем на 10—13%. При $S_m/S_y=5$ скорость волны в узком канале получается максимальной при $\varphi=30^\circ$. Во всех экспериментах, даже в тех, где пересжатие волны было значительным (30%), скорость волны в узком канале оставалась постоянной на всей длине (10—20 калибров) узкого канала. Эта длина значительно больше величины, даваемой теоретическими оценками [2].

При $\varphi=90^\circ$ в обоих случаях скорость детонации в узком канале ниже, чем в широком. Такой же результат получен в [1], где в подобной установке изучался переход детонации из широкой трубы в узкую. Авторы [1], поставив дополнительную серию экспериментов по столкновению в узкой трубе нормальной детонационной волны и волны, перешедшей из широкой трубы в узкую, показали, что, несмотря на постоянство скорости волны, перешедшей из широкой трубы в узкую, плотность и скорость газов за ней выше, чем за нормальной детонационной волной. Этим авторы экспериментально подтвердили лишь тот факт, что волна разрежения, примыкающая к плоскости Чепмена — Жуге, в волне, перешедшей из широкой трубы в узкую, имеет менее крутой фронт спада параметров, чем волна разрежения у нормальной детонационной волны, идущей навстречу. Этим и обеспечивается асимметрия при взаимодействии волн в работе [1]. В нашем понимании такая волна не является пересжатой. Под пересжатými волнами мы понимаем такие, скорость у которых выше скорости Чепмена — Жуге, и параметры за фронтом на расстояниях, сравнимых с расстояниями до поверхности Чепмена — Жуге, выше, чем у детонационных волн Чепмена — Жуге. Расстояния до поверхности Чепмена — Жуге в исследованных смесях по нашим измерениям составляют всего несколько размеров ячейек (5—10), на которые фронт делится поперечными волнами [5].

Интересно отметить, что угол клина, при котором осуществляется максимальное пересжатие, близок к критическому. Критический угол, при котором происходит смена типа отражения (регулярное или нерегулярное маховское), зависит от свойств газа и интенсивности ударной волны. Подробный анализ течений при косых отражениях ударных волн можно найти в [6]. Аналогично отражению ударных волн для плоского случая можно привести расчет регулярного отражения детонационной волны и, в частности, найти величину критического угла в зависимости от степени пересжатия.

Такие расчеты проведены с использованием метода, применявшегося в [3]. В расчете за критический принимался такой угол φ падающей волны с потоком (рис. 5), при котором поляра для потока за детонационной волной, построенная в координатах (p, ω) (p — давление, ω — угол поворота потока), касалась линии $\omega=0$ [6]. Состояние за падающей и отраженной волнами считалось полностью равновесным. Как показали расчеты, величина критического угла слабо зависит от состава смеси и начального давления и составляет для волны Чепмена — Жуге 34° с отклонениями менее $0,4^\circ$. С пересжатием величина критического угла растет сначала быстро, а затем практически перестает изменяться (рис. 6). Расчеты проведены для смесей $C_2H_2+2,5O_2$, $2H_2+O_2$, H_2+O_2 , $4H_2+O_2$, $2CO+2O_2$, CH_4 +воздух (стехиометрическая смесь), CH_4+2O_2 , C_2H_2 +воздух (стех.), $C_2H_2+2,5O_2$ при давлениях от 1 до 0,1 атм. Исключение составляет сильно разбавленная аргоном

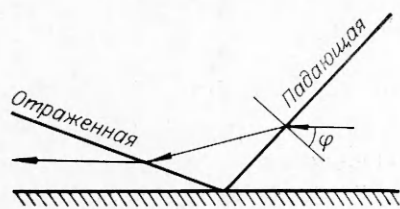


Рис. 5.

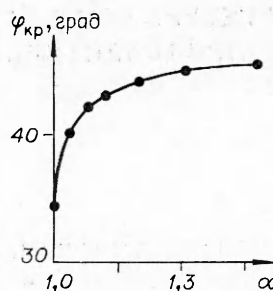


Рис. 6.

смесь $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 7\text{Ar}$, для которой значения критических углов оказались примерно на 3° больше, чем у других смесей (в режиме Чепмена — Жуге). С увеличением пересжатия это расхождение уменьшается. Повышение значения критического угла при пересжатии позволяет предполагать, что использование крутых углов дает возможность увеличить скорость уже пересжатых волн.

Общезвестно, что при переходе горения в детонацию на начальной стадии движения образовавшаяся детонационная волна является пересжатой, причем скорость ее может превышать скорость Чепмена — Жуге примерно в 1,5 раза. Понижая начальное давление, можно, не меняя размеров установки, организовать переход горения в детонацию в непосредственной близости от начала сужения канала и исследовать поведение такой пересжатой волны при переходе из широкой трубы в узкую. Соответствующие опыты проведены для эквимольной смеси ацетилена с кислородом при начальном давлении 70 мм рт. ст.

Эксперименты показали, что вне зависимости от угла клина скорость волны быстро падает до значения, соответствующего нормальной детонации Чепмена — Жуге, что вызвано, по-видимому, большой крутизной волны разрежения.

Таким образом, близким к оптимальному оказывается насадок с углом схождения 30° (на сторону) и перепадом сечения ~ 5 , обеспечивающий 30%-ное пересжатие детонационной волны, сохраняющееся на длине не менее 10 калибров узкой трубы.

Поступила в редакцию
22/XI 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Айвазов, Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1947, 17, 10.
2. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко и др.—В сб.: Физика взрыва. М., «Наука», 1975.
3. Ю. А. Николаев, М. Е. Топчийн. ФГВ, 1977, 13, 3.
4. А. П. Алхимов, А. Н. Попырин и др. ПМТФ, 1977, 4.
5. А. А. Васильев, Т. П. Гавриленко, М. Е. Топчийн.—В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
6. Т. В. Баженова, Л. Г. Гвоздева. Нестационарные взаимодействия ударных волн. М., «Наука», 1977.