

О ВОЛНООБРАЗОВАНИИ ПРИ ГОРЕНИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ

*В. Д. Барсуков, В. Н. Вилюнов, А. Д. Колмаков,
В. П. Нелеев
(Томск)*

Поверхность образцов пороха, горевшего в потоке при наличии эрозии, испещрена неровностями почти периодической структуры [1]. Такие же неровности наблюдаются и при горении в потоке некоторых абляционных материалов [2]. Обнаружено, что при нестабильном (резонансном) горении порохов различным акустическим модам соответствует своя структура неровностей [3]. Один из возможных механизмов образования волн на поверхности, развиваемый в работах [4, 5], еще не получил достаточного экспериментального подтверждения.

В данной работе обсуждаются закономерности образования волновой структуры на поверхности различных конденсированных веществ, горевших в турбулентном потоке продуктов горения баллиститного пороха Н.

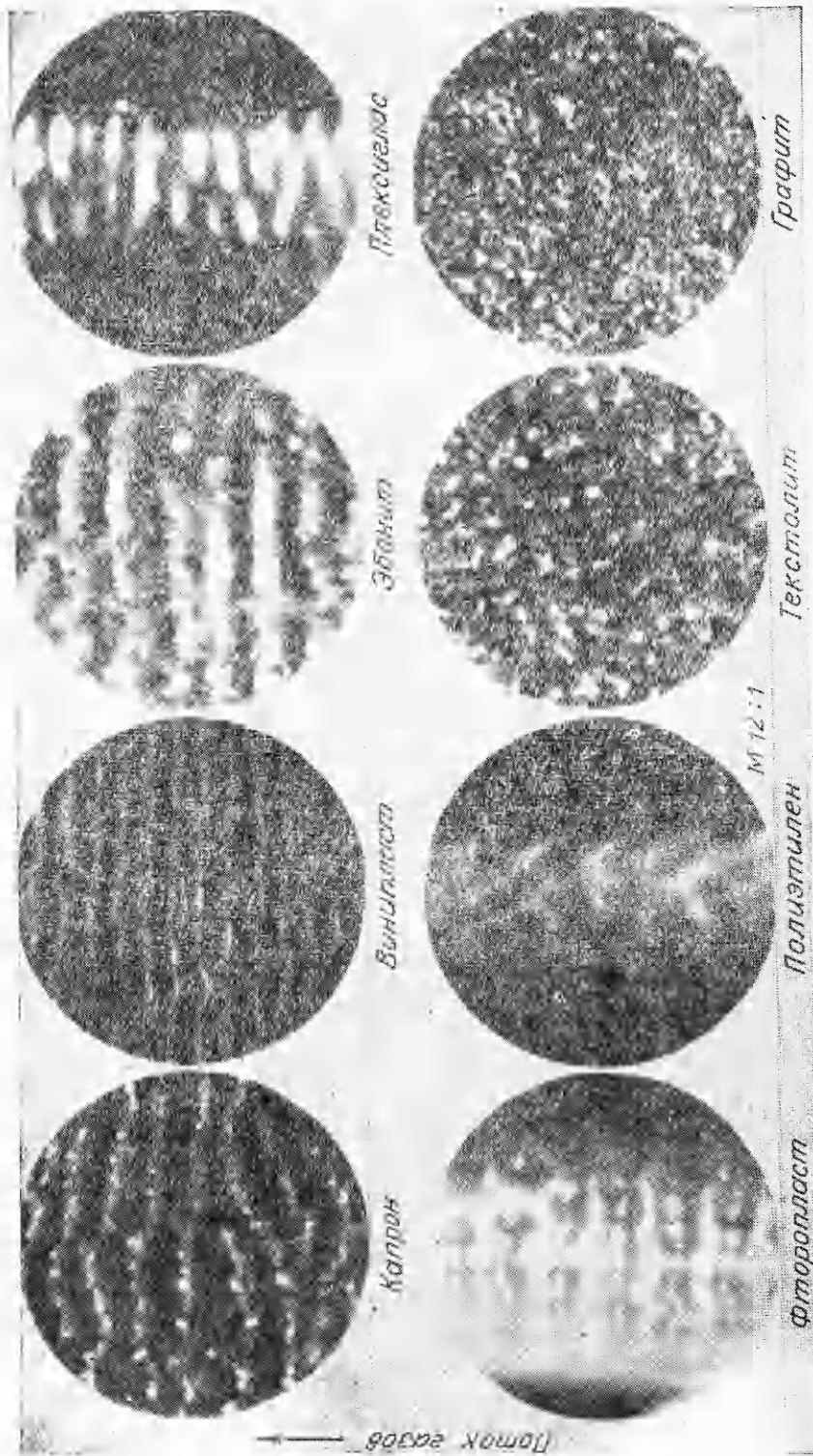
Эксперименты проведены на установке, аналогичной описанной в работе [6] и состоящей из газогенератора с эрозионным насадком, устройства сброса давления и блока противодействия. В камеру сгорания помещался заряд из баллиститного пороха Н. Эрозионный насадок обеспечивал возможность обдува исследуемого образца пороховыми газами. Регулирование скорости газового потока и уровня давления осуществлялось изменением параметров газогенератора. Гашение производилось сбросом давления при внезапном вскрытии отверстия со стороны камеры сгорания. Исходные параметры (поверхность горения, критическое сечение и т. д.) подбирались такими, чтобы исключалось появление нестабильного и резонансного горения. Так что во всех экспериментах горение происходило в стационарных условиях.

Исследования проводились на образцах из капрона, винилпласта, эбонита, плексигласа, фторопласта, полиэтилена, текстолита и графита при постоянном давлении $75 \cdot 10^5$ Н/м² и скоростях обдувающего потока 10—600 м/с. В опытах использовались цилиндрические образцы диаметром $1,7 \cdot 10^{-2}$ м и длиной 0,1 м.

На фиг. 1 даны фотографии поверхностей образцов, горевших в обдуваемом потоке газов со скоростью 500 м/с и давлением 70 ат. На первых шести образцах отчетливо видна рябь, характер которой зависит от физико-химических свойств исследуемой системы.

Поверхность текстолита покрыта углеродистыми волокнами, копирующими тканевые дорожки. При удалении волокон рябь на поверхности не обнаруживается. На поверхности графита встречаются структурные трещинки, однако в целом поверхность практически ровная.

Наблюдаемая рябь носит более или менее периодический характер. По своей структуре она напоминает волны, длина и амплитуда которых при прочих одинаковых условиях зависят от исследуемого материала. При изменении скорости обдувающего потока происходят закономерные изменения вида поверхностных образований. Можно выделить несколько областей. При скоростях потока 50—100 м/с (область I) поверхность образцов ровная и гладкая. С повышением скорости потока образуются волны, профиль которых близок к синусоидальному. На фоне волновой структуры иногда выделяется крупная одиночная волна.



При скоростях потока 200—500 м/с (область II) на всех образцах можно наблюдать непрерывную периодическую структуру (фиг. 2, а), которая с ростом скорости потока характеризуется уменьшением длины волны и амплитуды. Границы этой области по величине скорости потока для каждого конденсированного вещества свои.

С дальнейшим повышением скорости потока (область III) вершины волн заостряются. Теперь рост скорости потока приводит к увеличению амплитуды волны, хотя длина волны по-прежнему уменьшается. Профиль волны становится похожим на трохойдальный (фиг. 2, б). Поверхности образцов из текстолита и графита при всех скоростях потока оставались одинаковыми.

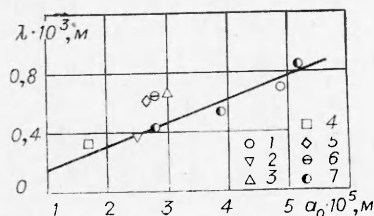
Уменьшение длины волны с ростом скорости потока и появление волн только на поверхности материалов, для которых наличие жидковязкого слоя при горении не вызывает сомнения, свидетельствуют об участии в волнообразовании сил поверхностного натяжения. Действительно, в случае горения в потоке газов текстолита и графита, для которых заведомо можно предполагать сухую поверхность, волны не обнаруживаются. По-видимому, волны свидетельствуют о наличии жидкой фазы на поверхности горящих веществ.

Интересно сравнение некоторых зависимостей, полученных экспериментально и теоретически рядом исследователей для волн на поверхности тонких пленок воды, спирта для случая пленочного течения по трубкам в присутствии потока холодных газов.

По формуле П. Л. Капицы [7]

$$(1) \quad \alpha = \frac{a_{\max} - a_{\min}}{a_{\max} + a_{\min}} = 0,46,$$

подтвержденной экспериментально в работе [8], можно в волновой области II пересчитать амплитуду волны на толщину жидкой пленки a_0 . Смысл обозначений ясен из фиг. 2, а. Удвоенные амплитуды волн и длины волн определяются из опыта путем непосредственных многократных измерений под микроскопом.



Фиг. 3

На фиг. 3 приведены точки для различных материалов (1 — капрон, 2 — винилпласт, 3 — эбонит, 4 — плексиглас, 5 — фторопласт, 6 — полиэтилен, 7 — баллистический порошок), показывающие зависимость длины волны λ от толщины жидкой пленки a_0 . Измерения величин λ и $(a_{\max} - a_{\min})$ проводились в волновой области II, где справедлива формула (1).

Согласно полученному в работе [8] выражению

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda}{\pi d} \right)^2,$$

диаметр исследуемых образцов не мог существенно повлиять на длину образующейся волны ($\Delta \lambda / \lambda \leq 0,02\%$).

Отметим, что экспериментальные точки группируются около предельной зависимости (прямая линия), полученной для жидкостей в работе [9] и описываемой выражением

$$(2) \quad \frac{a_0}{\lambda} = 2\pi(\sqrt{2} - 1).$$

При аналогичном испытании баллиститного пороха экспериментальные точки практически укладываются на теоретическую прямую (2). На фиг. 3 нанесены три точки, соответствующие давлениям $75 \cdot 10^5$, 150×10^5 , $300 \cdot 10^5$ Н/м² и скоростям потока 100—150 м/с. Рост давления приводит к уменьшению длины волны. Волны на поверхности пороха очень четкие и начинают появляться при скорости потока, равной примерно 100 м/с, причем чем выше давление, тем меньше величина скорости. Область II для пороха занимает небольшой промежуток скоростей потока (несколько десятков м/с). В этой области количество ячеек, образованных при диспергировании частиц с поверхности горения, значительно меньше, чем при горении пороха без потока, причем ячейки большей частью деформированы, особенно на гребнях и подошвах волн, и имеют вытянутую вдоль волны форму.

С ростом скорости потока амплитуда волны в области III по достижении максимального значения начинает уменьшаться, что сопровождается все более заметным разбиением гребня волны на отдельные части. При скорости потока, большей 500 м/с, волна становится практически трехмерной. По-видимому, здесь начинается следующая область (область IV), характеризующаяся большим процентом трехмерных образований, имеющих наклон по потоку газа.

Расчеты показывают, что произведение толщины жидкой пленки на скорость горения пороха ($a_0 u$) в области II при давлениях $(75—300) \times 10^5$ Н/м² с дисперсией, не превышающей 12—15%, остается постоянным. Это означает, что a_0 пропорциональна толщине прогретого слоя пороха. Согласно фиг. 3, длина волны λ также пропорциональна толщине прогретого слоя.

В противоположность вытекающему из [4] эффекту увеличения длины волны с ростом скорости обдувающего потока проведенные эксперименты показывают, что, как и для обсужденных выше конденсированных веществ, рост скорости потока приводит к уменьшению длины волны на поверхности горящего пороха.

Поступила 11 II 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. *Лейпунский О. И.* К вопросу о физических основах внутренней баллистики реактивных снарядов. Дис. на соиск. учен. степени доктора физ.-мат. наук. М., 1945 (ИХФ АН СССР).
2. *Вилюнов В. Н., Дворяшин А. А., Марголин А. Д., Орджоникидзе С. К., Похил П. Ф.* Горение баллиститного пороха Н в звуковом потоке.— ФГВ, 1972, т. 8, № 4.
3. *Solid propellant rocket research* Ed. by Martin Summerfield. N. Y.— L. Acad. press, 1960. Рус. пер. Исследование ракетных двигателей на твердом топливе. Сб. под ред. Саммерфильда. М., ИЛ, 1963.
4. *Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М.* Распространение волны малой амплитуды по поверхности пороха, горящего в газовом потоке.— В кн.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
5. *Либрович В. Б.* О бегущих волнах на поверхности пламени, рассматриваемой как гидродинамический разрыв.— ФГВ, 1973, т. 9, № 5.

6. Вилюнов В. Н., Дворяшин А. А. О закономерностях горения пороха Н в потоке газа.— ФГВ, 1971, т. 7, № 1.
 7. Капица П. Л. Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости.— ЖЭТФ, 1948, т. 18, вып. 1.
 8. Капица П. Л., Капица С. П. Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости.— ЖЭТФ, 1949, т. 19, вып. 2.
 Семенов П. А. Течение жидкости в тонких слоях.— ЖТФ, 1950, т. 20, вып. 8.

УДК 533.601.1

РАСЧЕТ ВЗРЫВА ГАЗОВОГО СФЕРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА В ВОЗДУХЕ

С. А. Ждан
(Новосибирск)

Задача о взрыве сферического заряда в воздухе в том или ином приближении решалась численными методами [1—4]. Первоначальные расчеты проводились в рамках теории точечного взрыва [1, 2]. Дальнейшее уточнение задачи рассматривалось в работе [3], где при расчетах взрыва сферического заряда тротила учитывались размеры заряда и поведение продуктов детонации (ПД). При такой постановке задачи были получены основные характеристики течения за фронтом взрывной волны, более точно отражающие экспериментальные результаты. Исследование влияния величин начального давления воздуха и удельной энергии заряда на параметры течения за фронтом взрывной волны было проведено в работе [4].

В работах [5, 6] экспериментально было показано, что при взрыве сферического заряда ВВ, состоящего из детонирующей газовой смеси, в воздухе распространяется ударная волна, аналогичная волне, возникающей при взрыве конденсированных взрывчатых веществ (КВВ). На основании результатов работы [5] возникает принципиальная возможность численного решения задачи о взрыве газовой смеси. Так как радиус газового заряда на порядок больше радиуса заряда КВВ, эквивалентного по количеству выделенной энергии, то при постановке задачи недопустимо пренебрежение его размерами.

В данной работе численно, методом псевдовязкости Неймана—Рихтмайера [7], решена задача о распространении ударных волн в воздухе, возникающих при взрыве сферического заряда взрывчатой газовой смеси. Получена количественная информация о течении воздуха и ПД за фронтом взрывной волны для газовых смесей ацетилена и пропана с воздухом. Горючее в этих смесях было взято в стехиометрическом соотношении с кислородом: 1) $C_2H_2 + 2,5O_2 + 9,4N_2$; 2) $C_3H_8 + 5O_2 + 18,8N_2$. Результаты расчетов сравниваются с экспериментами работы [3].

1. Постановка задачи. В переменных Лагранжа взрыв сферического заряда описывается системой уравнений одномерной газовой динамики, которая в безразмерном виде может быть записана следующим образом:

$$(1.1) \quad \frac{\partial u}{\partial t} = - \left(\frac{r}{\lambda} \right)^2 \frac{\partial p}{\partial \lambda}; \quad \frac{\partial r}{\partial t} = u; \quad \dot{v} = \left(\frac{r}{\lambda} \right)^2 \frac{\partial r}{\partial \lambda}; \quad \frac{\partial e}{\partial t} = - p \frac{\partial v}{\partial t},$$

где $p = P/p_0$ — давление; $u = U/\sqrt{p_0/\rho_0}$ — скорость; $v = V\rho_0$ — удельный объем; $e = E\rho_0/p_0$ — внутренняя энергия; $t = T\sqrt{p_0/\rho_0}/w$ — время; $r = R/w$ — эйлерова координата; $\lambda = \Lambda/w$ — лагранжева координата — все в безразмерных единицах; $w = (W/p_0)^{1/3}$; W — полная энергия заряда; p_0, ρ_0 — начальное давление и плотность воздуха, равные при нормальных условиях следующим значениям: $p_0 = 1,01375 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$, $\rho_0 = 1,293 \text{ кг/м}^3$.