

## МЕХАНИЗМ ДЕТОНАЦИОННОГО СГОРАНИЯ

Ю. Н. Денисов и Я. К. Трошин

(Новосибирск, Москва)

Описываются возможные трехмерные термогазодинамические модели пульсирующей и спиновой детонации (§ 1, 2). Основная роль в механизме распространения обоих типов детонационных волн отводится так называемым двойным отражениям, периодически возникающим при столкновениях косых скачков во фронте детонации, и взаимосвязанным с этими столкновениями очаговым самовоспламенениям локализованных объемов детонирующей смеси. Возмущения от таких самовоспламенений приводят в свою очередь к периодическим нарушениям двойных отражений.

Выведено уравнение поляры для косоугольного скачка с энергосвободным, которое позволяет произвести количественный анализ предполагаемого механизма детонации в двумерном пространстве (§ 3). Расчетом, исходными данными для которого являются результаты эксперимента, показано, что при пульсирующей детонации имеет место взаимодействие косых ударных скачков, тогда как при спиновой детонации осуществляется воспламенение в косоугольной детонационной волне.

Так как процессы в действительности трехмерны, то полученные результаты расчета являются лишь приближенными. В этом смысле описанный периодический механизм детонационного сгорания является вторым приближением, если одномерную гидродинамическую теорию детонации [1, 2, 3, 8] рассматривать как первое приближение.

Экспериментальным исследованием природы систем полос на фоторазвертках детонации устанавливается соответствие предполагаемых моделей детонации выявленной природе этих полос (§ 4, 5).

Рассматривая волну детонации как одномерный комплекс плоской ударной волны и плоского фронта воспламенения за ней, современная гидродинамическая теория детонации [1, 2, 3, 8] считает основным механизмом распространения этой волны воспламенение газа вследствие сжатия и нагревания его в плоской ударной волне. Но уже при создании этой теории было видно, что в ее рамки не укладывается спиновая детонация, которая тогда считалась каким-то исключительным, резко обособленным явлением, в корне отличным от так называемой «нормальной» детонации.

Поскольку к тому же еще не была выяснена связь между спиновой детонацией и пределами детонации, то современная гидродинамическая теория настолько обособила спиновую детонацию от «нормальной», что введя в рассмотрение время протекания химической реакции в детонационной волне и сделав тем самым шаг вперед в объяснении процесса распространения такой волны, создала даже бесспиновую теорию пределов детонации.

Позднее, исследованиями [4, 5, 6] волны спиновой детонации было установлено, что воспламенение в этой волне происходит в изломе переднего ударного фронта, где осуществляется косоугольная детонационная волна, распространяющаяся в трубе по винтовой траектории, т. е. спиновая детонация в отличие от «нормальной» стала рассматриваться как явно трехмерный процесс.

Ряд дальнейших работ по исследованию детонации вблизи пределов постепенно разрушает обособленность спиновой детонации от «нормальной».

Выясняется [7], что независимо от того, каким путем происходит приближение к пределу детонационной способности — изменением состава, начального давления смеси  $p_0$  или диаметра трубы  $d$ , всегда на пределе наблюдается спиновая детонация. Многими экспериментаторами получались фоторегистрации «многоголового» спина, который полагали отличающимся от одноголового лишь числом точек воспламенения.

Такое расширение данных об области существования так называемой «спиновой» детонации заставило сделать предположение, что «нормальная детонация встречается реже, чем принято думать; и часто, когда регистрируется нормальная детонация, в действительности происходит спиновая детонация с большим числом голов» [8].

В последнее время посредством высокоскоростной фоторегистрации<sup>1</sup> повышенной разрешающей способности удалось получить «спиновые» фотографии детонационных процессов, считавшихся ранее нормальными [10]. А применение чрезвычайно простого и весьма эффективного «следового» метода регистрации детонации позволило устано-

<sup>1</sup> Такая фоторегистрация осуществлялась скоростным фоторегистром ЖФР-1 со ждущей разверткой. Конструкция ЖФР-1 разработана в Институте химической физики АН СССР [9].

вить трехмерность процесса детонации в трубах, а также отсутствие при этом плоского ударного фронта и плоской зоны воспламенения [10, 11], обусловленное неустойчивостью последней [12].

Установлено, что фронт детонации включает в себя изломы в виде косых скачков уплотнения. Эти изломы периодически сталкиваются друг с другом, возобновляются и отражаются. Фронт волны при этом пульсирует: вогнутости в нем сменяются выпуклостями, и наоборот. Вблизи пределов детонации при одноголовом спине излом существует самостоятельно и распространяется по трубе поступательно и вращательно.

В свете этих опытов спиновая детонация уже не представляется чем-то исключительным. Наоборот, оказалось, что «нормальные» детонационные волны являются «многоголовым спином» большой частоты.

Стало также ясным, что дальнейшее применение термина «многоголовый спин» было бы анахронизмом, так как английское слово spin — вращение — применимо лишь для «одноголовой спиновой детонации», где действительно наблюдается вращение излома в одном из случайных направлений — левом или правом. В другом же типе детонационных волн имеют место колебательные процессы, пульсации, почему и правилин был бы для них термин «пульсирующая детонация».

Все это дало основание для подразделения детонации на пульсирующую и спиновую, причем к последней отнесены лишь детонационные волны с одним изломом во фронте (одноголовый спин) [10, 11].

Таким образом, процесс детонации обнаружил сложную газодинамическую и химическую структуру. В частности, о роли химико-кинетических характеристик детонирующей смеси свидетельствует сильная зависимость частоты газодинамических пульсаций от химического состава смеси. Так, при одних и тех же начальных условиях  $d$ ,  $p_0$  для разных по химическому составу смесей нами были зарегистрированы частоты пульсаций от сотен килогерц до 5 мегагерц.

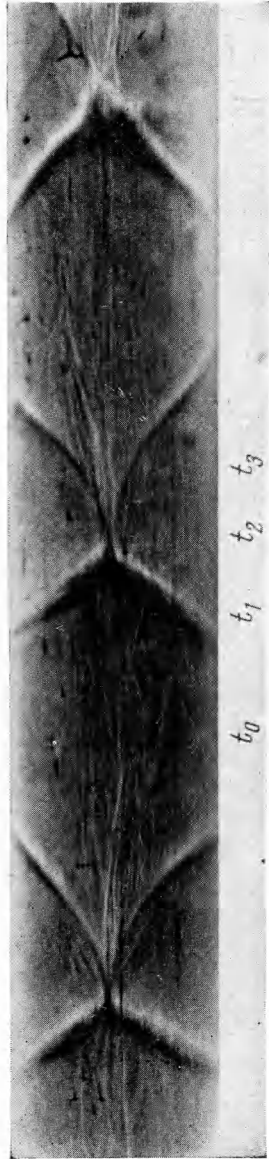
Исходя из данных следового метода и метода фоторазвертки о периодической структуре детонационной волны, построим и рассчитаем термогазодинамические модели детонации. При этом попытаемся выяснить элементы механизма детонации.

#### Перечень обозначений

- |   |   |
|---|---|
| $D$ — скорость распространения детонационной волны.   | $\rho$ — относительная плотность.   |
| $u$ — скорость потока за ударной волной.  | $V$ — удельный объем.   |
| $x, y, z$ — оси координат   | $T$ — относительная температура   |
| $n$ — порядок детонационной волны, равный числу тангенциальных колебаний газа в переднем фронте детонации | $M$ — число Маха, ( $M \equiv M_i, M_i, M_i$ ).   |
| $A, E, F$ — тройные точки.  | $u_y, u_z$ — составляющие скоростей газа вдоль осей $y, z$ , относительно лабораторной системы координат в м/сек. |
| $AB, AK$ — косые скачки уплотнения.   | $a_0$ — скорость звука в исходной смеси; для $2H_2 + O_2$ $a_0 = 514$ м/сек.                                      |
| $AN$ — прямой скачок со скоростью распространения $D$   | $Q$ — эффективное энерговыделение.  |
| $AE$ — тангенциальный разрыв.   | $\gamma$ — отношение удельных теплоемкостей.  |
| $i$ — индексы, обозначающие состояние газа:   | $E_0$ — внутренняя энергия газа.  |
| $i = 0$ — начальное состояние смеси,  | $q$ — эффективное энерговыделение в долях внутренней энергии $E_0$ .  |
| $1$ — за скачком $AN$ ,   | $\chi, \xi, \vartheta$ — углы наклона потока до скачка к плоскостям разрывов.                                     |
| $2$ — за скачком $AB$ ,   | $\theta, \eta, \psi$ — углы отклонения потока за скачками.  |
| $2'$ — за скачком $AB$ в случае энерговыделения;  | $\alpha, \varphi$ — углы наклона косых скачков к оси $y$ .  |
| $2''$ — за скачком $AK$ ,   | $\tau$ — время запаздывания воспламенения.  |
| $3, 3''$ — при двойном отражении,   | $d$ — внутренний диаметр детонационной трубы.   |
| $3'$ — в косой волне спиновой детонации вне окрестности тройных точек $E$ и $F$ .                         | $G$ — увеличение по сравнению с натурой.  |
| $t$ — моменты времени ( $t_0 < t_1 < t_2 < t_2 + \Delta t < t_3$ ).                                       |   |
| $p_i$ — абсолютные давления газа.   |   |
| $p$ — степень относительного изменения давления в скачках.  |   |
| $\rho_i$ — абсолютные величины плотностей.  |   |

$$p = \frac{\Delta p}{p_0} = \frac{p_i - p_0}{p_0}, \quad p = \frac{p_i}{p_0}, \quad T = \frac{T_i}{T_0}, \quad V = \frac{1}{\rho_i}, \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v}$$

$$\mu^2 = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}, \quad E_0 = \frac{p_0 / \rho_0}{\gamma - 1}, \quad q = \frac{Q}{E_0} = \frac{Q(\gamma - 1)}{p_0 / \rho_0}$$



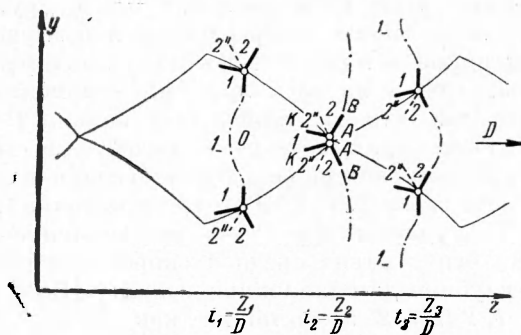
Фиг. 1. Следовой отпечаток пульсирующей детонации ( $n = 2$ ). Направление распространения детонации слева направо (смесь  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ;  $p_0 = 130$  мм рт. ст.;  $d = 11$  мм,  $G = 2,5$ )



Фиг. 6. Следовой отпечаток синювой детонации (смесь  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ;  $p_0 = 45$  мм рт. ст.;  $d = 16$  мм;  $G = 2$ )

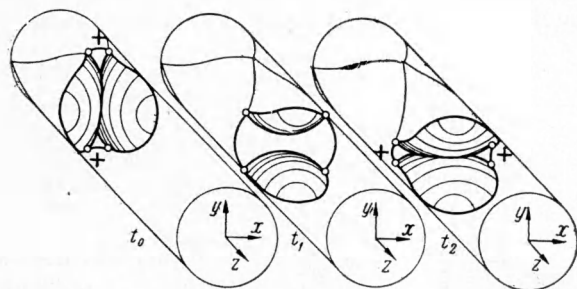
**1. ТЕРМОГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ДЕТОНАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ**

**§ 1. Пульсирующая детонация.** Характеризуется тем, что изломы в переднем фронте детонации оставляют на закопченной внутренней стенке детонационной трубы отпечатки траектории своего движения в виде сходящихся и расходящихся линий, показанных на фиг. 1, где детонационная волна в целом распространялась слева направо со средней скоростью  $D$ . Представляя излом по К. И. Щелкину и Я. Б. Зельдовичу [4-6] в виде конфигурации трех разрывов давлений, проходящих через одну точку (тройную точку), можно полагать, что каждая из линий следов изломов прочерчивается именно тройной точкой, так как в ее окрестности достигается значительная неоднородность динамического давления. Исходя из этого, можно цикл периодического процесса детонации представить так, как это изображено на развертке части стенки детонационной трубы на плоскость — схема фиг. 2.



Фиг. 2. Схема распространения волны пульсирующей детонации

На этой схеме один и тот же участок детонационной волны у стенки трубы рассматривается в проекции на плоскость  $y, z$  в разные моменты времени  $t_1 < t_2 < t_3$  одного из циклов. Траектории тройных точек — тонкие линии. Сами тройные точки изображены в виде кружков. Из каждой тройной точки исходят три линии разрыва давлений и одна линия тангенциального разрыва (пунктирная линия). Штрих-пунктирные линии — предполагаемое расположение линий разрыва вне



Фиг. 3. Схематическое изображение переднего фронта волны пульсирующей детонации в пространстве внутри детонационной трубы в моменты времени, соответствующие  $t_0, t_1, t_2$  на следовом отпечатке фиг. 1

малой окрестности тройных точек. В моменты  $t_1$  и  $t_3$  имеют место тройные конфигурации типа неправильных отражений. В момент  $t_2$  две такие тройные конфигурации, распространяющиеся по поверхности фронта детонационной волны навстречу друг другу, соприкоснулись своими тройными точками  $A, A$ . Начиная с этого момента  $t_2 = z_2/D$  возможно образование двух правильных отражений: из-за столкновения

друг с другом косых фронтов  $AB$  и из-за столкновения друг с другом косых фронтов  $AK$ .  
Напомним, что правильным, или регулярным, отражением называется такое пересечение двух приходящих ударных фронтов (например, двух фронтов  $AB$  или  $AK$ ), при котором из линии (точки) их пересечения исходят два отраженных фронта и тангенциальный разрыв.

Неправильным, или нерегулярным (маховским) отражением называется такое отражение, когда между двумя приходящими косыми фронтами устанавливается пересекающаяся их прямая или криволинейная ударная волна, причём от каждой из двух линий (точек) пересечения исходят отражённая волна и тангенциальный разрыв [13,14].

Представление о расположении таких линий тройного пересечения фронтов на поверхности детонационной волны в пространстве внутри трубы дает, например, схема на фиг. 3 для пульсирующей детонации с  $n = 2$ . На этой схеме детонационный фронт показан в координатах  $x, y, z$  так, как если бы мы наблюдали его с торца трубы распространяющимся на наблюдателя. Выпуклые участки этого фронта заштрихованы.

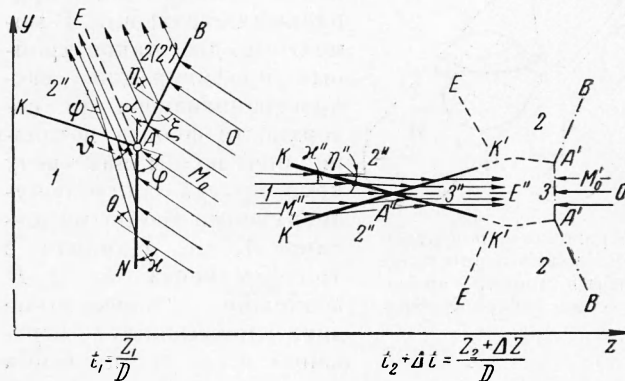
Возмущения из областей, помеченных знаком плюс (+) в момент  $t_0$  (см. также фиг. 1), после столкновений изломов распространяются по сечению трубы в направлении оси  $y$  друг другу навстречу — момент  $t_1$ . По мере такого распространения возмущений в течение времени половины цикла в момент  $t_2$  восстанавливается расположение тройных линий, аналогичное их расположению в момент  $t_0$  с той лишь разницей, что на этот раз области, помеченные знаком (+), располагаются вдоль оси  $x$ .

Рассмотрим течение в малой окрестности одной из тройных точек в плоской системе координат, связанной с этой точкой, в момент  $t_1 = z_1/D$ .

На схеме фиг. 4:  $A$  — тройная точка;  $AB$  — косой скачок уплотнения,  $AN$  — ударный фронт, скорость распространения которого в направлении оси  $z$  равна средней скорости детонации  $D$ ;  $AK$  — ударный фронт в глубине детонационной волны;  $AE$  — тангенциальный разрыв. Цифры 0, 1, 2 (2'), 2'' здесь так же, как и на фиг. 2, обозначают соответственно начальное состояние смеси и состояния газа за фронтами  $AN$ ,  $AB$ ,  $AK$ .

Как было показано расчетами К. И. Щелкина и Я. Б. Зельдовича [4,6] для спиновой детонации, за движущимся косым скачком  $AB$  существуют более высокие давления и температура, чем в прямом фронте  $AN$ . Исходя из этого, вначале для общего случая будем полагать, что в косом скачке уплотнения  $AB$  происходит химическая реакция с эффективным энерговыделением  $Q$ .

Для расчета тройной конфигурации, включающей скачок с энерговыделением, выведем уравнение детонационной поляры, связывающее тангенс угла  $\eta$  отклонения потока за скачком с безразмерными параметрами — степенью относительного изменения давления в скачке  $p$ , числом Маха  $M_0$ , эффективным энерговыделением  $q$ , выраженным в долях внутренней энергии исходного газа



Фиг. 4. Схема тройной конфигурации ( $t_1$ ) и асимметричного «двойного» отражения ( $t_2 + \Delta t$ ) при пульсирующей детонации

$$p = \frac{\Delta P}{P_0} = \frac{P_2' - P_0}{P_0} \quad (1.1)$$

$$M_0 = \frac{D}{a_0 \sin \alpha} \quad (1.2)$$

$$q = \frac{Q}{E_0} = \frac{Q(\gamma - 1)}{P_0/\rho_0} \quad (1.3)$$

Обозначив относительное изменение плотности

$$\rho = \frac{P_2'}{P_0} \quad (1.4)$$

и решая совместно уравнение кривой Гюгонио

$$\rho = \frac{p(\gamma + 1) + 2\gamma}{p(\gamma - 1) + 2(\gamma + q)} \quad (1.5)$$

и уравнение прямой Михельсона для косого скачка

$$M_0^2 \gamma \sin^2 \xi = \frac{p}{1 - p^{-1}} \quad (1.6)$$

получим зависимость степени относительного изменения давления  $p$  в



скачке от  $M_0$ ,  $q$  и угла наклона  $\xi$  потока до скачка к плоскости разрыва

$$p = \frac{1}{\gamma + 1} [(M_0^2 \gamma \sin^2 \xi - \gamma) + \sqrt{(M_0^2 \gamma \sin^2 \xi - \gamma)^2 - M_0^2 \gamma \sin^2 \xi 2q (\gamma + 1)}] \quad (1.7)$$

Учитывая непрерывность тангенциальных составляющих скоростей потока до и после прохождения скачка, определим из закона сохранения массы связь между углами  $\xi$  и  $\eta$

$$\operatorname{tg} \eta = \frac{\operatorname{ctg} \xi (\rho - 1)}{1 + \rho \operatorname{ctg}^2 \xi} \quad (1.8)$$

Исключая в уравнении (1.8) значение  $\rho$ , взятое из (1.5), и значение  $\xi$ , взятое из (1.7), получаем уравнение детонационной поляры для косоугольного скачка:

$$\operatorname{tg} \eta = \frac{p}{\gamma M_0^2 - p} \left( \frac{M_0^2 (1 - q/p)}{p/(\mu^2 + 1) + 1} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.9)$$

Из этого уравнения (1.9), выведенного Я. К. Тропиным, для случая отсутствия энерговыделения  $q = 0$ , получается хорошо известное [15] уравнение поляры для косоугольного ударного скачка:

$$\operatorname{tg} \eta = \frac{p}{\gamma M_0^2 - p} \left( \frac{M_0^2}{p/(\mu^2 + 1) + 1} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.10)$$

В этом случае в (1.1) и (1.4) следует индекс  $2'$  заменить индексом  $2$ , обозначающим состояние газа за скачком  $AB$  без химической реакции в нем. Проанализируем уравнение (1.9). Из физики явления известно, что при заданном числе Маха скорости втекания потока в скачок максимальное значение  $p$  достигается в том случае, если втекающий поток нормален к скачку, а следовательно, нормален и поток на выходе из скачка, т. е. при  $\operatorname{tg} \eta = 0$ .

При  $p \neq 0$  равенство нулю  $\operatorname{tg} \eta$  осуществляется приравнением нулю подкоренного выражения уравнения (1.9). Получающееся при этом квадратное уравнение относительно экстремальных значений  $p$  имеет действительные корни при выполнении условия:

$$q \leq \frac{(\mu^2 + 1)(M_0^2 - 1)^2}{4M_0^2}, \quad \text{или} \quad M_0 \geq \sqrt{\frac{(\gamma + 1)q}{2\gamma} + 1} + \sqrt{\frac{(\gamma + 1)q}{2\gamma}} \quad (1.11)$$

Выполнение условия (1.11) означает действительность не только экстремальных, но и промежуточных значений  $p$ . Невыполнение (1.11) ведет к мнимым значениям  $p$ , т. е. к мнимости всей детонационной поляры.

Случай, удовлетворяющий (1.11) со знаком равенства, есть условие Чепмена — Жуге или теплового кризиса для детонации с минимальным термодинамически возможным числом Маха

$$M_{0*} = \frac{D}{a_0} = \sqrt{\frac{(\gamma + 1)q}{2\gamma} + 1} + \sqrt{\frac{(\gamma + 1)q}{2\gamma}} \quad (1.12)$$

Отсюда неравенства (1.11) физически означают условие существования пересжатой детонации. Число Маха  $M_0$  меньше, чем правая часть выражения (1.12), противоречило бы предположению о том, что в скачке происходит выделение энергии  $q$ .

Поскольку для всей детонационной волны в целом предполагается справедливым условие Чепмена — Жуге, то эффективное энерговыделение  $q$  удобно определять из выражения (1.12) по измеренной экспериментально средней скорости детонации  $D$

$$q = \frac{(D^2 \rho_0 / p_0 - \gamma)^2}{2(\gamma + 1) D^2 \rho_0 / p_0} \quad (1.13)$$

Итак, достаточно знать скорость детонации  $D$  и угол  $\alpha$  (определяется по наклону к оси  $y$  траектории тройной точки на плоской проекции сле-

дового отпечатка), чтобы рассчитать и построить любую из тройных конфигураций, включающих косые скачки, детонационные или ударные, для различных чисел Маха и безразмерных эффективных энерговыделений  $q$ .

Возвратимся к фиг. 1. Являются ли те следовые отпечатки, которые характерны для пульсирующей детонации, результатом существования в переднем фронте волны косого детонационного скачка? Иными словами, каким же в действительности является скачок  $AB$  в этом случае — ударным или детонационным?

При спиновой детонации, т. е. при наличии в трубе одной тройной конфигурации, достоверно известно, что косая волна является детонационной.

При пульсирующей детонации явление существенно отличается от спиновой детонации, в частности угол между направлением следа излома и образующей линией детонационной трубы оказывается меньше, чем при спиновой детонации, а сам след излома — много тоньше. Эти обстоятельства наводят на мысль, что при пульсирующей детонации в косом скачке горения нет (по крайней мере в пределах рассматриваемой малой окрестности тройной точки), т. е. имеет место косой ударный скачок. Воспламенение же газа, как уже говорилось выше, можно предполагать происходящим при столкновении таких косых ударных скачков.

Рассмотрим столкновение двух тройных конфигураций в момент  $t_2$  (фиг. 1, 2). При этом через время  $\Delta t$  образуется конфигурация ударных фронтов такого вида, как на фиг. 4 справа. Подобную конфигурацию отраженных ударных фронтов, сформировавшуюся в результате столкновения двух пар приходящих косых фронтов (например, двух фронтов  $AB$  и двух фронтов  $AK$  на фиг. 2) будем называть в дальнейшем двойным отражением.

В зависимости от наклона и интенсивности приходящих косых фронтов может иметь место образование двух одинаковых — симметричных или разных — асимметричных двойных отражений. В первом случае возникают, например, два правильных отражения. Во втором — асимметричном — имеет место одно правильное отражение, а другое неправильное отражение — сильное или слабое.

Результаты количественной обработки экспериментов, в частности, для детонации смеси  $2H_2 + O_2$  при  $p_0 = 760$  мм рт. ст., приводят к выводу о существовании для данной смеси лишь асимметричного двойного отражения с одним правильным отражением в точке  $A''$ .

В районе же точек  $A'$ ,  $A'$  из-за небольшой величины углов  $\alpha$  образуется слабое неправильное отражение  $BA'A'B$  с отраженными слабыми волнами ( $A'K'$ ).

С момента начала столкновения косых скачков  $AK(t_2 = z_2/D)$  на фиг. 1, 2, 3) правильное отражение должно рассматриваться уже в системе координат, связанной с точкой  $A''$ , являющейся точкой пересечения подходящих друг к другу одинаковых ударных фронтов  $A''K$ . Это равносильно задаче об отражении фронта плоской ударной волны<sup>1</sup>, подходящей к плоской стенке под некоторым углом  $\chi$ .

При таком столкновении косых фронтов происходит возрастание скачком скорости втекания непрореагировавшей еще смеси из области  $I$  в окрестность точки  $A''$ .

В уравнениях поляр (1.9) и (1.10) следует  $M_0$  заменить на

$$M_1'' = M_1 \frac{\sin \phi}{\cos \varphi}$$

<sup>1</sup> Основные закономерности, имеющие место при подобном отражении ударных фронтов приводятся в книге Ф. А. Баума, С. А. Каплана, К. П. Станюковича «Введение в космическую газодинамику», Москва, 1958 г.

где  $M_1$  определяется из формулы:

$$M_1^2 = \frac{2 + (\gamma - 1) M_0^2}{2\gamma M_0^2 \sin^2 \alpha - (\gamma - 1)} + \frac{2M_0^2 \cos^2 \alpha}{2 + (\gamma - 1) M_0^2 \sin^2 \alpha} \quad (1.14)$$

Затем легко получить параметры газа в области  $3''$ , исходя из ранее вычисленных параметров в косом скачке  $2''$  и из условия равенства нулю отклонения потока вдоль тангенциального разрыва  $A''E''$ . Такое рассмотрение показывает, что в момент  $t_2 + \Delta t$  в области  $3''$  будет происходить скачкообразное повышение давления непрореагировавшей смеси.

С момента начала столкновения косых скачков  $AB$  ( $t_2 = z_2/D$  на фиг. 1, 2, 3) слабое неправильное отражение  $BA'A'B$  должно рассматриваться в системе координат, связанной с фронтом  $A'A'$ .

При этом скорость втекания непрореагировавшей смеси в этот фронт скачком возрастает до величины

$$M_0' = M_0 \sin \xi / \cos \alpha$$

Параметры газа за скачком  $A'A'$  рассчитываются как за плоской ударной волной с заданным числом  $M_0'$ .

Горючая смесь в некотором объеме области двойного асимметричного отражения  $3-3''$  нагревается и через время запаздывания  $\tau$  завершается химическая реакция самовоспламенения этого объема. Ударное возмущение от такого самовоспламенения, распространяясь как в направлении оси  $y$ , так и в направлении оси  $z$ , нарушает установившееся в момент  $t_2 + \Delta t$  двойное отражение. По мере затухания возмущения весьма пересжатый участок с состояниями газа  $3, 3''$  заменяется пересжатием  $2$ , а затем и недосжатием  $1$  вплоть до прихода к этому участку волны двух пар новых косых ударных скачков, при столкновении которых вновь восстанавливается двойное отражение с состояниями  $3, 3''$ .

Такое периодическое изменение состояний газа за одним и тем же участком детонационной волны приводит к периодическому изменению скорости распространения этого участка в направлении оси  $z$ .

Откладывая недосжатое состояние  $1$  и пересжатые состояния  $2$  и  $3$  на ударной адиабате Гюгонио (фиг. 5) в координатах  $p, V$ , следует считать, что периодические изменения скорости каждого из участков детонационной волны, вызванные механизмом ее распространения, приводят в конечном итоге к постоянной средней скорости  $D$  детонационной волны в целом.

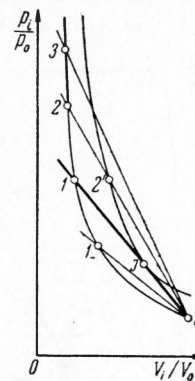
Величина средней скорости  $D$  обусловлена начальными параметрами исходного вещества и связана с механизмом детонации в той мере, в какой от него зависят потери энергии.

Таким образом, механизм распространения детонационного сгорания заключается в периодическом образовании двойного отражения в волне (при столкновении косых скачков уплотнения) и нарушении этого отражения возмущением от вызванной им химической реакции самовоспламенения.

§ 2. Спиновая детонация. Как уже сказано, особенностью распространения такой волны является то, что во фронте имеется косой детонационный скачок в виде самостоятельной пересжатой детонационной волны.

Шнуорообразный след такой косой детонационной волны виден на фиг. 6.

Косой детонационный скачок в участке фронта волны спиновой детонации осуществляется, как можно полагать, за счет одинаковой степени



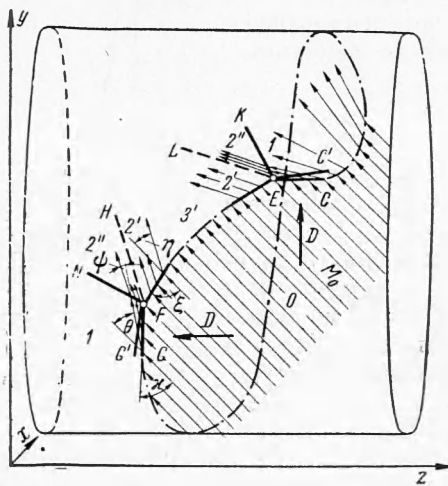
Фиг. 5. Адиабаты Гюгонио



поджатия газа справа и слева от этого скачка, например в окрестностях точек  $F$ ,  $E$  для момента времени  $t_1$  на фиг. 6.

Экспериментальным подтверждением такой симметрии условий справа и слева от косого детонационного скачка является то, что след траектории его движения составляет с образующей трубы угол, тангенс которого равен единице. Следовательно, примыкающие к косому детонационному скачку малые участки ударных фронтов по обе стороны от такого скачка имеют одинаковые скорости распространения относительно невозмущенного газа, равные скорости спиновой детонации  $D$  как вдоль оси трубы, так и в перпендикулярном к ней направлении.

Это, а также фотографии излома, полученные Б. В. Войцеховским [16,17] компенсационным методом и свидетельствующие о выдвигании вперед участка фронта с одной стороны от косого детонационного скачка



Фиг. 7. Схема волны спиновой детонации

Предполагаемые вертикальное и горизонтальное положения ударных фронтов  $CE$  и  $FG$  могут иметь место лишь в малых окрестностях тройных точек  $E$  и  $F$ . Вне этих окрестностей точек  $E$  и  $F$  и вдали от рассматриваемой окрестности отрезка  $EF$  форма переднего фронта спиновой детонации может быть представлена так, как это показано на схеме штрихпунктирной линией  $CG$ . Эта линия обозначает контур переднего фронта волны в момент  $t_1$  на внутренней стенке цилиндрической детонационной трубы, показанной для наглядности на фиг. 7 в пространстве  $x, y, z$ . Такая форма контура  $CG$ , представляющего собой в развертке на плоскость S-образную линию, была выявлена нами экспериментально в работе [10].

Как это видно из полосатой структуры шнуровидного следа на фиг. 6, косой детонационный скачок обладает структурой (тонкой структурой спиновой детонации), свидетельствующей о наличии в ней неоднородностей. Эти неоднородности говорят о том, что в косой детонационной волне также периодически возникают и затухают высокочастотные возмущения.

Как показывают неприведенные здесь следовые отпечатки, эти возмущения весьма разнообразны. Одни из них могут рассматриваться как «спин» в косом детонационном скачке (фиг. 6), другие — как обычные пульсации с «микростолкновениями» косых ударных скачков и «микровспышками».

Отсюда становится очевидным, что косой детонационный скачок поддерживается между точками  $E$  и  $F$  за счет пульсаций внутри самой косой пересжатой детонационной волны, условия пересжатия в которой могут осуществляться сжатием газа за симметричными косыми ударными скач-

(окрестность точки  $E$  на фиг. 6), позволяют нам представить вероятную газодинамическую модель спиновой детонационной волны, как это изображено на схеме фиг. 7. На этой схеме косая детонационная волна  $EF$  вместе с прилегающими к ней участками ударных фронтов  $KE$ ,  $CE$ ,  $NF$ ,  $GF$  спиновой детонационной волны показана в момент  $t_1$  в плоской системе координат  $y, z$ , связанной с косой детонационной волной  $EF$ . При этом пренебрегаем кривизной стенки детонационной трубы в окрестности спрямленного отрезка  $EF$ .  $EL$  и  $HF$  — тангенциальные разрывы.

жами  $CE$  и  $FG$ ,  $KE$  и  $FN$ . Пульсации в косом детонационном скачке несколько отличны от пульсаций в волне пульсирующей детонации, но само присутствие их в косом детонационном скачке дает основание полагать, что и в этом случае имеют место два основных элемента детонационного механизма: периодические двойные отражения и локальные самовоспламенения.

§ 3. Результаты количественного анализа. Совместное применение метода фоторазвертки процесса по времени и следового метода позволяет определить<sup>1</sup> для детонационной волны одного и того же порядка  $n$  как среднюю скорость  $D$  ее распространения вдоль оси  $z$ , так и соответствующий данному порядку  $n$  угол  $\alpha$  втекания потока в окрестность тройной точки  $A$  (фиг.4). По значениям  $D$  и  $\alpha$  вычисляется квадрат числа Маха

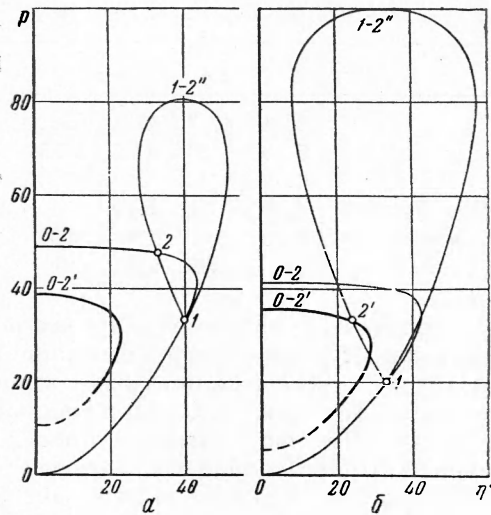
$$M_0^2 = \frac{D^2}{a_0^2 \sin^2 \alpha}$$

а из формулы (1.13) определяется экспериментальное значение безразмерного эффективного энерговыделения  $q$ . В числе исходных данных для расчета механизма детонации стехиометрической водородо-кислородной смеси принимается отношение удельных теплоемкостей  $\gamma = c_p/c_v$  равным 1.4.

На фиг. 8, а, б построены по полученным экспериментальным данным поляры для фронтов тройных конфигураций пульсирующей,  $n = 30$ , и спиновой,  $n = 1$ , детонационных волн<sup>2</sup>. Жирные линии — детонационные поляры, построенные для косого детонационного скачка с переходом потока из состояния  $0$  в состояние  $2'$ ; пунктир указывает участок детонационной поляры, отвечающий мнимым значениям угла втекания (следует из анализа формулы (1.7)). Тонкие линии — поляры для косых ударных скачков с переходом потока из состояния  $0$  в состояние  $2$  и из состояния  $1$  в состояние  $2''$ .

Из построения следует, что действительно в случае пульсирующей детонации (фиг. 8, а) отсутствует решение тройной конфигурации с детонационным сгоранием в косом скачке  $AB$  (фиг. 4). При спиновой же детонации (фиг. 8, б) детонационная поляра  $0-2'$  и ударная поляра  $1-2''$  пересекаются<sup>3</sup>, что свидетельствует о возможности детонационного сгорания смеси в скачке  $EF$  (фиг. 7) спиновой детонационной волны.

В данном случае детонационное горение оказывается теоретически возможным в скачке  $EF$  — плоском между точками  $E$  и  $F$ . Казалось бы,



Фиг. 8, а, б. Решение тройных конфигураций с помощью детонационных и ударных поляр.

а) для пульсирующей детонации с  $n = 30$  (смесь  $2H_2 + O_2$ ;  $p_0 = 760$  мм рт. ст.;  $d = 16$  мм); б) для спиновой детонации (смесь  $2H_2 + O_2$ ;  $p_0 = 45$  мм рт. ст.;  $d = 16$  мм)

<sup>1</sup> Будем называть порядком детонационной волны число  $n$  тангенциальных колебаний газа во фронте детонации. Для пульсирующей детонационной волны число таких колебаний  $n = 1, 2, \dots$  равно числу пульсаций. Для спиновой детонации порядок всегда равен единице [10].

<sup>2</sup> Величина порядка детонационной волны  $n=30$  бралась по числу пульсаций на контуре фронта детонации [10, 11].

<sup>3</sup> Из двух полученных точек пересечения поляры  $1-2''$  с детонационной полярой  $0-2'$  нами принималась за решение тройной конфигурации точка, соответствующая большему изменению давления в скачке.

что именно здесь и можно найти место классическому комплексу из плоского ударного фронта  $EF$  и зоны горения за ним. Однако экспериментально обнаруженная [11] тонкая структура косоугольного детонационного скачка свидетельствует о неустойчивости [12] классического комплекса и в этом случае. Наличие такой тонкой структуры еще в большей степени

говорит о возможности при спиновой детонации детонационного сжигания периодического характера именно в скачке  $EF$ .

Для пульсирующей детонации, как это следует из фиг. 8,а будет иметь место решение тройной конфигурации, если предположить, что фронт  $AB$  является ударным, т. е. воспламенение за ним может иметь место лишь на расстоянии, большем по сравнению с рассматриваемой малой окрестностью тройной точки  $A$ .

Таблица 1  
Параметры газа в волне пульсирующей детонации при  $n = 30$

Смесь  $2H_2 + O_2$ ;  $p_0 = 760$  мм рт. ст.  $d = 16$  мм;  
 $D = 2800$  м/сек,  $\alpha = 56^\circ$ ,  $\gamma = 1.4$

$i$	0	1	2	2''	3	3''
$p$	0	33.4	47.7	47.7	58	68
$\rho$	1	5.13	5.36	6.57	5.55	8.42
$T$	1	6.7	9.1	7.4	10.6	8.1
$M = M_i$	6.57	1.48	0.54	1.13	0.4	3.44
$u_z$ (м/сек)	0	2250	2460	2180	3000	2120
$u_y$ (м/сек)	0	0	1085	415	0	0

Это еще раз указывает на то, что решающую роль в механизме распространения пульсирующей детонации играют столкновения косых ударных скачков, которые повышают вероятность воспламенения смеси в состояниях  $3, 3''$  (см. табл. 1) и являются источниками последующих возмущений. Что же касается также вероятного воспламенения горючей смеси в косом ударном скачке вне малой окрестности тройной точки  $A$ , то это воспламенение, по-видимому, играет меньшую роль в механизме распространения пульсирующей детонации.

Как это видно из рассмотрения скоростей потока  $u_z$  в лабораторной системе координат (табл. 1), характерным свойством асимметричного двойного отражения является значительное ускорение потока от правильного отражения (2120 м/сек в области  $3''$  фиг. 4) к слабому неправильному отражению (3000 м/сек в области 3).

При спиновой детонации «макростолкновений», таких как при пульсирующей детонации, нет, и детонационная волна поддерживается в основном за счет горения пересжатого газа в косом детонационном скачке (см. табл. 2 — состояния  $2' 3'$ ).

Б. В. Войцеховский утверждает [16, 17], что при спиновой детонации происходит непрерывный процесс классического детонационного воспламенения во фронте  $FN$  (фиг. 7), а не в косом детонационном скачке  $EF$ . При этом по [16, 17] горючая смесь подготавливается к воспламенению ударным фронтом  $FG$ .

С целью выяснения возможности детонационного воспламенения смеси во фронтах  $NF$ ,  $KE$  (фиг. 7) и  $AK$  (фиг. 4), расположенных в глубине спиновой и пульсирующих волн детонации, нами, исходя из экспериментально определенных  $M_0$  и  $q$ , были вычислены  $M_1$  по формуле (1.14) и

$$q_1 = q \frac{\rho_1 / \rho_0}{P_1 / P_0} \quad (3.1)$$

Оказалось, что полученные значения  $M_1$  и  $q_1$  не удовлетворяют условию (1.11), т. е. детонационное сгорание смеси во фронтах  $KE$ ,  $FN$

Таблица 2  
Параметры газа в волне спиновой детонации

Смесь  $2H_2 + O_2$ ;  $p_0 = 45$  мм рт. ст.,  
 $d = 16$  мм,  $D = 2200$  м/сек;  $\alpha = 45^\circ$ ;  $\gamma = 1.4$

$i$	0	1	2'	2''	3'
$p$	0	20.2	33.3	33.3	35.8
$\rho$	1	4.71	3.22	6.63	3.36
$T$	1	4.5	10.6	5.2	10.66
$M = M_i$	6,05	2.06	0.68	0.95	0.54

(фиг. 7),  $AK$  (фиг. 4) не может иметь места при зафиксированных экспериментально скоростях детонации  $D$  и углах втекания потока  $\alpha$ , если отсутствуют столкновения изломов и возникновение при этом двойных отражений.

Эти данные не подтверждают предположения [16, 17]. Напротив, они еще раз убеждают в возможности режима сжигания смеси при спиновой детонации в косом детонационном скачке, занимающем участок волны между тройными точками  $E$  и  $F$ .

В действительности явление сложнее, чем описанные здесь газодинамические модели пульсирующей и спиновой детонации, которые дают возможность рассчитать лишь усредненные параметры двумерных процессов.

Так, тройная конфигурация на фиг. 4 ( $t_1$ ) из-за затухания локальных возмущений в течение одного цикла, очевидно, претерпевает, непрерывное изменение углов и связанных с этим параметров в областях  $0, 1, 2, 2''$ . Скачком же изменяется и возобновляется состояние лишь в момент  $t_2 + \Delta t$ .

При спиновой детонации (фиг. 7) ударные фронты  $CE$  и  $FG$  могут быть соответственно расположены под некоторым углом к вертикальному и горизонтальному направлениям, занимать, например, положения  $C'E$  и  $FG'$ . Такими изменениями наклона, взаимосвязанными с разлетом продуктов реакции из косого детонационного скачка, возможно и объясняются экспериментально наблюдаемые переходы одного вида тонкой структуры в другую, наличие или отсутствие всплеск внутри спинового «шнура» и его утоньшение — затухание спиновой детонации.

Чрезвычайно важно также и то, что процесс на самом деле является трехмерным и поверхности разрыва, пересекающиеся со стенками трубы и ограниченные этими стенками, сталкиваются с такими же поверхностями разрыва из соседних участков фронта детонационной волны (схема на фиг. 3).

Все это приводит к тому, что в действительности в детонационной волне в моменты времени  $t_1$  и  $t_3$  имеют место пространственные тройные конфигурации с кусочно-гладкими криволинейными поверхностями разрыва.

Такие тройные конфигурации, сталкиваясь своими косыми ударными скачками в момент  $t_2$  (фиг. 2), приводят, начиная с этого момента  $t_2$ , к возникновению двойных отражений с давлением и температурой в отраженных пространственных скачках, намного превышающими давление и температуру, которые можно вычислить, исходя из двумерной схемы и уравнений (1.9) и (1.10). Однако большие трудности расчета подобных течений заставили нас ограничиться рассмотрением лишь плоского случая.

## II. ПРИРОДА СИСТЕМ ПОЛОС НА ФОТОРАЗВЕРТКАХ ПУЛЬСИРУЮЩЕЙ И СПИНОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

**§ 4. Эксперименты по фоторегистрации детонации.** Известно, что при фоторазвертке детонации на пленку, движущуюся перпендикулярно оси  $z$ , изображение процесса имеет характерную полосатую структуру свечения.

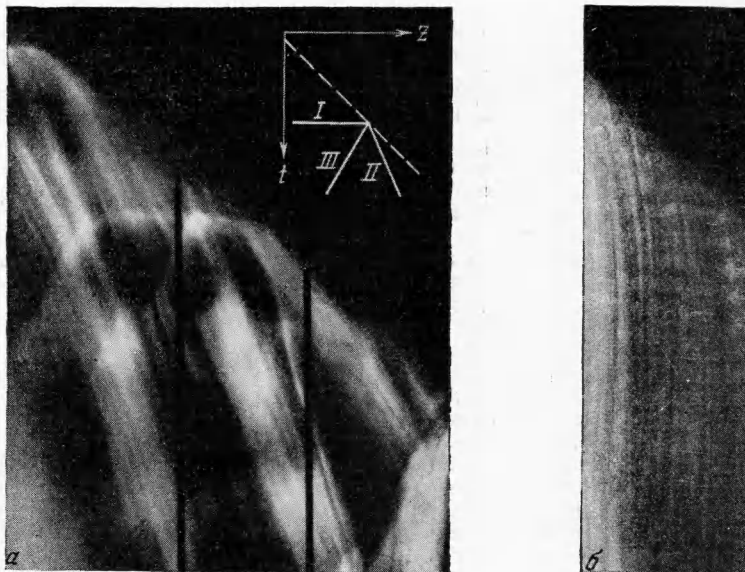
Так как структуры передних фронтов пульсирующей и спиновой детонации различны, то должно быть обнаружено отличие и в свечении продуктов за передними фронтами на фоторазвертках пульсирующей и спиновой детонации.

Действительно, многими исследователями наблюдались структуры, состоящие из трех либо из двух систем полос. Разными авторами признавалась реальной та или другая из этих систем и на основании этого строилась та или иная гипотеза о механизме «спиновой» детонации.

На самом же деле реальными являются структуры как из трех, так и из двух систем полос. Однако первая из них имеет место лишь при пульсирующей, а вторая при спиновой детонации. Это подтвердилось в целом ряде проделанных нами опытов по фоторазвертке детонации смеси  $2H_2 + O_2$  в трубах с одновременным определением типа детонационных волн следовым методом.

Установлено, что на фоторазвертках пульсирующей детонации — фиг. 9,  $a, б$ , особенно с небольшим порядком  $n$ , отчетливо видны так называемые «горизонтальные» полосы  $I$ , наклонные полосы  $II$ , направленные в сторону распространения детонации, и наклонные полосы  $III$ , направленные в сторону, противоположную распространению детонации.

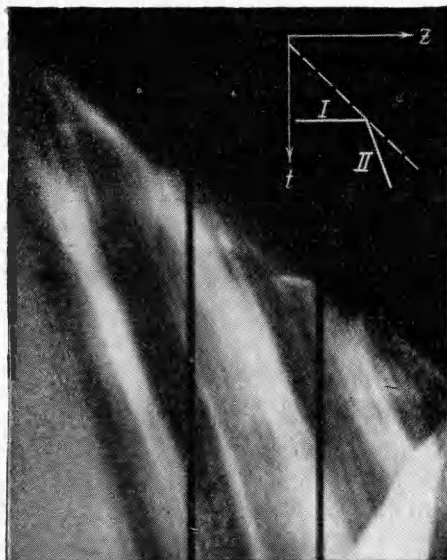
На фоторазвертках спиновой детонации (фиг. 10) имеют место лишь «горизонтальные» полосы *I* и наклонные полосы *II*.



Фиг. 9, а, б — фоторазвертки пульсирующей детонации с уменьшением вдоль оси  $z$ : а — в 1,9 раз, б — в 8,7 раз по сравнению с натурой

Природа полос *II* на фоторазвертках обоих типов детонационных волн очевидна — это полосы от продуктов реакции, неоднородно светящихся из-за дискретной структуры волны детонации и движущихся со скоростью  $u$  за фронтом детонации в направлении оси  $z$ .

Труднее выяснить природу систем полос *I* и *III*. В работе [4] предполагается, что «горизонтальные» полосы на фоторазвертках спиновой детонации получаются из-за существования в продуктах детонации «горизонтальной» же ударной волны, параллельной образующей детонационной трубы. Эта волна вместе с косым детонационным скачком как целое вращается вокруг оси трубы  $z$  и засвечивает продукты.

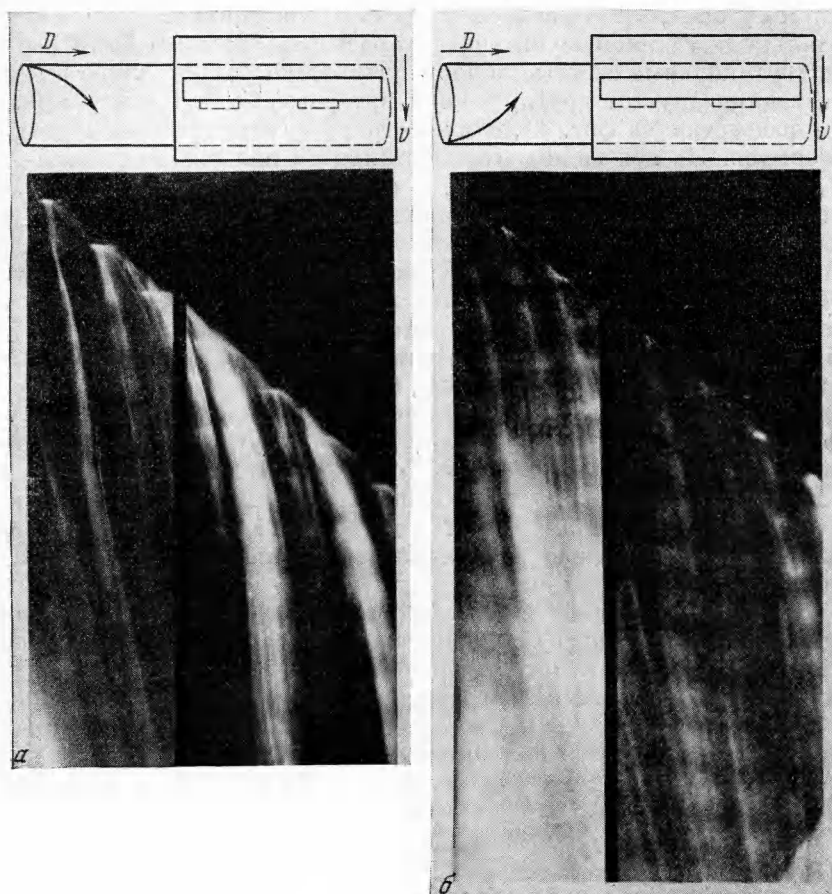


Фиг. 10. Фоторазвертка спиновой детонации с уменьшением вдоль оси  $z$  в 1,9 раз по сравнению с натурой

С целью выяснения, такова ли природа «горизонтальных» полос, нами были проведены опыты, в которых детонационная волна проходила по газовой смеси, находящейся в стеклянной трубе  $\phi 16$  мм, снабженной внутри прерывистыми выступами — ребрами. Выступы были располо-



жеңы вдоль образующей трубы, как это показано на схемах фиг. 11, а, б. Размеры выступов: высота 2 мм; толщина 1 мм; длина вдоль оси z 40 мм; интервалы между выступами 60 мм.



Фиг. 11, а, б — Результаты экспериментов по фоторазвертке спиновой детонации с целью выявления природы «горизонтальных» полос. Направление движения фотоплёнки противоположно направлению стрелки  $v$ , т. е. снизу вверх

Предполагалось, что если в продуктах детонации вне окрестности тройной точки  $F$  (фиг. 7) существует исходящая из этой окрестности «горизонтальная» ударная волна, то эта волна при своем вращении именно после прохождения переднего фронта детонации должна сталкиваться с выступами и при каждом обороте давать от каждого выступа по отраженной волне, более интенсивно засвечивающей газ. В опытах поле зрения для фоторегистрации вырезалось щелью шириной 7 мм и длиной 200 мм, устанавливаемой вдоль образующей трубы непосредственно у самых выступов.

Для получения более контрастного свечения именно отраженных волн щель была расположена с верхней стороны от выступов, чтобы при направлении вращения «горизонтальной» ударной волны по часовой стрелке (указано стрелкой на схеме фиг. 11, а) движение этой волны было противоположно движению снизу вверх пленки фоторегистра. Таким образом, время экспозиции для этой ударной волны было бы меньше, чем время экспозиции для отраженных от выступов волн, направление движения которых противоположно движению «горизонтальной» ударной волны и,

следовательно, должно совпадать с движением пленки фоторегистра. Направление вращения предполагаемой «горизонтальной» ударной волны определялось в каждом опыте следовым методом по направлению вращения косоугольного детонационного скачка.

Таким образом, в случае существования при спиновой детонации «горизонтальной» ударной волны на фоторазвертке должны были бы получиться вертикальные светлые полосы с шириной, равной длине выступов, на расстоянии друг от друга, равном интервалу между выступами.

Фоторазвертка на фиг. 11, а иллюстрирует отрицательный результат таких опытов. На ней видны «горизонтальные» полосы *I*, полосы продуктов *II*, но нет вертикальных полос, т. е. нет периодических отражений от выступов при каждом обороте предполагавшейся «горизонтальной» ударной волны.

На фоторазвертке выделяются наклонные полосы, относящиеся к системе полос *II*. Это более интенсивно засвеченные продукты из-за столкновений с выступами косоугольного детонационного скачка.

**§ 5. Обсуждение результатов экспериментов.** Из полученных экспериментальных данных (см., например, фиг. 11, а) видно, что при спиновой детонации вне рассматриваемой окрестности тройной точки *F* имеет место не «горизонтальная» ударная волна, а скорее угловое колебание газа вокруг оси *z* за фронтом детонации [18, 19, 20, 21]. Колебание возбуждается при спиновой детонации ударной волной *FN* (фиг. 7). Волна *FN* вне пределов окрестности тройной точки *F* быстро затухает до звуковой, и это служит причиной довольно длительного существования колебаний газа за фронтом спиновой детонации.

Направление колебаний неоднородно светящегося газа в различные периоды цикла то совпадает с движением регистрирующей фотопленки, то направлено против этого движения.

Разница в экспозициях в том и другом случае приводит к появлению на фоторегистрациях системы полос *I*. Аналогично ударной волне *FN*, ударная волна *KE* возбуждает звуковые колебания вдоль оси *z* в газе за фронтом детонации.

Для сравнения на фиг. 11, б, приведена фоторазвертка спиновой детонации с направлением вращения косоугольного детонационного скачка против часовой стрелки. Здесь также нет каких-либо неоднородностей в послесвечении детонации, свидетельствующих о существовании «горизонтальной» ударной волны (например, за выступами ударная волна должна бы быть менее интенсивна, чем в интервалах между выступами). Отсутствует также и более интенсивное свечение газа за передним фронтом детонации, такое как на фиг. 11, а, так как столкновение косоугольного детонационного скачка с выступами не находилось в поле зрения фоторегистра.

Из объяснения системы полос *I* для спиновой детонации становится очевидной и природа таких же полос на фоторазвертках пульсирующей детонации. Только причиной колебаний газа в этом случае является не вращательное движение косоугольного детонационного скачка, а встречное движение косых ударных скачков и вспышки горючей смеси после двойных отражений.

Как результат таких вспышек может быть объяснена и система полос *III*. Скорее даже наоборот, — наличие такой системы полос *III* именно на фоторазвертках пульсирующей детонации как раз подтверждает существование вспышек во фронте пульсирующей детонационной волны. Таким образом, каждая из этих полос может рассматриваться как результат распространения детонационной волны от каждой из вспышек, например по аналогии с намного более интенсивной детонацией, наблюдаемой при возникновении детонации.

Следует заметить, что некоторые признаки, характерные для спиновой детонации (наличие тонкой структуры и равенство угла  $\alpha$  примерно 45 градусам) оказываются присущими и пульсирующей детонации вблизи

ее пределов при  $n = 1$ . В этом случае в структуру волны пульсирующей детонации как элементы входят косые детонационные скачки, а механизм детонационного сгорания, очевидно, объясняется периодическим разрушением и возникновением таких детонационных скачков при взаимодействии их друг с другом.

При пульсирующей детонации с  $n=2$  на следовых отпечатках изломов наблюдаются те же признаки, характерные для спиновой детонации, но в этом случае тонкая структура и  $\alpha = 45^\circ$  имеют место лишь на участке цикла перед столкновением изломов. Таким образом, вблизи предела своего существования пульсирующая детонация уже включает элементы структуры волны спиновой детонации. Поэтому оказывается достаточным некоторых случайных отклонений от симметрии распространения изломов по трубе, разрушения одного из изломов, чтобы привести к дальнейшему распространению уже волны спиновой детонации. Действительно, из данных, полученных нами следовым методом, видно, что спиновая детонация всегда возникает из пульсирующей.

Авторы выражают благодарность К. И. Щелкину за обсуждение статьи и ценные указания, признательность К. Е. Губкину и П. Ф. Короткову за сделанные ими замечания и Ю. В. Звонареву, Г. И. Филатову и Б. П. Воллину за участие в некоторых экспериментах.

Поступила  
20 I 1960

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б. К теории распространения детонации в газообразных системах, ЖЭТФ, 1940, 10, 542.
2. Зельдович Я. Б. Теория горения и детонации газов, АН СССР, 1944.
3. Döring W. Über den Detonationsvorgang in Gasen, Annalen der Physik, 1943, 43, 421.
4. Щелкин К. И. Быстрое горение и спиновая детонация газов, Военное издательство Министерства вооруженных сил СССР, М., 1949.
5. Щелкин К. И. К теории детонационного спина, ДАН СССР, 1945, 47, 501.
6. Зельдович Я. Б. К теории детонационного спина, ДАН СССР, 1946, 52, 147.
7. Трошин Я. К., Щелкин К. И. О спине у пределов газовой детонации, Изв. АН СССР, ОТН, 1957, № 8, 142.
8. Зельдович Я. Б., Компанец А. С. Теория детонации. М., 1955.
9. Дубовик А. С., Чурбаков А. И. Высокоскоростной фоторегистратор непрерывного действия ЖФР, Оптико-механическая промышленность, 1959, № 1.
10. Денисов Ю. Н., Трошин Я. К. Структура газовой детонации в трубах, ЖТФ, 1960, 30, 450.
11. Денисов Ю. Н., Трошин Я. К. Пульсирующая и спиновая детонация газовых смесей в трубах, ДАН СССР, 1959, 125, 110.
12. Щелкин К. И. Два случая неустойчивого горения, ЖЭТФ, 1959, 36, 600.
13. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., 1954.
14. Дейч М. Е. Техническая газодинамика, Госэнергоиздат, М.—Л., 1953.
15. Курант Г., Фридрихс К. Сверхзвуковое течение и ударные волны, И. Л., 1950.
16. Войцеховский Б. В. О спиновой детонации, ДАН СССР, 1957, 114, № 4.
17. Войцеховский Б. В. Исследование структуры фронта спиновой детонации, Тр. МФТИ, 1958, вып. 2, Оборонгиз.
18. Manson N. Propagation des detonations et des deflagrations dans les melanges gazeux, L'Office National d'Etudes et des Recherches Aeronautiques, Paris, 1947.
19. Fay J. A. A mechanical theory of spining detonation, J. Chemical Physics, vol. 20, No 6, 1952.
20. Toennies J. P. und Wagner H. G. Photographische Untersuchungen an spinnenden Kohlenoxyd-Sauerstoff-Detonationen, Zeitschrift für Elektrochemie, Berichte der Bunsengesellschaft für physikalische Chemie, 1955, 59, No 1.
21. Солоухин Р. И., Топчийн М. Е. Исследование шлейфа спиновой детонации, ДАН СССР, 1959, 127, 772.