

03

©1992 г.

## НОВЫЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ СИНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС — ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЕ ГЛИССИРОВАНИЕ ПУЛЬСАЦИЙ В ОТРАЖЕННЫХ СКАЧКАХ УПЛОТНЕНИЯ

Ю.Н. Денисов, Ф.Н. Любченко

Экспериментально исследуется методами следографии и щелевой фоторазвертки во времени обнаруженный в отраженных скачках уплотнения в газах сверхзвуковой синергетический процесс — газодинамическое глиссирование пульсаций на поверхности этих скачков. Получены следограммы таких пульсаций в случаях столкновений и отражений плоских и цилиндрических скачков уплотнения в детонирующих стехиометрических газовых смесях с начальными давлениями в интервале 50...1200 гПа. Микрофотометрированием следограмм получены данные о радиальных распределениях поперечного и радиального масштабов пульсаций, их зависимостях от начального давления смеси. Выявлены внутренние структуры траекторных следов глиссирующих пульсаций, рассмотрен предлагаемый механизм процесса и выполнен его расчет методом ударных поляр.

### Постановка задачи

С появлением дисциплины “синергетика” [1] стало ясно, что обнаруженные в [2–4] пространственно-временные пульсации в детонационных волнах следует рассматривать как сверхзвуковые синергетические процессы (см., например, [5,6]). Пульсирующее распространение детонационных волн подразделяется [7] на процессы со столкновениями трехударных конфигураций (структура из ромбовидных ячеек) и периодические процессы внутри поперечного фронта ядра спиновой детонации (тонкая структура, например “спин в спине”). С частотой, на порядок большей, чем в тонкой структуре поперечного фронта, возникают пульсации в косом фронте такого ядра (сверхтонкая структура детонации [8]). Эти “сверхтонкие” пульсации выявляются на следограммах столкновений волн спиновой детонации  $D$  с заведомо плоской ударной волной  $D_{уд.в}$  (рис. 1,а, схема на рис. 1,б).

В результате таких столкновений на следограмме отпечатываются неоднородности переднего фронта косога скачка  $ad$  ядра спиновой детонации, свидетельствующие о наличии в этом фронте периодических пульсаций  $d'$  с поперечным размером  $\delta y \approx 0.2$  мм (рис. 1,в). Траектории

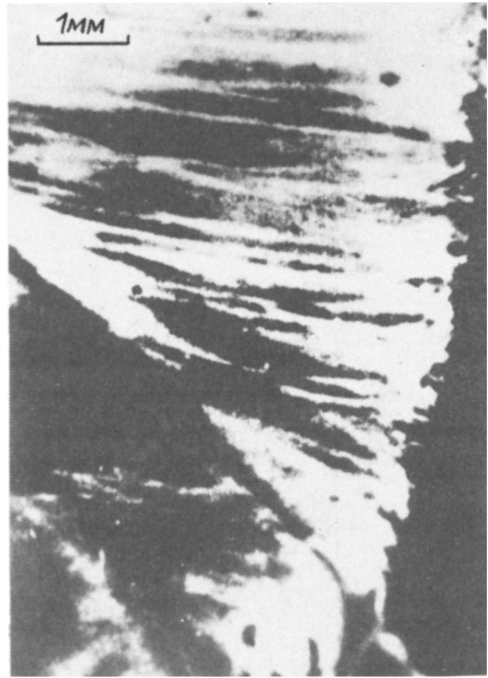


Рис. 1. Сверхзвуковые синергетические структуры — глсссирующие пульсации в плоских случаях в смеси  $2\text{H}_2/\text{O}_2$  в трубах (внутренний диаметр  $\text{Ø}$  16 мм).

а — следограмма сверхтонкой структуры косо го скачка уплотнения спиновой детонации (негатив), начальное давление смеси  $P_0 = 106$  гПа; б — схема следограммы (1 — увеличенный участок следограммы, 2 — схема построенной по следограмме структуры фронта глсссирующих пульсаций; в — следограмма двух столкнувшихся друг с другом детонационных волн,  $p_0 = 660$  гПа (1 — схема характерного отпечатка глсссирующей пульсации).

этих пульсаций типа  $a'd'$  в области косо го фронта спиновой детонации (рис. 1, а, б) свидетельствуют, что пульсации возникают на передней границе детонационной волны и движутся по этой же границе относительно тройной точки от  $a$  к  $d$ .

В отличие от структуры из ромбовидных ячеистых траекторий  $\Delta x - \Delta y$  пульсирующей детонации (рис. 1, в) следы  $a'd'$  являются растянутыми и почти не пересекаются друг с другом. При этом они обращены друг к другу попарно выпуклостями к выпуклостям и вогнутостями к вогнутостям, что свидетельствует о газодинамическом глсссировании образующих такие следы пульсаций [7].

Аналогичные следы видны (рис. 1, в, 1) и на следограммах столкновений в трубах по линии  $NN$  двух встречных “плоских” детонационных волн  $D - D$ . Здесь сверхтонкая структура проявляется в наложении следов мелкомасштабных (типа  $a'd'$  на рис. 1, б) глсссирующих пульсаций  $\delta x - \delta y$  на следы ранее отпечатавшихся ромбовидных ячеек пульсирующих детонационных волн с продольным  $\Delta x$  и поперечным  $\Delta y$  шагами. Можно предположить, что пульсации  $\delta x - \delta y$  образуются из-за остаточного реагирования среды в возникающих в отраженных скачках уплотнения  $D' - D'$  неустойчивостях — симметричных несталкивающихся друг с другом маховских конфигурациях.

Однако такое предположение в плоском случае недостаточно убедительно из-за того, что появление на следограммах в отраженных скачках  $D' - D'$  неоднородностей  $\delta x - \delta y$  возможно из-за существования в сталкивающихся волнах  $D - D$  пульсаций  $\Delta x - \Delta y$ , наличие которых приводит к неоднородности источника отраженных скачков  $D' - D'$  — изломанной линии  $NN$ , т.е. существованию “памяти” о предыстории процесса. Кроме того, коллинеарность следов неоднородностей в сталкивающихся волнах

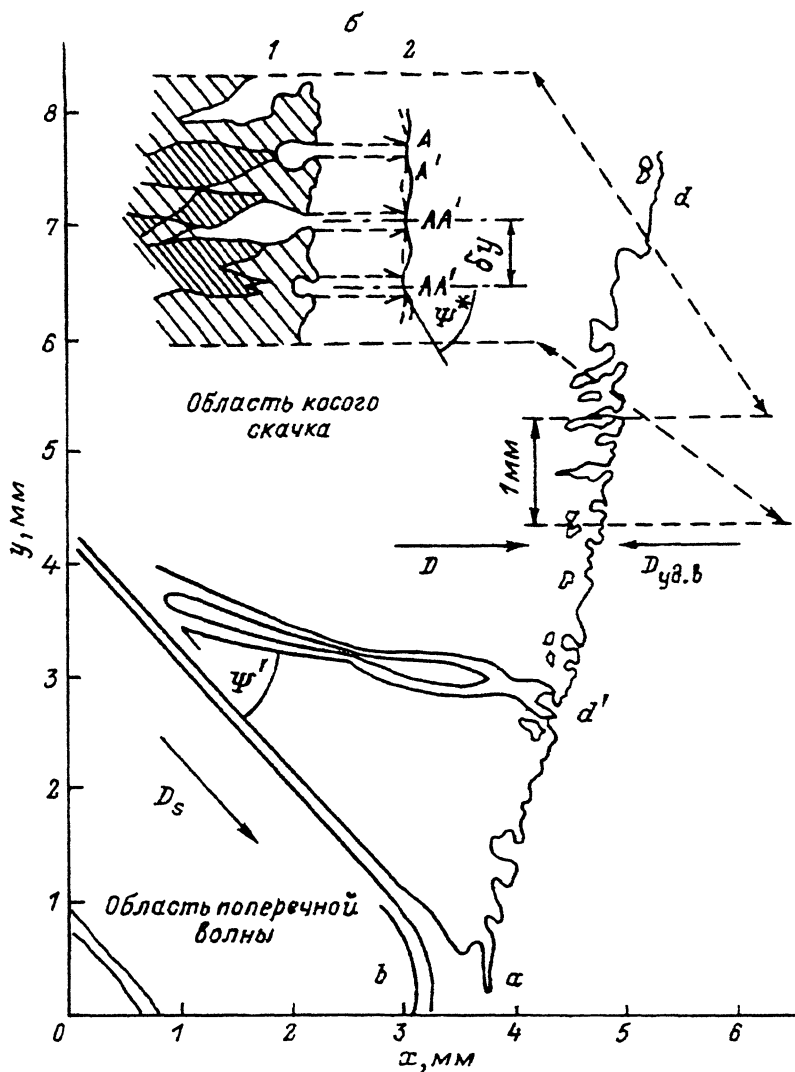


Рис. 1. (продолжение).

$D - D$  и отраженных  $D' - D'$  затрудняет распознавание следов пульсаций  $\delta x - \delta y$ .

В данной работе такие затруднения устранены тем, что эксперименты по получению следов пульсаций  $\delta x - \delta y$  в отраженных скачках уплотнения выполнены в условиях цилиндрически сходящейся геометрии детонационного канала (цилиндрический случай). При этом учитывалось, что в отличие от плоского случая с прямолинейно вдоль оси  $x$  направленными пульсациями  $\delta x - \delta y$  цилиндрическая детонация, как известно, оставляет след в виде двух взаимно пересекающихся семейств логарифмических спиралей. Поэтому наличие на следограммах в цилиндрическом случае радиально-прямолинейно направленных следов, резко отличающихся от следов в виде взаимно пересекающихся логарифмических спиралей, должно служить подтверждением существования  $\delta r - \delta \varphi$  — пульсаций в

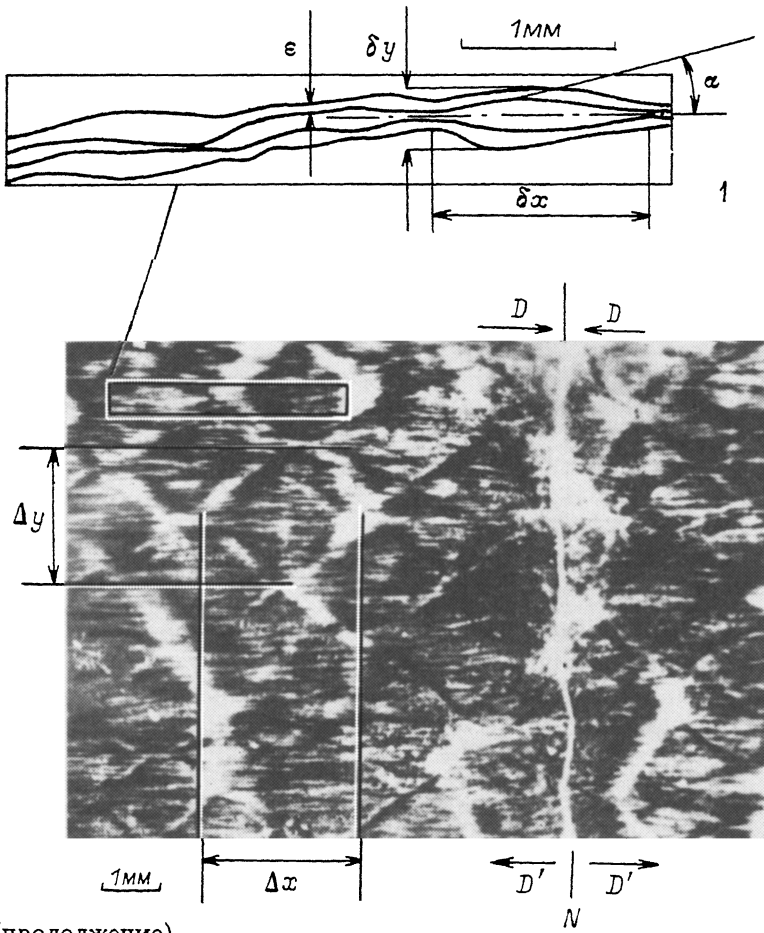


Рис. 1. (продолжение).

цилиндрическом, а следовательно, и  $\delta x - \delta y$  — пульсаций в плоском случае.

Исследованию такого синергетического процесса — газодинамического глассирования пульсаций в отраженных скачках уплотнения в цилиндрическом случае, выявлению его особенностей и интервалов параметров, в которых этот процесс осуществляется, посвящена данная работа.

**Экспериментальная установка**

Цилиндрическое схождение волн газовой детонации производилось в осесимметричном детонационном канале с конусной вставкой и круглой дискообразной рабочей полостью, описанном в [9]. Использувавшееся в данной работе устройство [10] было изготовлено в виде конусной упроченной камеры 1 (рис. 2), внутри которой коаксиально по  $O - O'$  установлена конусная вставка 4 так, что между ними образуется зазор 2. Этот зазор по всей длине камеры 1 имеет ширину  $\tau_1 = 10\text{mm}$ , фиксируемую с



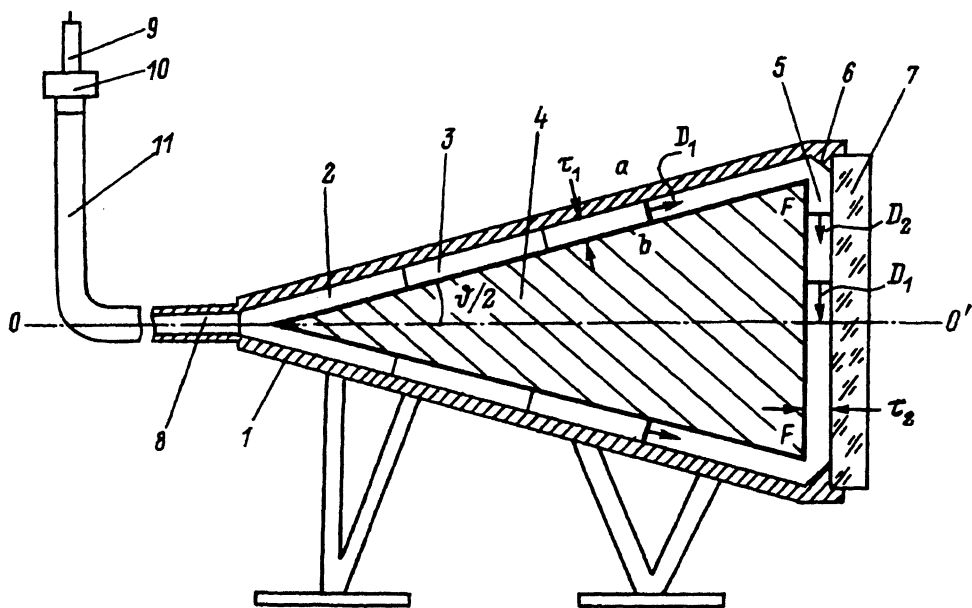


Рис. 2. Детонационный канал для формирования сходящейся цилиндрической детонации.

помощью ребер крепления 3. К вершине камеры 1 пристыкована одним своим концом формирующая детонационная трубка 11, другой конец которой сообщен с камерой поджига 10, снабженной свечой 9 типа А17-ДВ.

Для предотвращения разрушения детонационной волны при ее переходе из трубки 8 в зазор 2 углы раскрытия конусных камеры 1 и вставки 4 выполнены равными  $\vartheta = 20^\circ$ , т.е. существенно меньшими входного угла ячейки ромбовидной структуры газовой детонации, а также удовлетворяющими условию

$$\operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2} \leq c/D, \quad (1)$$

где  $c$  — скорость звука в невозмущенной среде.

В торце камеры 1 по окружности ее среза установлен аналогично [9] кольцевой клиновидный уступ отражения 6 и герметично закреплено плексигласовое окно 7. Торцевая поверхность конусной вставки 4 и внутренняя сторона окна 7 образуют цилиндрическую рабочую камеру в виде круглой дискообразной полости 5 диаметром 110 мм, шириной, варьируемой в интервале  $\tau_2 = 1 \dots 10$  мм. Через окно этой полости производилась скоростная фоторазвертка процесса цилиндрического схождения детонации и отражения скачков уплотнения. При этом оптическая щель ориентировалась строго по диаметру полости. Кроме того, торцы полости использовались для следографирования.

Исходная смесь готовилась последовательным напуском компонентов до требуемых парциальных давлений в предварительно вакуумированный до 1 Па смеситель. Для равномерного смешения смесь выдерживалась в смесителе в течение одних суток до начала эксперимента.

Взрывчатая смесь поджигалась от свечи 9 электрическим импульсом 18 кВ длительностью 10 мкс в камере поджига 10. После перехода горения в детонацию в трубе 8 детонационная волна со скоростью  $D_1$  падает

на вершину конусной вставки 4 и начинает распространяться в конусном зазоре 2. При выполнении условия (1) возмущения детонационной волны минимальны, и поэтому падающую детонационную волну можно считать кольцевой, симметричной оси  $O - O'$  и, следовательно, приходящей к кромке  $F$  конусной вставки 4 одновременно по всей окружности ее торца.

В зависимости от варьируемой ширины  $\tau_2$  дискообразной полости осуществлялись процессы с одиночными (при  $\tau_2 \leq \tau_1/3$ ) либо каскадными столкновениями (при  $\tau_2 \simeq \tau_1$ ), обусловленными образованием двух последовательных цилиндрических скачков уплотнения при дифракции и отражении краев детонационного фронта  $ab$ :  $b$  — на кромке  $F$  конусной вставки и отражения края  $a$  этого фронта от кольцевого клиновидного уступа  $b$ . Торообразная детонация, возникающая после дифракции края  $b$  на кромке  $F$ , расширяется на весь зазор  $\tau_2$  и при взаимодействии со стенкой окна 7 формируется цилиндрическая детонационная волна, имеющая скорость  $D_1$ . Отражение от клиновидного уступа  $b$  другого края  $a$  детонационного фронта  $ab$  преобразует его в цилиндрический скачок уплотнения, следующий со скоростью  $D_2$  за цилиндрической детонацией  $D_1$  на радиальном расстоянии, определяемом с учетом условия (1) как

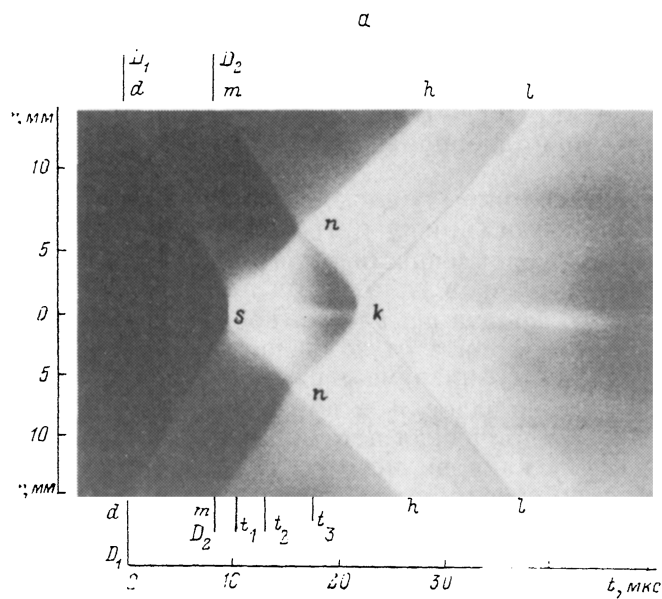
$$l = \tau_2 \left( \operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2} + \operatorname{cosec} \frac{\vartheta}{2} \right) + (D_1 - D_2)t. \quad (2)$$

### Экспериментальные результаты

В результате схождения создаваемой таким образом двойной детонации  $D_1 - D_2$  к оси  $O - O'$  дискообразной полости 5 получался показанный на фоторазвертке (рис. 3,а) каскад из трех столкновений и отражений скачков уплотнения [11,12]: в точке схождения цилиндрической детонации  $s$ , на кольцевой линии столкновения  $nn$  цилиндрических скачков уплотнения  $snn$  и  $mntn$  и в точке схождения  $k$  отраженных скачков уплотнения  $nnk$ . Такие схождения — столкновения скачков как бы свертывали извилистую линию столкновения волны  $NN$  (рис. 1,е) из плоского случая в точки столкновений  $s$  и  $k$ , откуда начинаются отражения цилиндрических скачков уплотнения  $snnhh$  и  $kll$  со “стертой” памятью о предыдущей истории процесса в сходящихся скачках  $dds$  и  $mntnk$ .

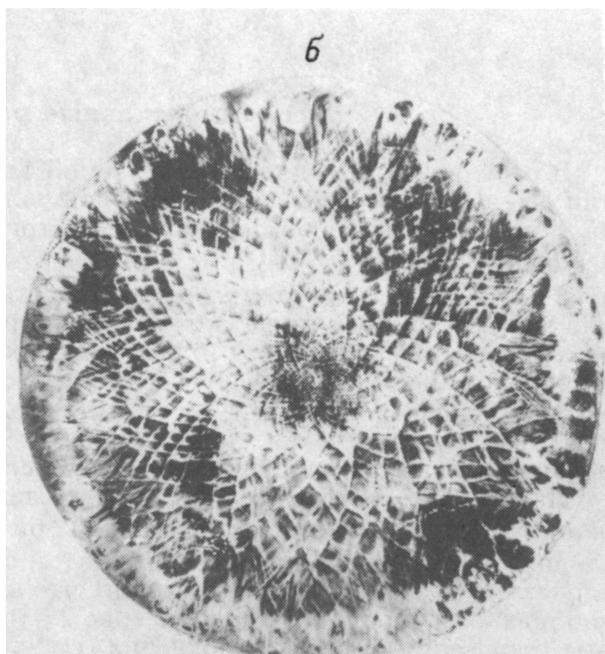
Данные фоторазвертки (рис. 3,а) и следографирования цилиндрических сходящихся детонационных волн (рис. 3,б,в), полученные для различных начальных давлений взрывчатой смеси, варьировавшихся в интервале  $p_0 = 50 \dots 1200$  гПа, показали, что при изменениях ширины  $\tau_2$  дискообразной полости от 1 до примерно 2.5 мм наблюдаются лишь одиночные отражения скачков уплотнения (см. таблицу и рис. 3,б) со взаимно пересекающимися следами логарифмических спиралей известных пульсирующих ромбовидных сверхзвуковых синергетических структур, а при  $\tau_2 \simeq 3 \dots 10$  мм происходят каскадные отражения с образованием новых сверхзвуковых синергетических структур глассирующего типа (рис. 3,в).

Из этих следограмм видно, что при каскадных отражениях подобно плоскому случаю (рис. 1,е) происходит наложение прямолинейных радиальных следов 1 (рис. 3,в) на отпечатавшиеся перед этим следы из перекрещивающихся логарифмических спиралей 2. Видно, что эти следы в



**Рис. 3.** Сверхзвуковые синергетические структуры — глассирующие пульсации в цилиндрическом случае в смеси  $C_2H_2/2.5O_2$  ( $r_2 = 9$  мм).

a — щелевая фоторазвертка при  $p_0 = 800$  гПа; б, в — следограммы при  $p_0 = 50$  и  $500$  гПа.



**Рис. 3.** (продолжение).

отличие от плоского случая действительно неколлинеарны друг другу и поэтому радиальные следы глассирующих пульсаций 1 ( $\delta r - \delta \varphi$  в цилиндрическом случае четко отличимы от предшествующих им по времени следов 2  $\Delta r - \Delta \varphi$  цилиндрической пульсирующей детонации.

То, что радиальные следы глассирующих пульсаций  $\delta r - \delta \varphi$ , как это видно из следограмм, пересекают образующиеся при столкновении волн двойной детонации друг с другом кольцевые отпечатки  $nn$ , позволяет

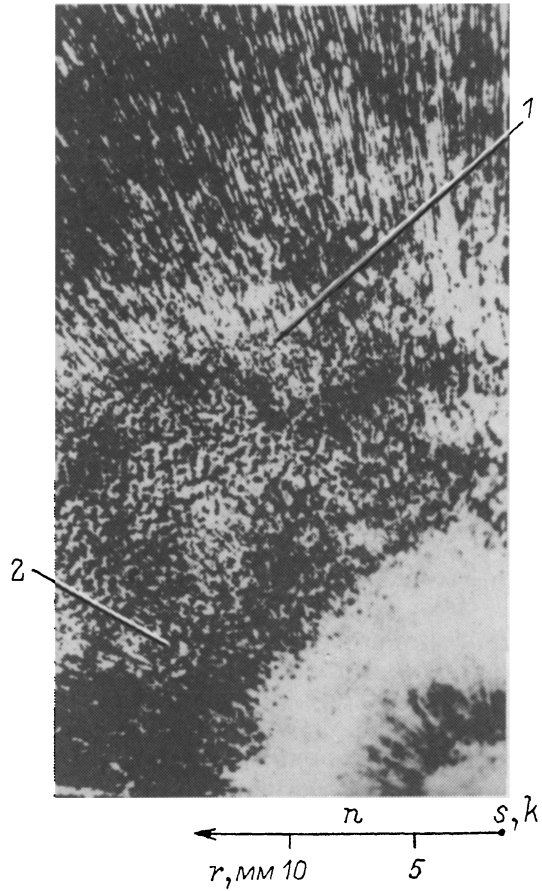


Рис. 3. (продолжение).

судить, что глассирование пульсаций происходит именно в скачке  $kl$ , так как только он пересекает кольцевой отпечаток  $\pi n$  после момента его образования (рис. 3,а).

По мере изменения от эксперимента к эксперименту начального давления  $p_0$  в режимах каскадных отражений на следограммах рис. 3,в наблюдались неустойчивости глассирующего типа лишь в интервале изменений начальных давлений  $p_0 = 125 \dots 800$  гПа. Ниже этого интервала на следограммах регистрируется цилиндрическая пульсирующая детонация (рис. 3,б), а свыше  $p_0 \approx 800$  гПа — радиально расходящиеся сильные возмущения без признаков глассирования пульсаций  $\delta r - \delta \varphi$  или ячеистых ромбовидных структур  $\Delta r - \Delta \varphi$ . Внутри же этого интервала  $p_0$  регистрируются отпечатки радиальных полос с резко выгравированными границами глассирующих пульсаций — градиентными кантами шириной  $\varepsilon$  (аналогичными рис. 1,в,1).

Для определения условий, в которых осуществляется процесс газодинамического глассирования пульсаций, по фоторазверткам типа показанной на рис. 3,а построены ее схема (рис. 4,а) и графики изменения скоростей в каскаде из трех последовательных отражений скачков уплот-

$p_0 = 0.4 \cdot 10^5 \text{ Па}$			$r_2 = 10 \text{ мм}$		
$r_2, \text{ мм}$	Одиночные	Каскадные	$p_0, 10^5 \text{ Па}$	Одиночные	Каскадные
10	—	+	0.05	+	—
9	—	+	0.1	+	—
8	—	+	0.15	+	—
7	—	+	0.2	—	+
6	—	+	0.3	—	+
5	—	+	0.4	—	+
4	—	+	0.5	—	+
3	—	+	0.6	—	+
2.5	+	—	0.7	—	+
2	+	—	0.8	—	+
1.5	+	—	0.9	—	+
1.5	+	—	0.9	—	+
1	+	—	1.0	—	+

П р и м е ч а н и е. + — состоявшиеся события, — — несостоявшиеся.

нения “тройной” взрыв [10]) в моменты времени  $t_1, t_2, t_3$  (рис. 4, б, в). Здесь обозначения индексов параметров за каждым из скачков соответственно указаны на схеме фоторазвертки рис. 4, а. На рис. 4, в показаны экспериментальные зависимости скоростей скачков уплотнения в каскаде от начального давления  $p_0$  смеси  $\text{C}_2\text{H}_2/2.5\text{O}_2$ , из которых видно увеличение скоростей всех скачков уплотнения с повышением начального давления смеси.

Расчеты термодинамических параметров среды в последовательных фазах каскадного тройного взрыва показали, что в результате каскадных столкновений в скачке  $kll$  в интервале начальных давлений, соответствующем процессу глиссирования пульсаций ( $p_0 = 125 \dots 800 \text{ гПа}$ ), достигнуты параметры  $p_4 = 100 \dots 700 \cdot 10^5 \text{ Па}$ ;  $T_4 = 2300 \dots 7200 \text{ К}$ ;  $\rho_4 = 8 \dots 34 \text{ кг/м}^3$ ;  $c_4 = 1360 \dots 1640 \text{ м/с}$ ;  $M_4 \approx 1.34$ .

### Параметры и особенности процесса газодинамического глиссирования пульсаций в цилиндрическом случае

Микрофотометрирование следограмм глиссирующих пульсаций на рис. 3, в в радиальном и азимутальном направлениях на различных расстояниях  $r$  от места из возникновения в точке  $k$  показало, что при  $p_0 = 350 \dots 700 \text{ гПа}$  величина  $\delta r$  изменяется слабо, а зависимость поперечного размера пульсаций  $\delta\varphi(r) \approx \delta y(r)$  характеризуется S-образными кривыми (рис. 5, а). При  $p_0 = 800 \text{ гПа}$  резко возрастает величина  $\delta r$  при почти неизменном  $\delta y$ . Зависит от  $p_0$  угол глиссирования  $\alpha$  (рис. 1, в), который для смеси  $\text{C}_2\text{H}_2/2.5\text{O}_2$  менялся в пределах от  $11^\circ$  до  $8^\circ$  при  $350 \dots 500 \text{ гПа}$ , от  $6^\circ$  до  $8^\circ$  при  $700 \text{ гПа}$  и до  $1^\circ$  при  $800 \text{ гПа}$ , и ширина  $\varepsilon$  градиентного канта пульсаций, равная для той же смеси  $0.1 \text{ мм}$  при  $350 \text{ гПа}$  и  $0.05 \text{ мм}$  при  $700 \text{ гПа}$ .

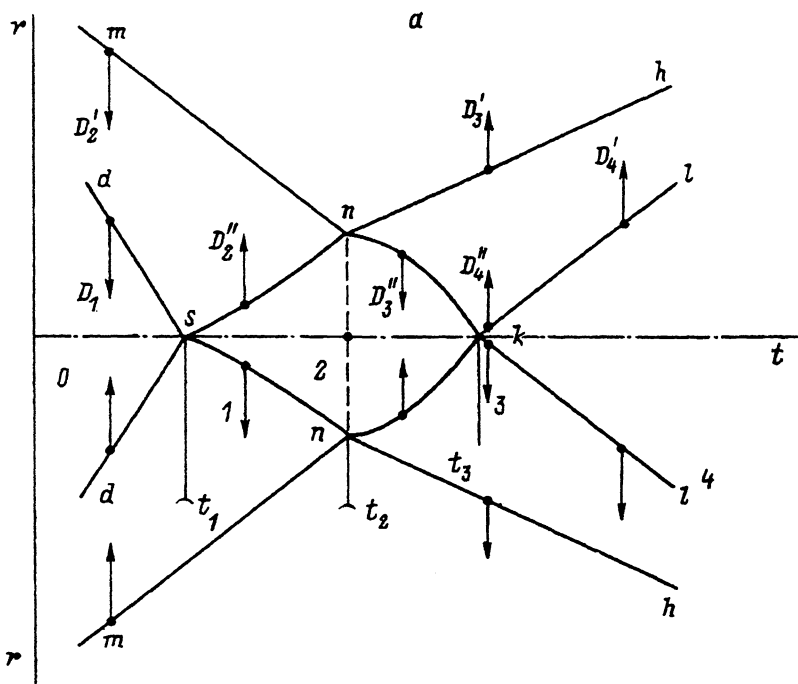


Рис. 4. Результаты расчета скоростей скачков уплотнения по фоторазвертке на рис. 3, а.

а — схема фоторазвертки с обозначениями скоростей  $D_i$  ( $i = 1 \dots 4$ ), 0-4 — стадии взаимодействия цилиндрических детонационных волн; б — графики изменения во времени  $t$  значений скоростей  $D_i$  при различных  $p_0$ ; 1 — 300, 2 — 700, 3 — 1200 гПа; в — зависимости значений скоростей скачков уплотнения от  $p_0$  при их каскадном отражении.

Пример микрофотограмм (рис. 5, б) для  $p_0 = 350$  и 700 гПа приведен для одного и того же расстояния от точки  $k$  столкновения скачков уплотнения, равного  $r = 35$  мм. Видно резкое различие в поперечных размерах пульсаций, измеряемых как  $\delta y = 0.25$  и 0.16 мм соответственно.

На схеме рис. 1, а, 1 увеличенного участка следограммы показан наиболее характерный отпечаток траектории одной глассирующей пульсации в плоском случае. Отпечаток имеет следующие особенности: градиентный кант — выгравированный след каждой из двух границ пульсации — извилистая полоса шириной  $\epsilon$ , причем два канта очерчивают траекторию движения одной пульсации со скоростью  $D'$  и характеризуют границы ее распространения; поперечный и продольный шаги  $\delta y$  и  $\delta x$  пульсации; угол глассирования  $\alpha$  — максимальный угол между направлением оси  $x$  (направлением распространения скачка уплотнения) и направлением градиентного канта пульсации.

Схемы увеличенных участков следограмм в цилиндрическом случае (рис. 5, в) свидетельствуют о разнообразии отпечатков траекторных следов глассирующих пульсаций и их внутренней структуры. В месте возникновения газодинамического глассирования пульсаций — остановившейся среде в окрестности точки столкновения  $k$  регистрируются пузрырьковые следы (рис. 5, в, 1), с удалением от  $k$  превращающиеся в овальные, а затем в пульсации типа  $\delta r - \delta \varphi$ . Крестом на рис. 5, в отмечен центр  $O - O'$  дискообразной полости  $\delta$  детонационного канала (рис. 2).

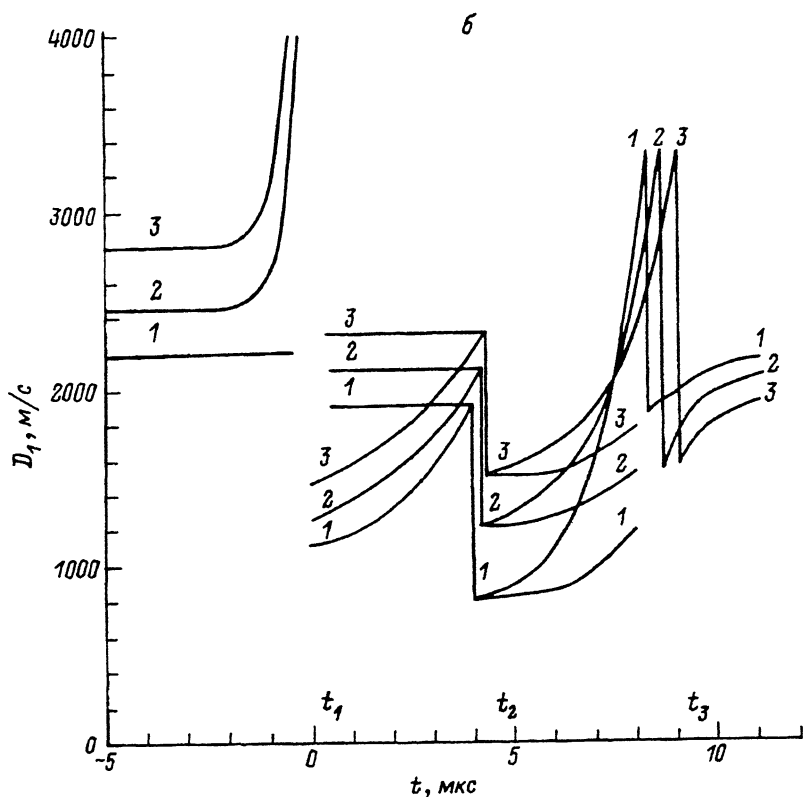


Рис. 4. (продолжение).

### Предполагаемые механизмы газодинамического гליссирования пульсаций

Из схемы увеличенного изображения следограммы сверхтонкой структуры детонации (рис. 1, б, 1) следует, что отпечаток переднего фронта глиссирующих пульсаций состоит из периодически чередующихся углублений и выпуклостей. По этому отпечатку можно представить взаимное расположение скачков уплотнения в газодинамической структуре глиссирующих пульсаций, а по вытянутому извилистым траекториям — механизм их распространения преимущественно без взаимных столкновений маховских конфигураций  $AA'$ ,  $AA'$ , ...,  $AA'$  (рис. 1, б, 2).

Каждая из образующихся при таком распространении следовых полос с внутренними неустойчивостями подобна выпрямленному на плоскости шнуру спиновой детонации, но с симметричными условиями на обеих границах этого шнура. При распространении глиссирующих пульсаций границы этого шнура (канта) то сближаются, то расходятся под углом глиссирования  $\alpha$ .

Такие эффекты глиссирования можно объяснить выполнением условия существования нерегулярного маховского отражения для угла наклона косога скачка уплотнения к плоскости симметрии между кантами

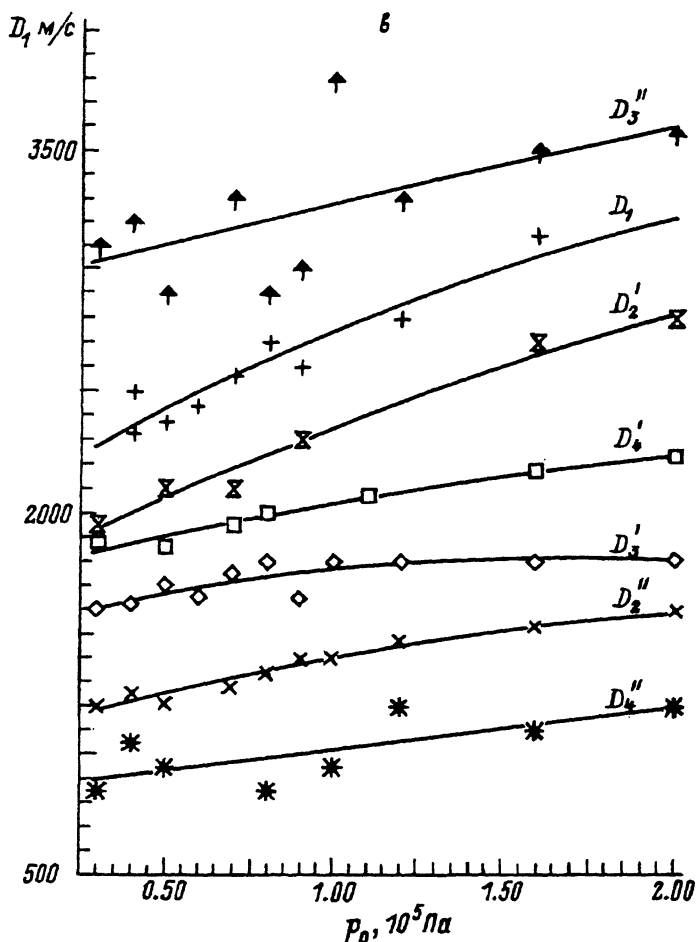


Рис. 4. (продолжение).

(рис. 1, б, 2)

$$\Psi^* = \text{arccctg} \left[ \frac{\gamma_2 + 1}{2} \frac{\rho_0}{\rho_2} \left( 1 - \frac{\rho_0}{\rho_2} \right) \right]^{1/2}, \quad (3)$$

где  $\rho_2$ ,  $\gamma_2$  — соответственно плотность и показатель адиабаты газа в потоке за косым скачком [13].

При этом происходит сближение градиентных кантов пульсации друг с другом, достижение углом наклона косого скачка величины  $\Psi^*$  с восстановлением параметров нерегулярного маховского отражения и последующим расхождением градиентных кантов с некоторым удалением от плоскости симметрии между ними. Схема течения в окрестности одного из кантов — тройной точки  $a$  показана на рис. 6, а в соответствии с расчетной моделью из [7].

Экспериментальные значения углов глиссирования  $\alpha$  (рис. 6, б) определялись из следограмм в диапазоне начальных давлений  $p_0 = 125 \dots 800$  гПа через каждые  $\Delta p \approx 50$  гПа. Наряду с этим рассчитывался угол глиссирования  $\alpha_{\min}$  как предельный угол, при котором угол  $\omega$  становится равным нулю. Результаты такого расчета для  $\alpha_{\min}$  даны



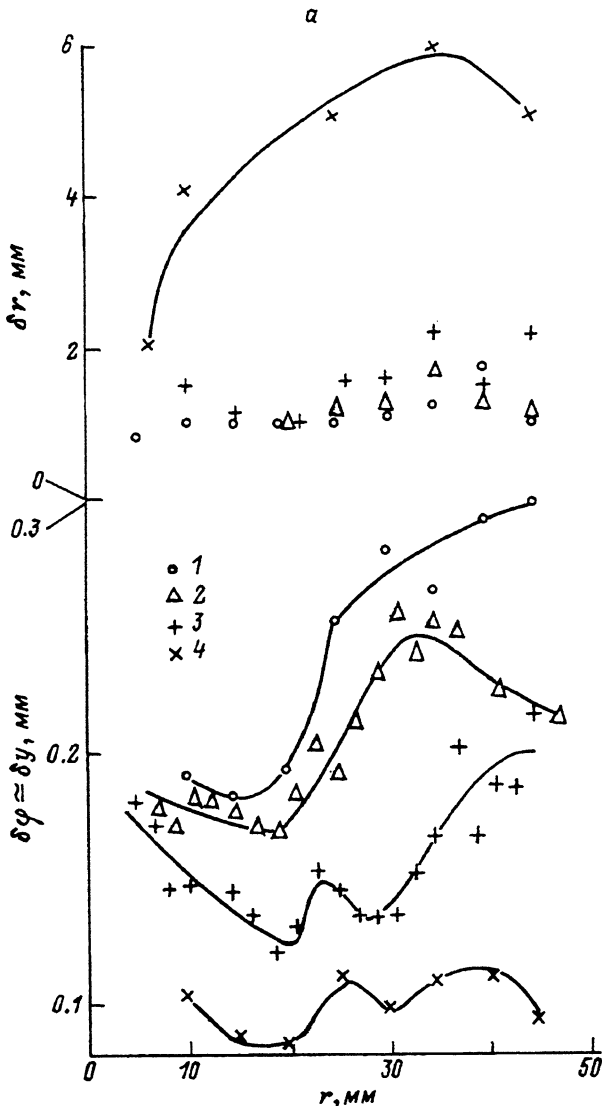


Рис. 5. Результаты микрофотометрии радиальных полос 1 на следограмме рис. 3, а и схемы их увеличенных внутренних структур.

а — зависимости продольных  $\Delta r$  и поперечных  $\Delta \varphi \approx \Delta y$  шагов глissирующих пульсаций от  $r$  при  $p_0 = 350$ (1); 470(2); 700(3); 800 гПа (4); б — примеры микрофотометрии участков следограмм при  $r = 35$  мм: 1 —  $p_0 = 350$  гПа,  $\Delta y = 0.26$  мм; 2 —  $p_0 = 700$  гПа,  $\Delta y = 0.16$  мм; 3 — стадии газодинамического глissирования пульсаций: 1 — зародышевое образование; 2 — веретенообразные; 3 — витые; 4 — цепочечные; 5, 6 — лавинные ветвления.

на рис. 6, б. Там же представлена зависимость критического угла  $\beta$  от начальных условий.

Из рис. 6, б видно, что при  $p_0 \approx 250$  гПа расчетный угол  $\omega$  становится меньшим нуля, т.е. угол глissирования  $\alpha < \alpha_{\min}$ . Тем не менее в экспериментах продолжают регистрироваться следограммы глissирующих пульсаций, показывающие, что в среде продолжает существовать структура скачков уплотнения типа показанной на рис. 6, а.

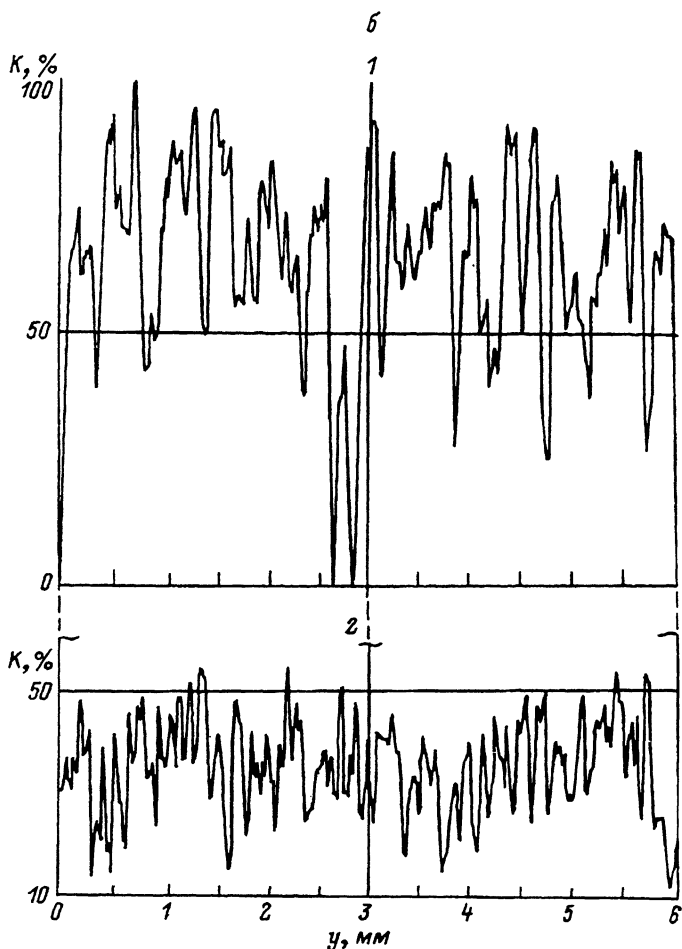


Рис. 5. (продолжение).

Для исследования такого случая методом построения ударных поляр производился расчет тройной маховской конфигурации при  $p_0 > 250$  гПа и при  $p_0 < 250$  гПа. Результаты расчетов как зависимости  $\Delta\eta = |\eta_0 - \eta_p|$  от начальных условий даны на рис. 6, б, где  $\eta_0$  — начальная точка построения поляры [7],  $\eta_p$  — точки, характеризующие решения.

Решения разбиваются на три области (рис. 6, б): 1 —  $p_0 \approx 100 \dots 250$ , 2 —  $250 \dots 300$ , 3 —  $> 300$  гПа. В этих областях решения ведут себя следующим образом: в области 1 решение существует, в области 2 решение отсутствует, в области 3 имеется решение уравнений поляр, но только для отрицательных значений  $\Delta\eta$ , т.е.  $\eta_p > \eta_0$ .

Анализ такого результата расчетов и также то, что экспериментально наблюдаемые углы глассирования в области 3 удовлетворяют условию  $\alpha < \alpha_{\min}$ , а соответствующие этому условию давления совпадают с областью 2, где отсутствуют решения уравнения поляр, говорят о том, что, по-видимому, с ростом начального давления классическая маховская конфигурация вырождается. В этом случае скачок уплотнения  $ak$  (рис. 6, а) преобразуется из ударного скачка уплотнения во фронт разрежения.

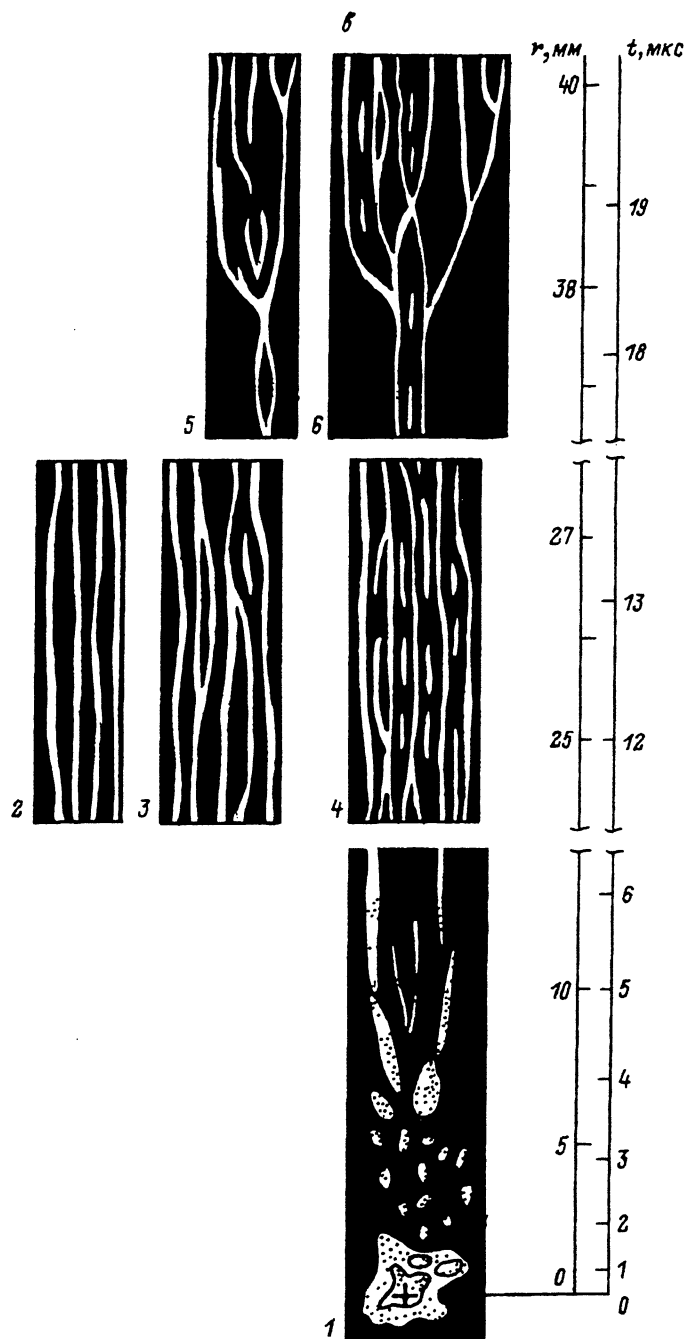


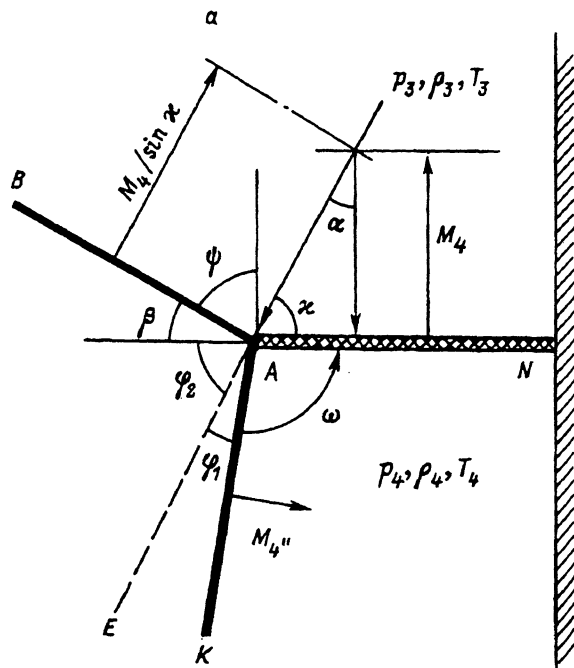
Рис. 5. (продолжение).

### Заклучение

Следует отметить, что следовые отпечатки сверхзвуковых синергетических структур с элементами типа газодинамического глассирования пульсаций наблюдаются не только в описанных здесь случаях, но и в

Рис. 6. Течение в окрестности точки А глассирующей пульсации.

а — схема пересечения скачков уплотнения АК, АВ, NK и контактного разрыва АЕ; б — экспериментальные и теоретические зависимости угла глассирования  $\alpha$  от  $p_0$  и  $p_3$  для скачка уплотнения *kill* (переход 3-4, рис. 4, а): I —  $\alpha$ , II —  $(90^\circ - \Psi_{\max}) = \beta_{\min}$ , III —  $\alpha_{\min}$ , IV —  $(\eta_0 - \eta_p)$ , V —  $(\eta_p - \eta_0)$ . Индексы значений  $p_i$ ,  $\rho_i$ ,  $T_i$  соответствуют стадиям 3,4 процесса на рис.4, а.



б

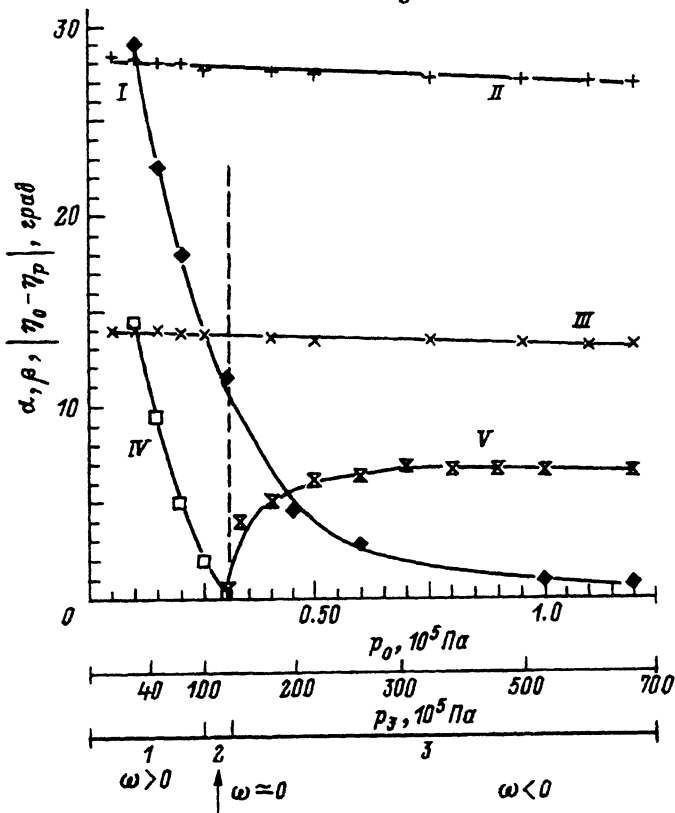


Рис. 6. (продолжение).

ромбовидных ячейках пульсирующей детонации внутри первого и второго их полуциклов при возникновении детонации из нестационарного комплекса (ударная волна — зона горения), а также как остаточное явление при разрушении детонации на переходе из узкой трубы в широкую и при других переходных детонационных режимах. Отсюда можно предполагать, что процесс газодинамического глассирования пульсадий служит также проявлением иницирующего начала химической реакции воспламенения при детонации, в частности при ее вероятностно-зародышевом возбуждении в условиях сильного пересжатия [14]. Полученные результаты следографического исследования совпадают с данными регистрации механических воздействий на контактирующую твердую среду таких новых синергетических структур в газах [6,15].

### Список литературы

- [1] *Хакен Г.* Синергетика. М.: Мир, 1980. 396 с.
- [2] *Денисов Ю.Н., Трошин Я.К.* // ДАН СССР. 1959. Т. 125. № 1. С. 110–113.
- [3] *Денисов Ю.Н., Трошин Я.К.* // ЖПМТФ. 1960. № 1. С. 21–35.
- [4] *Денисов Ю.Н., Трошин Я.К.* // ЖТФ. 1960. Т. 30. Вып. 4. С. 450–459.
- [5] *Гордеев В.Е.* // ДАН СССР. 1979. Т. 274. № 2. С. 315–318.
- [6] *Денисов Ю.Н., Любченко Ф.Н.* // ДАН СССР. 1991. Т. 320. № 5. С. 1152–1156.
- [7] *Денисов Ю.Н.* Газодинамика детонационных структур. М.: Машиностроение, 1989. 174 с.
- [8] *Денисов Ю.Н.* // ФГВ. 1974. № 3. С. 386–392.
- [9] *Fujiwara T., Sugimura T., Nizoguchi K., Taki S.* // J. Jap. Soc. Aeronaut. and Space Sci. 1973. Vol. 21. N 232. P. 256–262.
- [10] *Денисов Ю.Н., Любченко Ф.Н.* // Тез. докл. I Всесоюз. симпозиума по радиационной плазмодинамике. М.: Энергоатомиздат, 1989. Ч. I. С. 77–78.
- [11] *Денисов Ю.Н., Любченко Ф.Н.* // ДАН СССР. 1990. Т. 315. № 2. С. 393–396.
- [12] *Денисов Ю.Н., Любченко Ф.Н.* // Физика плазмы и некоторые вопросы общей физики. Калининград (Моск. обл.): ЦНИИМаш, 1990. С. 23–30.
- [13] *Баум Ф.А., Каплан С.А., Станюкович К.П.* Введение в космическую газодинамику. М., 1958. 424 с.
- [14] *Авдусевский В.С., Денисов Ю.Н., Подтынков И.И. и др.* // ДАН СССР. 1986. Т. 290. № 3. С. 638–642.
- [15] *Денисов Ю.Н., Любченко Ф.Н.* // Теоретические и экспериментальные исследования вопросов общей физики. Калининград (Моск. обл.): ЦНИИМаш, 1991. С. 15–24.

Центральный научно-исследовательский  
институт машиностроения  
Калининград  
Московская область

Поступило в Редакцию  
17 февраля 1992 г.  
В окончательной редакции  
17 июня 1992 г.