

УДК 534.222.2+536.46+661.215.1

## НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ РЕГИСТРАЦИИ И ДЕШИФРОВКИ ВРАЩАЮЩИХСЯ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН

А. А. Васильев

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, gasdet@hydro.nsc.ru

Обсуждаются некоторые важные аспекты вращающейся детонационной волны: особенности записи и расшифровки траекторий вращающихся поперечных волн на движущуюся пленку, соотношение акустических скоростей продуктов реакции со скоростью вращения поперечных волн, энерговыделение и дефицит скорости вращающейся детонационной волны, многофронтная структура вращающихся поперечных волн.

Ключевые слова: спиновая детонация, поперечная волна, детонационный двигатель, вращающаяся детонация, геометрическая акустика.

DOI 10.15372/FGV20150612

### ВВЕДЕНИЕ

Повышенный интерес к использованию детонации в различных технологических устройствах и, в частности, при разработке концепции детонационного двигателя обусловлен классическим выводом о том, что из всевозможных способов сжигания горючей смеси режим идеальной (без потерь) самоподдерживающейся детонации характеризуется минимальным уровнем необратимых потерь (см., например, [1]). Данный вывод основан на том, что точке касания  $D$  прямой Михельсона с детонационной ветвью адиабаты энерговыделения  $Q = \text{const}$  соответствует минимальный рост энтропии,  $\Delta S_D = \min$  (изоэнтропа касается адиабаты энерговыделения снизу), по сравнению с любыми другими точками. Режимам горения (ламинарного и турбулентного) присущи более высокие потери по сравнению с режимом детонации: точка  $F$  касания прямой Михельсона с нижней дефлаграционной ветвью адиабаты энерговыделения соответствует максимальному росту энтропии,  $\Delta S_F = \max$  (изоэнтропа касается адиабаты энерговыделения сверху).

Условие  $\Delta S_D = \min$  является основным теоретическим преимуществом режима детонации. Второе преимущество — максимально высокое давление продуктов детонации по сравнению с традиционным горением, где конечное состояние близко к состоянию в точке, соответствующей режиму  $P = \text{const}$ , или в точке, соответствующей режиму  $V = \text{const}$ . Даже только эти два преимущества детонации (ми-

нимальный рост энтропии и повышенное давление продуктов) позволяют получить дополнительный выигрыш при последующем расширении продуктов детонации. К числу преимуществ следует также отнести огромные скорости сгорания смеси в детонационной волне (ДВ) и максимальную мощность (энергия в единицу времени) детонационного энерговыделения, недостижимые в условиях традиционного горения.

К настоящему времени для реализации детонационного режима сжигания горючей смеси предложено множество различных устройств, в том числе более десятка модельных схем детонационных двигателей (см., например, библиографию в обзорах [2–6]). Предложенные схемы можно классифицировать по базовым принципам:

- а) «оружейная» схема пульсирующего (импульсного) детонационного двигателя;
- б) схема пульсирующего сверхзвукового прямоточного воздушно-реактивного детонационного двигателя;
- в) схема сжигания смеси в условиях стационарного вращающейся детонационной волны.

Схема (в) является оригинальной альтернативой схеме (а). Новый интерес к вращающейся детонации появился в связи с тем, что создание импульсного детонационного двигателя с эффективностью, превышающей эффективность существующих двигателей со стационарным горением, напрямую связано с решением проблемы инициирования детонации, особенно затратной при использовании трудно инициируемых топливно-воздушных смесей.

В данной статье обсуждаются некоторые важные аспекты вращающейся ДВ: соотношение акустических характеристик продуктов реакции со скоростью вращения поперечной волны (ПВ) детонационного фронта; энерговыделение и дефицит скорости вращающейся ДВ; многофронтная структура вращающихся ПВ; особенности записи и расшифровки траекторий вращающихся ПВ на движущуюся пленку.

### СПИНОВАЯ И ВРАЩАЮЩАЯСЯ ДВ

Спиновая ДВ в трубе круглого сечения является уникальным процессом стационарного распространения волны в неподвижной смеси с единственной ПВ на фронте, когда ПВ совершает аксиальное вращение вдоль внутренней поверхности стенки детонационной трубы одновременно с поступательным распространением ДВ вдоль оси. Как результат, траектория ПВ «выписывает» спиральную линию. Спиновая ДВ тесно связана с акустическими колебаниями продуктов реакции. Для большинства газовых горючих смесей аксиальная скорость ПВ  $D_{\perp}^s = 1.84c$ , где  $c$  — скорость звука в продуктах, а коэффициент 1.84 — численное значение основного корня функции Бесселя первого рода, которая описывает радиальную компоненту потенциала скорости в рамках двумерного уравнения акустики. Время полного оборота ПВ определяется как  $t^0 = \pi d / D_{\perp}^s$ , где  $d$  — диаметр трубы. Траектория спиновой ПВ представляет собой спиральную линию с шагом  $\lambda = D_{\parallel} t^0 \cong \pi d$  и наклоном к оси трубы, определяемым величиной  $\tan \varphi_s = D_{\perp}^s / D_{\parallel} = 1.84c / D_{\parallel} \cong 1$ , т. е.  $\varphi_s \approx 45^\circ$ , поскольку для большинства газообразных горючих смесей  $c / D_{\parallel} \cong 0.55$ , где  $D_{\parallel}$  — продольная (вдоль оси трубы) скорость ДВ. В многофронтной ДВ поперечный  $a$  и продольный  $b$  размеры элементарной ячейки связаны формулой  $a = b \tan \varphi$ .

Поступательно-вращательное движение спиновой детонации наблюдается не только в трубе со свободным внутренним пространством, но и в коаксиальном канале, образованном внутренней поверхностью трубы и внешней поверхностью вставки (с общей центральной осью). Поперечную волну спиновой ДВ можно стабилизировать и заставить вращаться в одной плоскости, если вместо неподвижного газа использовать сверхзвуковой поток смеси вдоль оси трубы с соответствующей скоростью (стабилизация ДВ). Однако

при использовании заранее перемешанной смеси это выполнить практически невозможно, поскольку температура торможения на стенках существенно выше температуры воспламенения, в силу чего смесь будет воспламеняться неконтролируемым образом на стенках канала. В то же время при отдельной подаче компонентов смеси данную идею реализовать относительно несложно (особенно на кольцевых схемах), так как в этом случае ДВ автоматически стабилизируется вблизи форсуночных отверстий. При этом компоненты смеси могут быть введены как вдоль оси, так и в радиальном направлении (от центра наружу или снаружи к центру). Данная концепция была предложена и реализована в Институте гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН (Новосибирск) более 50 лет назад — сжигание смеси в стационарно вращающейся спиновой ДВ [7, 8].

Условие реализации спинового режима как предельного режима стационарного распространения ДВ в трубе может быть записано в виде

$$a = \pi d_s.$$

Таким образом, если известна зависимость  $a(p_0)$  для горючей смеси (например, из расчетов), то по данному соотношению можно определить «спиновый» диаметр  $d_s$  предельного режима распространения ДВ, что чрезвычайно важно при инженерных оценках размеров камеры сгорания детонационного двигателя.

### ДЕФИЦИТ СКОРОСТИ

Для различных смесей скорость спиновой детонации в трубе с неподвижной смесью лежит в пределах  $D_s = (0.8 \div 1.0)D_0$ . Дефицит скорости, согласно модели идеальной ДВ, эквивалентен неполноте выделившейся энергии в зоне реакции спиновой волны или потере энергии из зоны реакции в стенки трубы. Возникает вопрос о пространственной структуре спиновой ДВ, особенно вблизи оси трубки. Эта нетривиальная проблема требует дальнейших экспериментальных и численных исследований. Это важно еще и потому, что при исследовании вращающейся детонации в потоке смеси были обнаружены режимы с заметно меньшими скоростями волны (вплоть до  $0.5D_0$ , что эквивалентно всего 25%-му энерговыделению смеси). Потому при сравнении эффектив-

ности детонационного и традиционного горения необходимо четко пояснять термин «детонация». К сожалению, в литературе этот термин стал применяться достаточно произвольно, например для любого процесса, скорость которого превышает скорость звука в исходной смеси. Подобные «новации» создают лишь путаницу. Некоторые особенности поведения детонации в сверхзвуковых потоках смеси изложены в [9].

### НЕУСТОЙЧИВОСТЬ КОЛЬЦЕВОГО ПЛАМЕНИ

Схема сжигания смеси в кольцевом канале с внутренним радиусом  $R_1$  и внешним радиусом  $R_2$  представлена на рис. 1. При радиальной подаче смеси из центра наружу в идеале можно организовать сгорание смеси во фронте кольцевого ламинарного пламени постоянного радиуса  $R_f$ , который одновременно будет служить границей между холодной исходной смесью и горячими продуктами реакции. Однако в такой системе будет нарастать неустойчивость пламени, как радиальная, так и аксиальная, за счет большого различия скоростей звука в холодной смеси и горячих продуктах. При этом высокоскоростные акустические возмущения в области горячих продуктов будут трансформироваться в ударно-волновые конфигурации при выходе в холодную смесь. Из-за радиальной и осевой неустойчивости фронт горения трансформируется из окружности постоянного радиуса  $R_f$  в сложную пространственную кривую переменного радиуса  $R(t)$ , расположенную внутри кольцевого канала ( $R_1 < R(t) < R_2$ ). При сжигании смеси во вращающейся ДВ обеспечить постоянство ее радиуса вращения  $R_d$

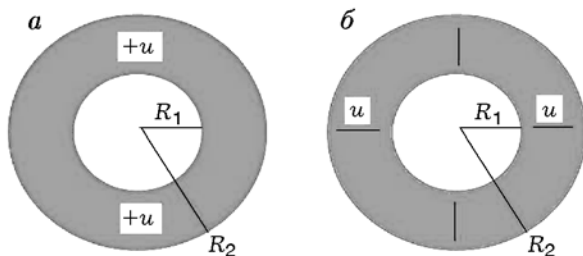


Рис. 1. Идеализованная схема кольцевой камеры сгорания смеси с использованием стационарно вращающихся ПВ. Типичный вид ее поперечного сечения при инъекции смеси вдоль оси (*a*,  $+u$ ) и в радиальном направлении (*b*, от центра или к центру)

практически невозможно, потому и в случае детонации траектория ее фронта будет представлять собой сложную пространственную кривую, расположенную внутри границ кольцевого канала.

### РЕГИСТРАЦИЯ И РАСШИФРОВКА ТРАЕКТОРИИ ВРАЩАЮЩИХСЯ ПОПЕРЕЧНЫХ ВОЛН

Если сечение кольцевого канала спроецировать на неподвижную фотопленку, то сгорание смеси во фронте ламинарного пламени будет выглядеть на изображении как светящееся кольцо. При регистрации такого процесса на движущуюся фотопленку получим вместо кольца засвеченную полосу (см. фото на рис. 2, кольцевой канал с  $R_1 = 88$  мм,  $R_2 = 115$  мм, подача смеси из центра).

Проанализируем фотосъемку на движущуюся пленку процесса сгорания смеси во фронте вращающейся детонации. Следует сделать оговорку о том, что зона реакции в ДВ (зона свечения) не является локально сосредоточенной, а представляет собой некоторую область, и потому термин «светящаяся точка» является определенной идеализацией реальной зоны свечения. За начало отсчета ( $t = 0$ ) выберем момент, когда изображение фронта ДВ (светящаяся точка *A*) находится в нижнем положении, при этом угол отклонения фронта от вертикали ( $\varphi$ ) равен нулю. С нижним положением фронта ДВ свяжем начало координат декартовой системы отсчета. За промежуток времени  $\Delta t$  изображение кольцевого канала сместится вдоль пленки на расстояние  $\Delta x = v\Delta t$ , а фронт ДВ повернется на угол

$$\varphi = \int_0^{\Delta t} \omega(t) dt \approx \bar{\omega} \Delta t \quad (\text{светящаяся точка } A'),$$

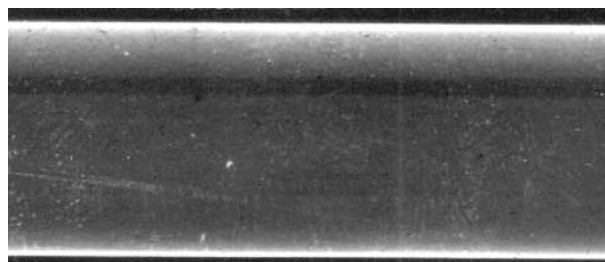


Рис. 2. Фоторазвертка процесса сжигания смеси в кольцевом канале во фронте цилиндрического пламени

здесь  $\omega$ ,  $\bar{\omega}$  — мгновенная и средняя угловая скорость движения светящейся точки,  $v$  — скорость движения пленки. Координаты точки  $A'$  определяются из системы уравнений

$$x = v\Delta t - b \sin \varphi, \quad y = a - b \cos \varphi,$$

где  $a$  и  $b$  — расстояния от оси канала до точек  $A$  и  $A'$  фронта вращающейся ДВ в начальный и выбранный моменты времени. Из второго уравнения следует  $\cos \varphi = (a - y)/b$ . Используя  $\Delta t \approx \varphi/\bar{\omega}$ , получаем уравнение траектории фронта вращающейся ДВ в плоскости  $(x, y)$ :

$$x = \frac{v}{\bar{\omega}} \arccos \frac{a - y}{b} - b \sqrt{1 - \left(\frac{a - y}{b}\right)^2}.$$

Если точка  $A$  вращается по окружности постоянного радиуса ( $a = \text{const}$ ) с постоянной угловой скоростью ( $\omega = \text{const}$ ) и скорость фотопленки совпадает со скоростью вращения светящейся точки  $v = \omega a$ , то последнее уравнение совпадает с уравнением циклоиды, описывающей траектории точек колеса радиуса  $a$  с ребордой, катящегося без проскальзывания вдоль прямолинейного рельса,  $b$  — удаление рассматриваемой точки от оси колеса:

$$\frac{x}{a} = \arccos \frac{a - y}{b} - \sqrt{\frac{b^2}{a^2} - 1 + 2\frac{y}{a} - \frac{y^2}{a^2}},$$

или в параметрическом представлении

$$x = a\varphi - b \sin \varphi, \quad y = a - b \cos \varphi.$$

Перечислим основные особенности последнего уравнения. Экстремумы уравнения определяются из значения производной

$$\frac{dy}{dx} = \frac{dy/d\varphi}{dx/d\varphi} = \frac{b \sin \varphi}{a - b \cos \varphi}.$$

Условие  $\frac{dy}{dx} = 0$  приводит к уравнению  $\sin \varphi = 0$ , решением которого являются значения  $\varphi = \pi n$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots$  (минимум — при четных значениях  $n$ , максимум — при нечетных). Условие  $\frac{dy}{dx} = \infty$  определяет вертикальную асимптоту, оно выполняется при  $\cos \varphi = a/b \leq 1$ . Симметричность косинуса приводит к интересной особенности траектории — наличию петли циклоиды при  $b/a > 1$ . Ее максимальная глубина  $\Delta y = y_2 - y_1$  достигается при  $x = 0$ , когда  $\varphi = b/a \sin \varphi$ . Очевидное решение  $\varphi = 0$  дает корень  $y_1 = (a - b) \leq 0$  при  $\varphi = \pi n$ ,

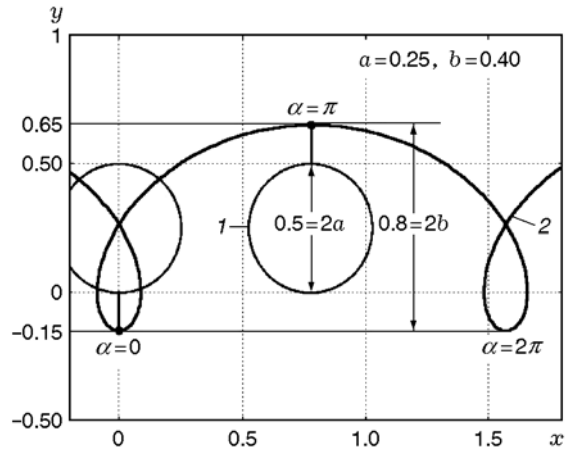


Рис. 3. Типичная траектория (циклоида) точек реборды колеса, катящегося по плоскости

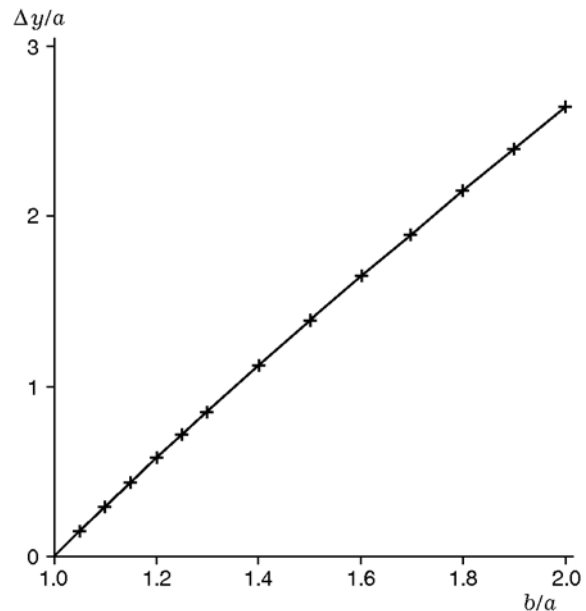


Рис. 4. Глубина петли циклоиды в зависимости от расположения точек на реборде и ободе колеса

$n = 0, 1, 2, \dots$ . Вторым корнем  $y_2$  определяется из численного решения этого же уравнения. На рис. 3 приведены примеры типичных траекторий двух точек: одна —  $a = 0.25$  — радиус колеса (линия 1), другая —  $b = 0.40$  (точка на реборде, линия 2). На рис. 4 представлена расчетная глубина циклоидной петли в зависимости от соотношения  $b/a$ , зависимость близка к линейной.

Следует особо подчеркнуть, что петля возникает в траектории тех точек, которые удалены от оси вращения дальше, чем радиус каче-

ния. Это легко увидеть при определении полной скорости точки как векторной суммы скоростей поступательного (скорость  $v$ ) и вращательного ( $v_{rot} = [\omega \times b]$ ,  $v_{rot} = v(b/a) > V$ ) движения. Именно при этом в полной скорости точек реборды появляется отрицательная проекция, за счет которой и возникает обратное движение точек реборды колеса. Отрицательность скорости точек реборды наиболее наглядна в системе мгновенного центра вращения колеса.

В задаче о траектории точек катящегося без проскальзывания колеса все точки колеса и реборды фиксированы. В случае же регистрации вращающейся ДВ на движущуюся пленку невозможно заранее указать радиус «катящейся окружности» (аналог  $a$ ), а также определить значение соотношения  $a/b$ . Дополнительным параметром задачи является скорость движения пленки  $v$ .

Проанализируем уравнение для светящейся точки, движущейся по кольцевому каналу. Для производной получаем уравнение

$$\frac{dx}{dy} = \frac{1}{\sqrt{1 - [(a-y)/b]^2}} \left( \frac{v}{\bar{\omega}b} - \frac{a-y}{b} \right).$$

Из условия  $\frac{dx}{dy} = \infty$  находим минимальное и максимальное значения функции  $y = y(x)$ :  $y_{\min} = a - b$ ,  $y_{\max} = a + b$ , и они не зависят от скорости пленки. При  $b \leq a$  общая высота циклоиды от минимума до максимума составляет  $3a$ , а при  $b > a$  она равна  $2b$ . Вертикальные асимптоты определяются из условия  $\frac{dx}{dy} = 0$ , что эквивалентно соотношению  $y = a - v/\bar{\omega}$ .

В зависимости от соотношения  $v/a\bar{\omega}$  величина  $y$  может быть как положительной, так и

отрицательной, проходя через значение  $y = 0$ . В последнем случае  $v = a\bar{\omega}$  и это реализуется при значениях  $x$ , удовлетворяющих уравнению

$$\frac{x}{a} = \arccos \frac{a}{b} - \frac{\sqrt{1 - (a/b)^2}}{a/b}.$$

При  $a = b$  существует очевидное решение  $x = 2\pi n$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots$ , для безпетельной циклоиды по аналогии с задачей о траектории точки обода катящегося колеса. При  $a > b$  решения для вертикальной асимптоты нет из-за отрицательности подкоренного выражения, а при  $a < b$  — решений два (петля есть).

С помощью условия  $y = a - v/\bar{\omega}$  координата  $x$  вертикальных асимптот определяется из уравнения

$$\frac{x}{b} = \frac{v}{\bar{\omega}b} \arccos \frac{v}{\bar{\omega}b} - \sqrt{1 - \left(\frac{v}{\bar{\omega}b}\right)^2}.$$

В зависимости от соотношения  $v$  и  $b\bar{\omega}$  здесь также возможны три случая: отсутствие вертикальной асимптоты при  $v > b\bar{\omega}$ , беспетельная траектория при  $v = b\bar{\omega}$  и траектория с петлей при  $v < b\bar{\omega}$ .

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Как упоминалось выше, светящаяся точка в кольцевом канале не распространяется вдоль окружности фиксированного радиуса, так что аналогия траектории вращающейся ПВ с траекторией точки катящегося по плоскости колеса довольно приближительна. На рис. 5 при-

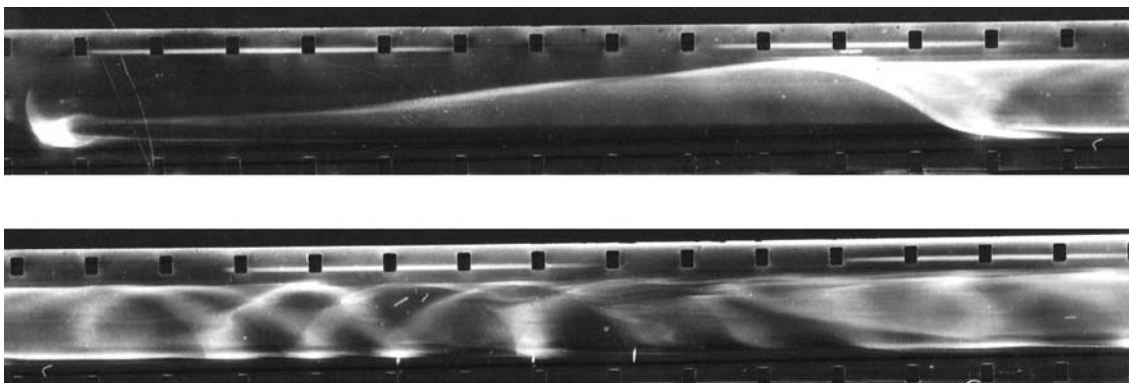


Рис. 5. Фоторазвертка процесса воспламенения смеси и начальной стадии формирования вращающихся волн в кольцевом канале

ведены фотографии процесса инициирования и начальной стадии формирования вращающейся волны в кольцевом канале с  $R_1 = 88$  мм,  $R_2 = 115$  мм, сфокусированном на движущуюся пленку (съемка вдоль оси кольцевого канала, как на рис. 1).

После начального периода формирования вращение системы ПВ становится устойчивым, что видно на фотографиях (рис. 6, 7) в случае трех ( $N = 3$ ) и четырех ( $N = 4$ ) поперечных волн, укладывающихся на общей длине канала  $2\pi R$ . Для вращающейся ДВ важны два аспекта: петля циклоиды и наклонная линия между соседними петлями циклоид (угол  $\beta$  на рис. 6). Видно, что глубина циклоидной петли при  $N = 3$  составляет примерно половину общего размера полосы, засвеченной продуктами детонации. Для такой глубины петли  $b/a \approx 1.35$ , как следует из задачи о качении колеса по плоскости (см. рис. 4), в то же время  $R_2/R_1 \approx 1.31$ . При  $N = 4$  глубина петли значительно меньше (см. рис. 7), хотя размеры канала, в котором происходит сгорание смеси во вращающихся волнах, остаются неизменными. Чем меньше глубина петли, тем ближе точки  $b$  и  $a$  находятся друг к другу ( $b/a \rightarrow 1$ ), тем ближе траектория движения зоны свечения за вращающейся ПВ к окружности. Однако неясным остается вопрос о том, как вращающаяся ПВ «выбирает» внутри границ канала свой «радиус качения колеса».

Вертикальный размер области светимости на фоторазвертках на рис. 6, 7 (самые отдаленные точки) равен внешнему диаметру канала ( $2R_2$ ), деленному на коэффициент уменьшения  $K$  оптической системы фоторегистратора. Если пленка движется со скоростью  $v$  относительно изображения кольцевого канала, то

это эквивалентно сдвигу канала относительно неподвижной пленки со скоростью  $w = Kv$ . Если аксиальную скорость вращающейся ПВ обозначить  $D$  и выбрать  $D = w = Kv$ , то можно реализовать особый тип регистрации движущейся светящейся точки на движущуюся пленку (так называемый режим полной компенсации скоростей объекта и его изображения). В этом случае реализуется резкое изображение светящейся зоны (без смазывания границ зоны и ее деталей). Такой режим полной компенсации, а также форму светящейся зоны за вращающейся ПВ видно на нижней части фотографий. Здесь наклонная линия характеризует соотношение между скоростью втекающего потока исходной горючей смеси  $u$  и скоростью  $D$  вращающейся ПВ:  $\text{tg}\beta = u/D$ . Следует особо подчеркнуть, что на первый взгляд нет каких-либо запретов на получение вращающихся ПВ, распространяющихся со скоростью идеальной детонации  $D_0$ . Но, как правило, скорость вращающейся волны  $D$  меньше  $D_0$  и ближе к значению скорости звука в продуктах  $c$  (как правило,  $c \approx 0.45D_0$ ). Экспериментальные скорости вращающихся ПВ, приведенные на рис. 7, равны  $D_3 \approx 960$  м/с и  $D_4 \approx 880$  м/с, поэтому в данном случае скорость втекающего потока смеси является дозвуковой:  $u \approx D/6 \approx 150$  м/с,  $u < c_0$ ,  $c_0$  — скорость звука начальной холодной смеси.

Классическая спиральная траектория типична для спиновой детонации с единственной ПВ. Ромбовидная ячеистая структура появится в трубе, когда как минимум две ПВ смогут существовать на фронте детонации, двигаясь в противоположных направлениях и периодически сталкиваясь (как в многофронтной ДВ). Интересен экспериментальный факт существования двух волн, вращающихся в од-

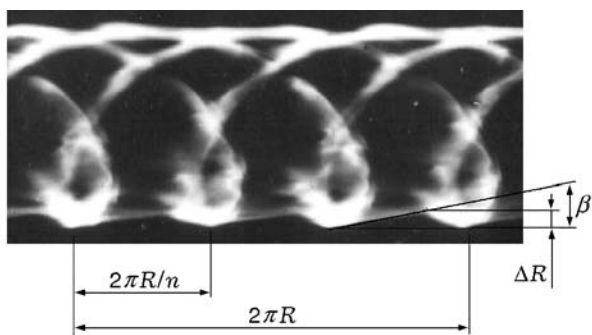


Рис. 6. Траектории 3-головой вращающейся детонации

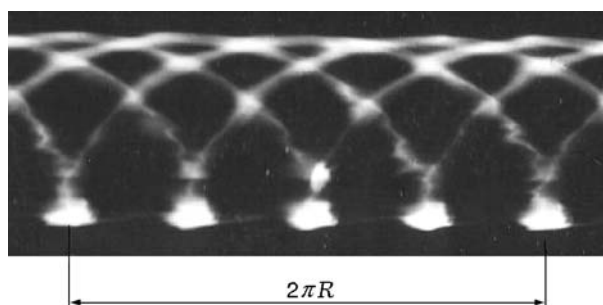


Рис. 7. Траектории 4-головой вращающейся детонации

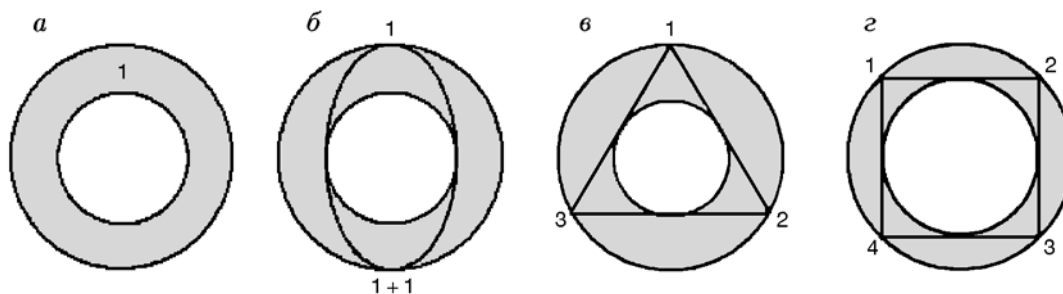


Рис. 8. Идеализированные траектории «акустических лучей» в кольцевом канале:

*a* — одно возмущение, вращающееся по окружности; *б* — одно или два возмущения, вращающиеся по эллиптической траектории; *в* — три возмущения; *z* — четыре возмущения

ном направлении, в установках для исследования вращающейся детонации (движущийся поток смеси). В то же время в экспериментах режим с вращением двух ПВ в одном направлении не наблюдается в случае неподвижной смеси в трубе (хотя теоретически такой режим возможен). Вероятной причиной может быть нарушение закона сохранения момента импульса.

Следует также отметить, что вогнутая поверхность стенок трубы обеспечивает постоянно поворот ПВ и ее вращательное движение внутри трубки при сжигании смеси. В протяженной осесимметричной струе горючей смеси (газовый заряд без ограничивающих стенок) режим спиновой детонации становится невозможным: предельная мода распространения ДВ в свободной цилиндрической струе (без стенок) является типично многофронтной [10]. Аналогичная ситуация наблюдалась и для зарядов горючей смеси в виде свободного слоя над плоской поверхностью.

Вращение ПВ в спиновой детонации имеет акустическую природу, связанную с горячими продуктами сгорания. С точки зрения прямолинейности распространения звука («геометрическая акустика») легко представить и изобразить стационарную картину акустических траекторий с тремя и четырьмя акустическими «головами» (схемы *в*, *z* на рис. 8). Схема с тремя «головами» реализуется при условии  $R_2 = 2R_1$ , с четырьмя — при  $R_2 = \sqrt{2}R_1$ . Схема с двумя «головами» невозможна в коаксиальном канале с прямолинейными «звуковыми лучами», но она может быть изображена при криволинейной траектории «акустических лучей» в неоднородной среде, например, в виде эллиптической траектории (схема *б* на рис. 8). При этом радиусы канала  $R_1$  и  $R_2$  выступают

в роли малой и большой полуосей эллипса.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Есть много интересных задач для будущих исследований, посвященных вращающимся детонационным волнам. Часть задач требует пересмотра классических представлений о детонационных процессах в потоках горючих смесей.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Щелкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения. — М.: Изд-во АН СССР, 1963.
2. Николаев Ю. А., Васильев А. А., Ульяничкий В. Ю. Газовая детонация и ее применение в технике и технологиях (обзор) // Физика горения и взрыва. — 2003. — Т. 39, № 4. — С. 22–54.
3. Roy G. D., Frolov S. M., Borisov A. A., Netzer D. W. Pulse detonation propulsion: challenges, current status, and future perspective // Prog. Energy Combust. Sci. — 2004. — V. 30. — P. 545–672.
4. Александров В. Г., Ведешкин Г. К., Крайко А. Н., Огородников Д. А., Реент К. С., Скибин В. А., Черный Г. Г. Сверхзвуковой пульсирующий детонационный прямоточный воздушно-реактивный двигатель (СПДПД) и способ функционирования СПДПД: пат. РФ 2157909. — Заявл. 26.05.1999. Опубл. 20.10.2000.
5. Васильев А. А. Особенности применения детонации в двигательных установках // Импульсные детонационные двигатели / под ред. С. М. Фролова. — М.: Торусс пресс, 2006. — С. 129–158.
6. Быковский Ф. А., Ждан С. А. Непрерывная спиновая детонация. — Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2013.

7. **Войцеховский Б. В.** Стационарная детонация // Докл. АН СССР. — 1959. — Т. 129, № 6. — С. 1254–1256.
8. **Войцеховский Б. В.** Спиновая стационарная детонация // ПМТФ. — 1960. — № 3. — С. 157–164.
9. **Васильев А. А., Звегинцев В. И., Наливайченко Д. Г.** Детонационные волны в сверхзвуковом потоке реагирующей смеси // Физика горения и взрыва. — 2006. — Т. 42, № 5. — С. 85–100.
10. **Васильев А. А., Зак Д. В.** Детонация газовых струй // Физика горения и взрыва. — 1986. — Т. 22, № 4. — С. 82–88.

*Поступила в редакцию 23/IV 2015 г.*

---