

## К ВОПРОСУ О ВИХРЕВОМ ГОРЕНИИ

А. Г. Прудников

Центральный институт авиационного моторостроения им. П. И. Баранова, 111116 Москва, volkov@ciam.ru

Проведен анализ известных и ранее неизвестных экспериментальных фактов переноса, обмена и горения в вихревых факелах пламени скоростных потоков, а также изложено развитие наших представлений об этих процессах по мере появления новых фактов. Показана возможность существования четырех режимов гомогенного горения вихревого клубка в скоростном потоке: детерминированного (когерентного), резонансного (вибрационного), стохастического и псевдодетонационного. Показано, что псевдодетонационное горение — это одновременное гомогенное микротурбулентное фронтальное горение всех слоев вихревого клубка со скоростью расширения его радиуса, в несколько раз большей скорости сносящего потока. Установлено, что интенсивность инъекции гомогенной смеси или воздуха в горящий вихревой слой идентична понятию интенсивности гомогенного или диффузионного горения. Показано, что классические представления и соотношения Щёлкина — Щетинкова о поверхностях и объемах собственно горения применимы, но только для определенных фаз и локальных зон горящего вихревого клубка.

Ключевые слова: вихревой клубок, скорость инъекции, скорость горения, скорость распространения, факел пламени.

### ЛАГРАНЖЕВЫ ОБЪЕМЫ ВИХРЕВОГО ГОРЕНИЯ (ВИХРЕВЫЕ СЛОИ И ФАКЕЛ ПЛАМЕНИ)

Более 130 лет наши представления о процессах волнового переноса вихрей, самого вихревого смещения, а затем турбулентного микросмещения и горения отождествлялись с молекулярно-кинетическими представлениями хаотической (турбулентной) тепло- и массопередачи по аналогии с классической молекулярной кинетикой теплопроводности. При этом волновая природа переноса, вихревая природа смещения и микротурбулентная природа горения не изучались до 40-х годов прошлого века, а волновая и вихревая природа пристенной и свободной пограничной аэродинамики вообще игнорировалась в большинстве прикладных математических работ по турбулентности. В этих исследованиях вплоть до настоящего времени, несмотря на лавину новых экспериментальных фактов по когерентным и стохастическим крупным вихрям (по концевым вихрям, морским, степным и аэродромным смерчам, торнадо и погодным циклонам), сохранялась верность кинетическим моделям и постулатам двух прошлых веков. Не учитывались эти факты и в основополагающих классических работах по локальной турбулентности и турбулентному горению 1941 г. — соответственно А. М. Обухова — А. Н. Колмогорова [1] и Г. Дамкеллера — К. И. Щёлкина [2], но

уже учитывались Е. С. Щетинковым в модели объемно-вихревого гомогенного горения [3].

Пристальное изучение разных режимов турбулентного, вибрационного и детонационного горения газоздушных горючих смесей началось, по-видимому, с лабораторных открытий «в пробирках» шумящего, поющего и стреляющего пламени (рис. 1, *a*), сделанных двумя независимыми группами ученых Франции (Бертло Маляр и Вьей Ле-Шателье, 1881–1883 гг. [1–4]). Спустя 70 лет непрекращающиеся исследования завершились лабораторным стендовым «открытием» гомогенного детонационного горения в натуральных моделях камер сгорания прямоточных воздушно-реактивных двигателей (рис. 1, *b*), где режиму детонационного горения, сопровождаемому «пушечными выстрелами», предшествовали режим сильношумящего (турбулентного) горения и режим вибрационного горения, сопровождаемый «очередями пулеметных выстрелов» (рис. 2, *a* в [5]).

Цель настоящей работы — дать в свете новых фактов другие возможные представления о физике волнообразного переноса лагранжевых объемов областей вихревого крупномасштабного и мелкомасштабного (микротурбулентного) смещения и горения, о фундаментальных структурных соотношениях, определяющих такие основополагающие параметры лагранжевых (вихревых) объемов области горения, как скорость, полнота горения и шири-

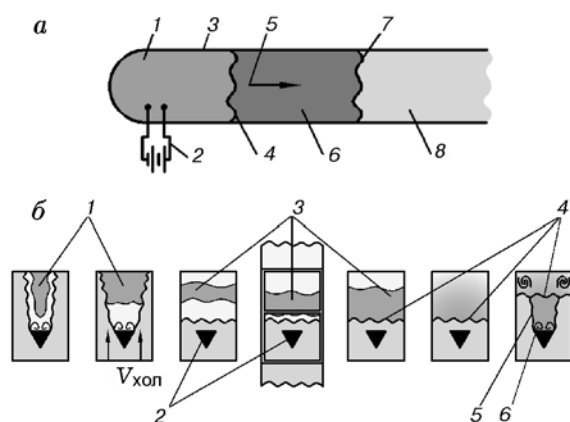


Рис. 1. К открытию режимов вихревого гомогенного горения:

*a* — лабораторное открытие «в пробирке» 1881–1883 гг. [1], 1 — гомогенная смесь, 2 — система воспламенения, 3 — пробирка, 4 — фронт пламени, 5 — вектор скорости воздушного потока, 6 — объем воздушного потока, 7 — фронт скачка, 8 — неподвижный воздух; *b* — лабораторное стендовое открытие 1952 г. [5], 1 — факел турбулентного пламени, 2 — конический стабилизатор пламени, 3 — факел пламени детонационного горения, 4 — фронт скачка детонационного горения, 5 — горящий след фронта скачка детонационного горения, 6 — горящий крупный тороидальный вихрь

на зон продуктов и реакций вихревого горения в вихре, вихревом слое или многослойном факеле пламени (в пробирке, бомбе, горелке, трубе, камере сгорания). В работах [3–15] широко использовалось допущение, что любой пространственный вихревой факел пламени в скоростном или циклонном потоке, стабилизированный препятствием (стабилизатором), в том числе и самой струей горючего или даже одиночным вихрем, можно свести к одиночному горящему вихревому слою в соответствующей лагранжево-декартовой системе координат и далее определять вышеупомянутые структурные параметры такой одиночной зоны горения. Но до этого необходимо построить лагранжеву картину основного течения, несущего основную энергию, и построить вторичные, в том числе и возвратные, течения от основной струи или следа в массиве другой основной воздушной среды, в которую внедряется или в которой уже располагается исходная основная струя горючего или горящий след за стабилизатором гомогенного горения. Далее необходимо на первоначальных поверхностях тангенциального разрыва скоростей (ПТР) построить возникающие из них вихревые поверхности контактного раз-

рыва (ПКР), а на ПКР — образующиеся на них микровихревые слои микровихревого (вторичного микротурбулентного) смешения векторных и скалярных параметров двух взаимодействующих сред. Только после этих операций, неведомых механике одной сплошной среды, можно выбрать интересующий нас «одиночный» горящий лагранжево-декартов объем: вихревой клубок или целиком вихревой слой.

### ВИХРЕВОЕ ВИБРАЦИОННОЕ И ПСЕВДОДЕТОНАЦИОННОЕ ГОМОГЕННОЕ ГОРЕНИЕ В ПОТОКЕ ЗА ПРЕПЯТСТВИЕМ (СТАБИЛИЗАТОРОМ)

#### Вибрационный режим вихревого гомогенного горения

Главные особенности вихревого горения наиболее просто раскрываются в случае гомогенного вихревого горения спутного факела пламени, в котором пограничный горящий вихревой слой формируется на границе только двух газовых потоков: гомогенной горючей смеси и продуктов ее полного сгорания, а все другие факторы (волновые, третьей среды и т. п.) отсутствуют. Наиболее наглядно они раскрываются в режиме вибрационного гомогенного вихревого горения.

Изучение вихревого гомогенного горения в скоростных воздушных потоках началось независимо в России и США в начале 1950-х годов в связи с разработками первых межконтинентальных сверхзвуковых самолетов/ракет со сверхзвуковым ПВРД [16–19]. Тогда и были впервые обнаружены крупные горящие вихри и различные режимы их горения.

— Стохастический или случайный режим появления и горения крупных вихрей с мгновенной, непрерывной, случайной, но однозначной огибающей граничной поверхностью раздела внешнего, темного, потока гомогенной смеси от светлого, «подкрашенного» излучением натрия, тоже непрерывного потока продуктов сгорания. В то время эту огибающую поверхность мы ошибочно принимали за поверхность ламинарного или микротурбулентного горения Дамкеллера — Щёлкина, хотя дисперсия ее отклонения от среднего, вопреки ранним представлениям Я. Б. Зельдовича, была нестационарной и это учитывалось в наших первых моделях лагранжево-декартовых расчетов [4–6].

— Режим когерентных горящих вихревых клубков свободного вихревого слоя с качественными их фотосрезами, приведенными в «Report NASA» тех лет.

— Режим резонансного вибрационного горения с гармоническими пульсациями давления, но разрывными вихревыми очагами горения. Частота срыва и количество отдельно горящих вихрей были синхронны основной частоте камеры сгорания или ее обертонам. Для обертонов наблюдалось до трех-четырех раздельно горящих тороидальных вихревых клубков.

На рис. 2,а [4] показаны наши самые первые (ретушированные) кинокадры и их схематические изображения гомогенно горящих тороидальных вихрей за 60-миллиметровым коническим стабилизатором в скоростном потоке диаметром 200 мм гомогенной бензиновоздушной смеси, «подкрашенной» солями натрия, при скорости потока  $V_0 = 20 \div 50$  м/с в режиме основного тона резонансного вибрационного горения. На рис. 2,б приведены многовитковая схема линий тока модели горящего вихревого клубка и фотография «теплеровских срезов» аналогичных вихревых клубков, но без горения, за препятствием в обычном стационарном потоке и в нестационарном импульсном потоке ударной трубы (из альбома Ван-Дайка [20], собранного на 34 года позднее). В опытах с горением улавливались по трекам частиц соли натрия два-три витка вихревого, горящего гомогенно клубка, в ударной трубе наблюдался только один виток; в стационарном потоке просматривалось до 25 витков негорящего вихревого клубка. Аналогичные современные «теплеровские срезы» гомогенно горящих вихревых многовитковых клубков нам пока не известны. На рис. 2,в показана другая схема роста гомогенно горящего вихря за стабилизатором по «нашим ранним представлениям», согласно модели внешнего, не объемного, а поверхностного горения Дамкеллера — Щёлкина, а также схема продвижения фронта пламени по времени согласно законам Михельсона и Щёлкина.

Для резонансного вибрационного гомогенного горения частота срыва горящего тороидального вихря с кромки стабилизатора равна, по определению, собственной частоте камеры сгорания [5]:

$$\nu_k = \frac{a_0^2 - V_0^2}{2l_k a_0} \approx \frac{a_0}{2l_k} = 100 \text{ Гц}$$

$$\text{при } l_k = 1.5 \text{ м, (1)}$$

где  $V_0$  — начальная скорость потока в камере,  $a_0$  — его скорость звука,  $l_k$  — длина камеры вибрационного горения.

Таковую же частоту срыва дает и соотношение модели поверхностного микротурбулентного горения:

$$\nu_\Gamma = \frac{2\dot{l}_v}{r_k - r_{ст}} = \frac{2u_\Gamma \theta_\Gamma}{r_k - r_{ст}}, \quad (2)$$

где  $\nu_\Gamma$  — частота пульсаций горения,  $\dot{l}_v = dl_v/dt$ ,  $l_v$  — радиус ядра вихря,  $u_\Gamma$  — интегральная скорость «турбулентного» гомогенного горения,  $\theta_\Gamma$  — перегрев или отношение температуры горения к начальной температуре горючей смеси,  $r_k$ ,  $r_{ст}$  — радиусы камеры и стабилизатора.

Приравнивая независимые выражения для синхронных частот и подставляя в полученное соотношение известные значения параметров, получим оценку экспериментальной интегральной скорости модели поверхностного гомогенного турбулентного горения:

$$u_\Gamma = \frac{a_0(r_k - r_{ст})}{4l_k \theta_\Gamma} = \frac{340(0.1 - 0.03)}{6 \cdot 5} = 0.8 \text{ м/с, (3)}$$

$$u_\Gamma / u_n = 4 \quad (3a)$$

при  $a_0 = 340$  м/с,  $l_k = 1.5$  м,  $\theta_\Gamma = 5$ ,  $u_n = 0.2$  м/с,  $T_0 = 200$  °С. Здесь  $u_\Gamma$ ,  $u_n$  — скорости турбулентного (вихревого) и нормального (ламинарного) горения.

Оценка средней интегральной скорости поверхностного фронтально-ламинарно-«турбулентного» горения по классической формуле Дамкеллера, Щёлкина и Зельдовича [2] в ее самом лучшем варианте (для внешней поверхности горения, искривленной «круглыми» вихрями) дает следующее соотношение:

$$\frac{u_\Gamma}{u_n} = \frac{dS_\Phi}{dx dy} = \frac{dS_\Phi}{dx dy} = \frac{S_{\Phi i}}{\pi r_{\Phi i}^2} = \frac{2\pi r_{\Phi i}^2}{\pi r_{\Phi i}^2} = 2, \quad (4)$$

где  $S_{\Phi i}$  — площадь полусферической поверхности фронта ламинарного горения (ее выпуклости или вогнутости), образованной круглым вихрем  $i$ -го масштаба, бóльшим толщи-

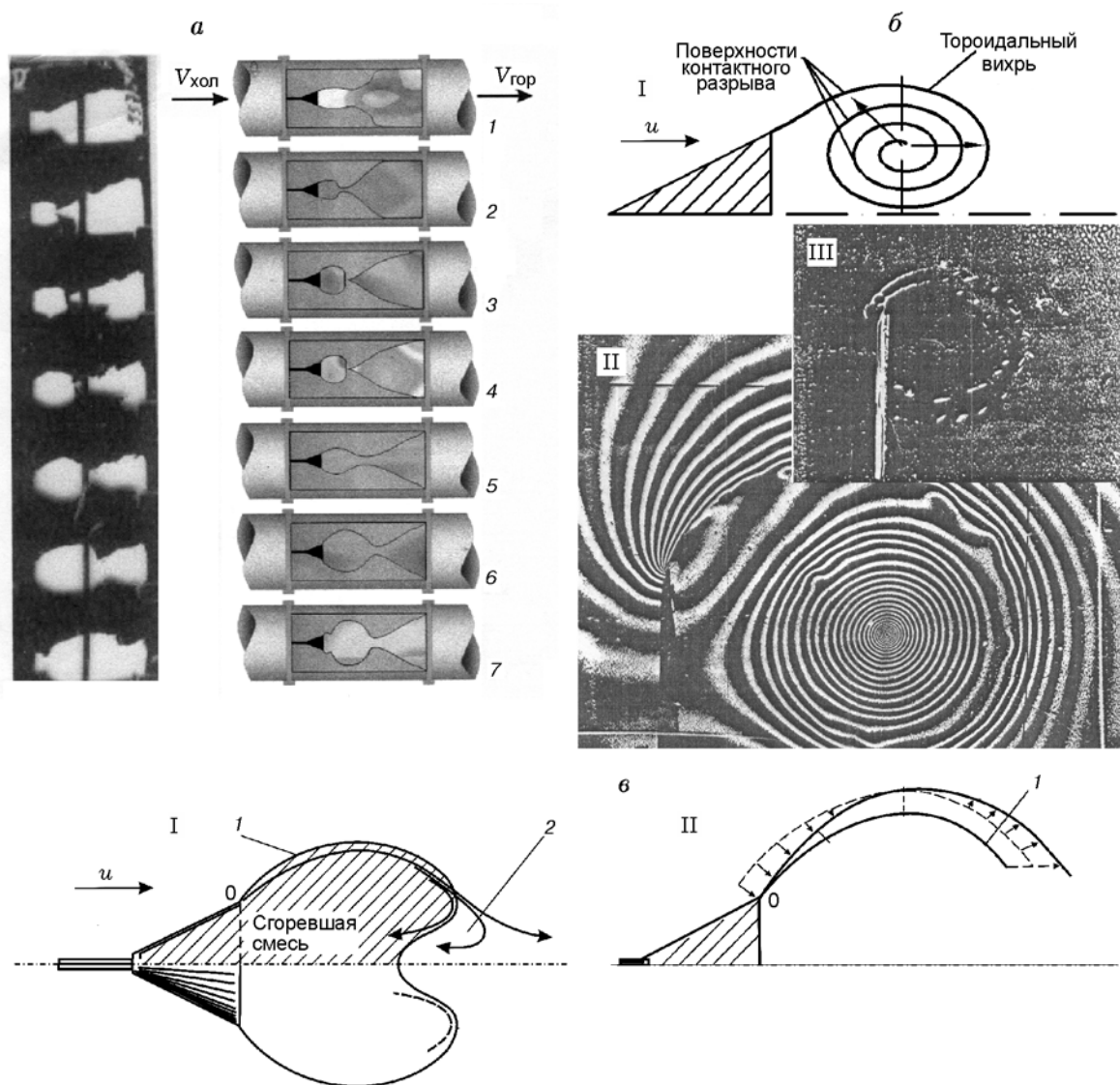


Рис. 2. Гомогенное горение тороидального вихревого клубка за препятствием (стабилизатором):  
 а — кинограмма роста горящего вихревого клубка (в режиме резонансного вибрационного горения) и ее схематичное изображение; б — линии тока вихревого клубка гомогенного горения и фотография экспериментального среза вихревого клубка за препятствием без горения в импульсном и стационарном потоках [20]: I — схема линий тока как поверхности контактного разрыва в фазе быстрого вращения крупного вихревого клубка или как поверхности фронтального гомогенного горения в фазе медленного вращения или полной остановки вихря, II — фотография экспериментального среза аналогичного вихревого клубка за препятствием без горения в стационарном скоростном потоке, III — фотография аналогичного вихревого клубка без горения в ударной трубе; в — линии тока модели поверхностного фронта горения вихря: I — схема роста поверхности фронта горения вихря и его линий тока за стабилизатором по модели Щёлкина [2]: 1 — фронт пламени, 2 — нулевая линия тока; II — схема продвижения поверхности сгорания по Михельсону — Щёлкину: 1 — поверхность фронта горения

ны фронта ламинарного пламени;  $\pi r_{\phi i}^2$  — средняя площадь основания вихревой выпуклости или вогнутости поверхности фронта ламинарного пламени, т. е. оценка скорости вихревого горения  $u_T$  по поверхностной модели

дает значение, примерно в два раза меньшее опытного. Это был первый сигнал того, что ни огибающая вихрь поверхность, ни тем более реальная растягивающаяся «многовитковая» поверхность контактного разрыва

ва между витками гомогенно горящего ламинарного тороидального вихревого клубка не могут быть стопроцентно поверхностями не только фронтально-микротурбулентного, но и фронтально-ламинарного горения. Для диффузионно горящих вихревых клубков, где фронты горения отсутствуют по определению, сомнения в справедливости модели поверхностного горения становятся еще большими.

Следующим сигналом тревоги были замеры поверхностей горения в НИИТП и ЦИАМ [5–10], давшие меньшие и много меньшие значения локальной скорости  $u_n$ , чем значения нормальной скорости  $u_n$ , полученные по макросредним экспериментальным скоростям вихревого (турбулентного) горения  $u_T$  и соответственно по наблюдаемым средним и мгновенным поверхностям «многовитковых» ПКР, ранее принимаемым нами ошибочно за поверхности фронтального ламинарного горения. Альтернативная модель горения во всем объеме крупного вихря, введенная впервые Е. С. Щетинковым [3], потребовала и нового аналитического описания.

### Скорости и интенсивности роста горящего и негорящего крупного вихревого клубка для модели объемного смешения и горения

Для скорости роста радиуса одиночного горящего тороидального вихревого клубка, «прикрепленного» временно к стабилизатору, уравнения расхода и импульса в фазе гомогенного горения при максимальном сечении захвата дают следующие соотношения [7–12]:

$$\begin{aligned} 1) \dot{m}_b &= 2\pi\delta\rho_\delta(u_\delta - u_b)\Delta\delta, \\ 1a) \dot{I}_b \left(1 + \frac{2\theta_\Gamma}{3\pi}\right) &= \frac{2\theta_\Gamma}{3\pi}u_\delta, \\ 2) \frac{G_\Delta(u_\delta - u_b)}{l} &= (\Delta p_\delta)_{\max} = \frac{\rho_0(u_\delta - u_b)^2}{2}, \\ 2a) \left(\frac{\Delta\delta}{l}\right)_{\max} &= \frac{1}{2}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $m_b = \rho_{вг}\pi l_{xв} l_{yв} 2\pi l_{yв} \approx \rho_{вг}\pi^2 l^3$  — масса тороидального вихря с примерно круглым сечением тора,  $l_{xв}$  — радиус (полуось) эллиптического сечения вихря в продольном направлении,  $l_{yв}$  — радиус (полуось) эллиптического сечения вихря в поперечном направлении;  $G_\Delta = \rho_0(u_\delta - u_b)\Delta\delta$  — расход инжектируемой

вихрем массы спутного потока;  $\rho_0$  — начальная плотность среды;  $\Delta\delta$  — сечение захвата спутного потока крупным вихревым клубком;  $l = l_{yв}$  — радиус азимутальной окружности, проходящей через центр масс тора примерно круглого сечения;  $\delta = 2l_{yв}$  — радиус окружности захвата спутного потока по модели вихревого клубка;  $(\Delta p_\delta)_{\max}$  — максимальный перепад давления, обеспечивающий вращение вихря;  $\rho_\delta$ ,  $u_\delta$  — локальные значения плотности и поступательной скорости спутного потока гомогенной смеси непосредственно перед сечением захвата крупным вихрем;  $u_b = \dot{l}$  — поступательная скорость центра масс горящего тороидального вихря, равная половине продольной скорости роста горящего вихревого тора;  $\theta_\Gamma = \frac{\rho_\delta}{\rho_b} = \frac{T_{вг}}{T_\delta}$  — перегрев крупного вихря или отношение температуры горящего вихря к температуре смеси на входе в вихрь, следующие из уравнения состояния при постоянном давлении;  $\rho_{вг}$ ,  $\rho_{вг}$  — плотность вихря, соответственно турбулентного и горящего.

Из решения этих уравнений получаем более общую (не «акустическую», а «теплогазоаэродинамическую») формулу скорости турбулентного горения тороидального крупного вихря, определенную по модели объемного смешения и горения вихревого клубка [13, 15, 21–23]:

$$u_T = \frac{\dot{l}}{\theta_\Gamma} = \frac{2u_\delta}{3\pi(1 + 2\theta_\Gamma/3\pi)}.$$

Для интенсивности объемного вихревого горения стехиометрической углеводородной гомогенной смеси (при полноте горения  $\eta_b = 0.98$  и перегреве  $\theta_\Gamma = 8$ ) имеем

$$\left(\frac{u_T}{u_\delta}\right)_\Gamma = \frac{2}{3\pi + 2\theta_\Gamma} = 0.08. \quad (6)$$

Для интенсивности инъекции макросмешения спутного потока в этот же тороидальный вихревой клубок, но без горения, из решения той же системы (5), но в фазе только вихревого смешения без горения, получаем:

$$\frac{v_n}{u_\delta} = \frac{2}{3\pi + 2\theta_b}, \quad (7)$$

где  $v_n$  — среднеинтегральная скорость инъекции объемов спутного потока в вихревой слой (ее определение дано в [13, 21] и ниже). Второй индекс инъекции (обозначающий спутную

среду) временно опущен. Интегральный параметр  $v_n$  не путать с  $u_n$  — локальной скоростью фронта горения в режиме  $0 \leq u_n < u_n$ .

Сравнение этих решений для сверхзвукового горения, когда  $\theta_r$  и  $\theta_b$  становятся практически одинаковыми, показало, что эти значения одного порядка, т. е. интенсивность инъекции это и есть интенсивность вихревого горения.

### Псевдодетонационный режим вихревого гомогенного горения многослойного вихревого клубка

Вибрационный режим вихревого гомогенного горения интересен не только возможностью разглядеть отдельный многослойный, послойно горящий вихревой клубок, но и, как показал эксперимент 1952 г., возможностью при некоторых амплитудах пульсирующего давления получить и разглядеть переход послойного («нормального») вихревого горения в одновременное объемное «детонационное» (взрывное) горение сразу всех «межвитковых» слоев смешения гомогенной смеси, накопившейся в объеме вихревого клубка. На рис. 2, а приведены кинокадры полного периода роста вибрационного горящего гомогенного вихревого клубка: с его отрывом, смыканием со стенкой трубы и с идущей впереди клубка поверхностью контактного разрыва, условно перпендикулярной основному потоку гомогенной смеси. Это типовой режим гармонического (малоамплитудного) вибрационного горения [5] со скоростью роста радиуса вихревого клубка, много меньшей скорости сносящего основного потока гомогенной смеси. На рис. 2, б приведены другие кинокадры, снятые той же камерой, режима преддетонационных ударных пульсаций давления, которые вызваны встречной скоростью роста радиуса передней сферической поверхности горящего вихревого клубка, достигшей по амплитуде значения скорости сносящего потока гомогенной смеси. Дальнейший рост расхода горящего и соответственно встречной скорости поверхности контактного разрыва горящего вихревого клубка приводил к тому, что эта поверхность двигалась навстречу потоку по трубе гомогенизации смеси длиной 15 м и каждый раз разрушала «пушечным ударом» топливный коллектор.

Ответ на вопрос, была ли эта встречная скорость «мягкого взрыва» вихревого клубка скоростью классической одномерной детонационной волны, образовавшейся из передней поверхности многослойно горящего вихревого

клубка (типа фронта скачка 7 на рис. 1, а), или просто суммарной скоростью расширения продуктов гомогенного объемного турбулентного горения в виде «теплового поршня» от одновременно вспыхнувших и одновременно микротурбулентно горящих всех слоев вихревого клубка, дает приведенная ниже аналитическая оценка второго предположения.

Скорость роста радиуса вихревого клубка в фазе одновременного микротурбулентного горения всех его вихревых слоев смешения определяется из уравнения роста массы продуктов горения вихревого клубка:

$$\dot{m}_r = \rho_0 u_{\text{MT}} 2\pi (l_1 + l_2 + l_3 + \dots + l_n), \quad (8)$$

где  $\dot{m}_r = \rho_r \pi l_r^2$  — масса продуктов горения в сечении тора на последней фазе горения ( $l_r = l_b$  и  $\rho_b = \rho_r$ ) на единицу длины азимутальной координаты тора;  $l_i$  — радиус  $i$ -й поверхности горения вихревого клубка (заметим, что название «вихревой клубок» впервые ввел Г. И. Таганов [24]);  $u_{\text{MT}}$  — скорость микротурбулентного горения, примерно пропорциональная локальной турбулентной скорости набегающего потока [5–12].

Из соотношения (8) для четырехслойного вихревого клубка, наматываемого по условию максимального захвата (5,2а) и горящего с двух сторон каждого слоя гомогенной смеси, в частности, имеем  $u_r = \dot{l}_r = \left(\frac{T_r}{T_0}\right) \left(1 + \frac{1}{2} + \frac{1}{4} + \frac{1}{8}\right)$  или  $\frac{u_r}{u_0} = 2\theta_r \left(\frac{u_{\text{MT}}}{u_0}\right) 1.875 = 1.2$  при  $\theta_r = 8$ ;  $\frac{u_{\text{MT}}}{u_0} = 0.04$ .

Таким образом, даже среднее значение интенсивности микротурбулентного горения вихревого клубка сразу по всем его поверхностям контактного разрыва, ставшим в фазе горения поверхностями горения, может дать скорость роста его радиуса от ударного объемного расширения продуктов гомогенного фронтального горения, большую сносящей скорости потока гомогенной смеси. Это мы и наблюдали в экспериментах без перехода в классическое детонационное горение, имеющее на порядок большую скорость. Для максимального теоретического значения локальной интенсивности гомогенного микротурбулентного горения вихревого клубка, согласно (6), скорость расширения горящего вихревого клубка, как теплового поршня, будет в 2.4 раза превышать скорость сносящего потока гомогенной смеси, оставаясь

при этом на порядок меньше скорости классической детонации.

### ВИХРЕВОЕ КОГЕРЕНТНОЕ И СТОХАСТИЧЕСКОЕ СМЕШЕНИЕ, ГОМОГЕННОЕ И ДИФфуЗИОННОЕ ГОРЕНИЕ ГОРЮЧЕГО В ПОТОКЕ

#### Вихревое когерентное смешение и горение

Когерентной называется структура вихревого слоя, состоящего из дорожки вихрей одного размера и одной частоты вынуждаемого появления.

Примером когерентного вихревого слоя является известная дорожка Кармана, состоящая из двух вихревых слоев первого каскада плоской струи или плоского следа, мешающих расти друг другу по законам свободных вихревых клубков (см. рис. 2).

Показанные на рис. 2, *a*, рис. 3, *z* и рис. 4, *a*, *b* кинограммы дорожек холодных и горящих вихрей осесимметричного следа и осесимметричной струи тоже были бы когерентными, если бы в них не было ни роста, ни горения (как уже отмечалось выше, при «бедном» гомогенном горении на высоких резонансных частотах наблюдались квазикогерентные дорожки, состоящие из 3–4 медленно растущих и медленно горящих осесимметричных тороидальных вихрей следа за коническим стабилизатором). Многолетний последующий опыт получения «втемную» устойчивых дорожек квазикогерентных, негорящих («холодных»), медленно растущих вихрей, начиная с известной, строго когерентной дорожки Кармана плоской спутной струи, свидетельствует о принципиальной возможности получения квазикогерентных управляемых дорожек горящих вихрей открытого внешнего нетурбулентного резонансного горения [21, 23].

Отмеченные выше режимы вихревого квазикогерентного вибрационного микротурбулентного гомогенного и псевдодетонационного горения интересны еще и принципиальной возможностью снижения донного сопротивления сверхзвукового летательного аппарата и даже возможностью создания простейшего пульсирующего двигателя «псевдодетонационной» донной тяги, но это уже предмет другого исследования.

#### Вихревое стохастическое горение

Помимо разрушающих факторов вихревого смешения и горения, когерентность вихревого слоя может нарушаться и другими факторами: его турбулентным распадом или образованием новой дорожки следующего каскада в два раза более крупных вихрей [25]. Другими словами, детерминированные или когерентные вихревые структуры из слабогорящих и негорящих вихрей при больших числах Рейнольдса — это весьма редкое искусственное (условное) принудительное природное явление, создаваемое либо условиями резонанса (в камерах сгорания или в музыкальных инструментах), либо граничными ограничениями, как, например, широко известная дорожка Кармана. Типичным природным явлением выступает скорее случайное (стохастическое) появление вихрей из разных случайных волн неустойчивости, даже в случае свободного одиночного вихря типа смерча (торнадо) или погодного циклона. Стохастичность пассивного и горящего вихревого слоев проявляется различным образом: начальными возмущениями ПТР, последующими вихрями первого, второго, третьего и т. д. каскадов, спектром случайной толщины сечения захвата и т. п. Для расчета же среднестатистических значений параметров достаточно уже одного случайного фактора, чтобы пользоваться системой уравнений вероятности появления вихрей. При этом, как уже отмечалось, эксперимент показал, что дисперсия ширины зоны вихревого горения практически не зависит от процесса горения (появления продуктов горения) [5, 6], т. е. та вихревая структура, которая образуется в первый момент появления сдвигового течения, остается практически неизменной после ее воспламенения и гомогенного горения.

Для диффузионного нефронтального горения макрокинетика вихреобразования еще слабее зависит от расширения продуктов сгорания. Поэтому можно утверждать, что для стохастических процессов вихревого гомогенного и диффузионного горения предварительная крупномасштабная макрокинетика и динамика вихревого тепло-, массо- и энергообмена холодного вихревого слоя является определяющей (без какой-либо мифической компоненты автотурбулентности горения [5–12, 15, 17, 21–23]). Это повышает интерес к детальному изучению структурных вихревых параметров только на холодных вихревых клубках, ввиду

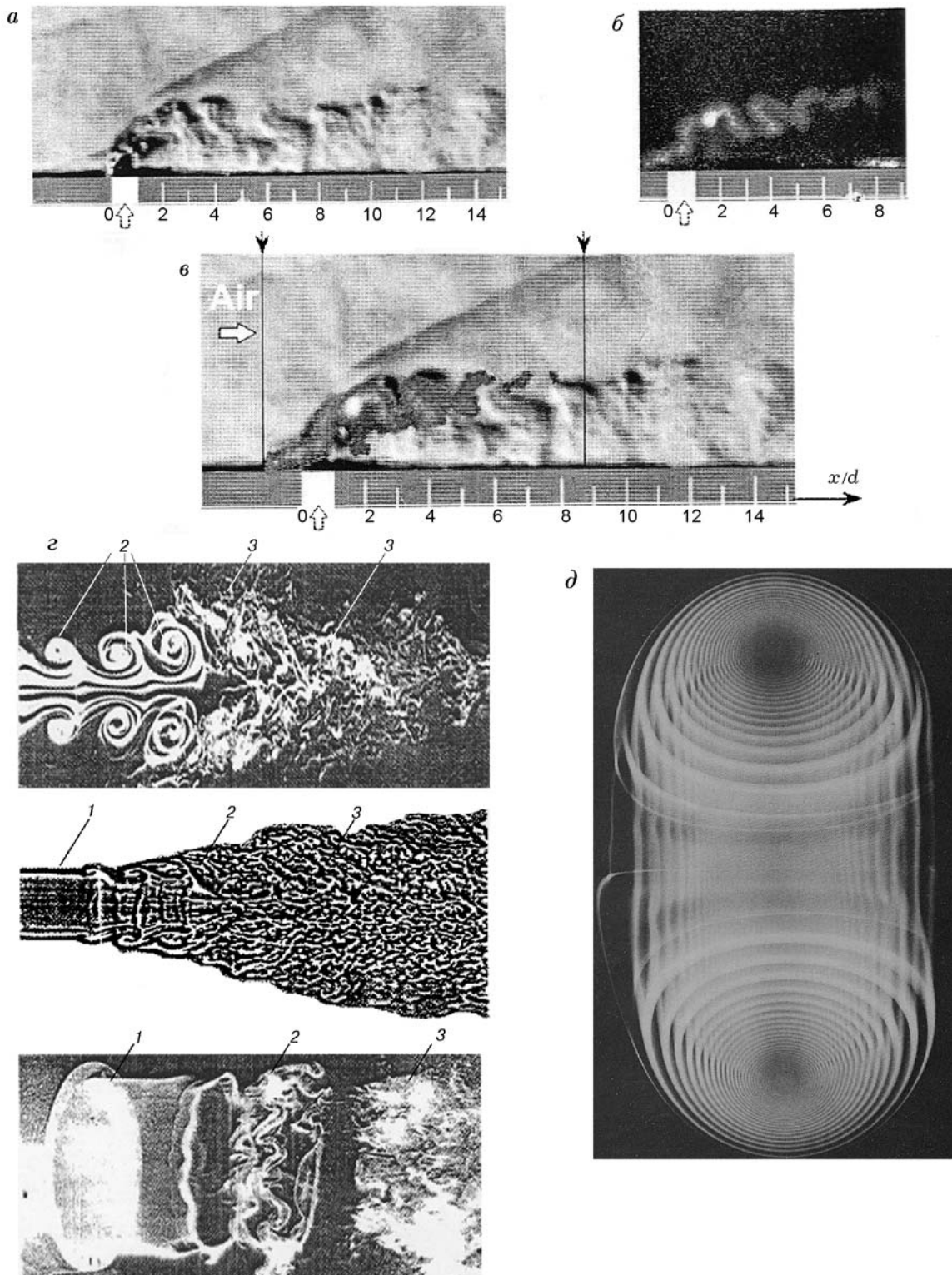


Рис. 3. Теплеровские и шлирен-срезы горючих и пассивных струй в воздушном потоке:

*a-b* — шлирен- и ОН-PLIF-срезы процесса воспламенения водородной струи в сносящем сверхзвуковом воздушном потоке и совместная фотография двух первых; *c* — фотографии меченых теплеровских и лагранжевых струй углекислого газа в воздухе при  $V_c = 39$  м/с,  $R_d = 10^4$  и  $3 \cdot 10^4$ ,  $d_c = 6.4$  мм (первая фотография — Дрбка и Нагиб, вторая — Ландис и Шапиро, третья — Вилле и Михалке), *1* — поверхность тангенциального разрыва ПТР, *2* — вихри первого каскада, *3* — поверхностная микротурбулентность (след распада вихрей 1-го каскада или вихрей 2-го каскада); *d* — ламинарный вихревой клубок как структурный элемент осесимметричной затопленной струи нейтрального газа при  $R_d = 3 \cdot 10^4$  [20] (фотография Магарвей и Маклатчи)



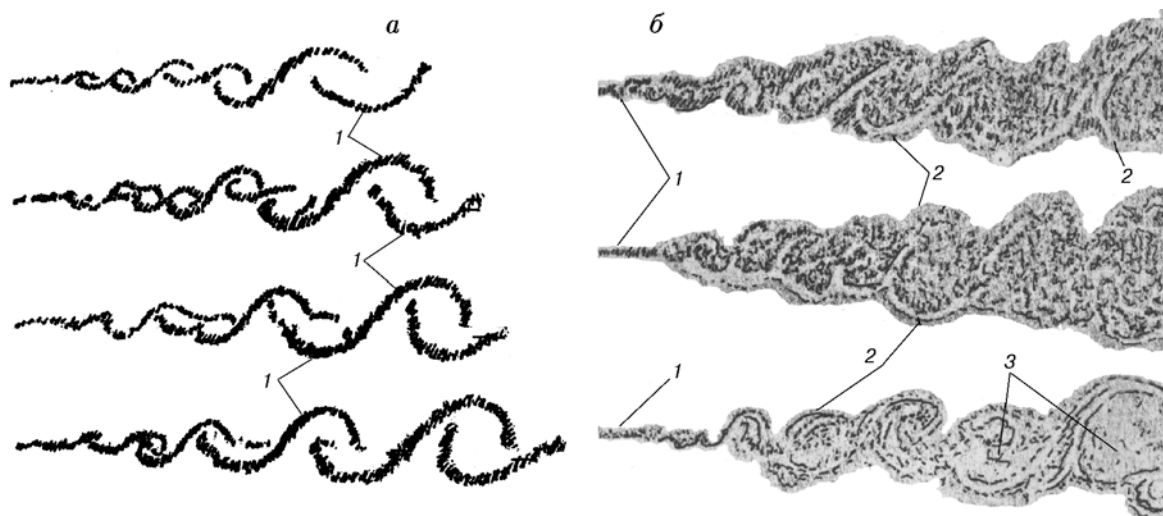


Рис. 4. Теневые фотографии [25] свободного вихревого слоя:

*a* — теплеровские (теневые) ретушированные срезы свободного пограничного слоя ПТР двух полубесконечных потоков равной плотности,  $\rho_2/\rho_1 = 1$ ; 1 — элемент, запрокинутый и вторично сдвинутый уплотненной волной неустойчивости ПТР, ставшей ПКР вихревого раздела двух сред равной плотности; *b* — ретушированный теневой срез свободного пограничного слоя двух полубесконечных потоков разной плотности,  $\rho_2/\rho_1 = 7$ ; 1 — ПТР, 2 — волна неустойчивой ПТР, ставшая ПКР, 3 — поверхностная микротурбулентность вихревых клубков 1-го каскада

недоступности исследования локальных параметров горящих вихревых клубков. Поэтому на рис. 3, 4 приведены подборки уже современных мгновенных «оптических срезов», начиная от сложных многомерных вихревых течений (см. рис. 3, *a–в*) до простейшего трехмерного вихревого течения свободного пограничного слоя (см. рис. 4, *a, б*) [14, 25, 26].

На рис. 3, *a–в* из [14] приведены три разные мгновенные фотографии одной и той же осесимметричной сверхзвуковой струи водорода, перпендикулярной гиперзвуковому воздушному потоку ( $M_J = 3.6$ ,  $M_0 = 7.4$ ,  $V_0 = 2.5$  км/с,  $T_0 = 1300$  К,  $p_0 = 0.32$  атм): полученные шпирен-методом (рис. 3, *a*), ОН-PLIF-методом (рис. 3, *б*) и совмещенная фотография первых двух (рис. 3, *в*) в момент начала самовоспламенения (светящийся очаг самовозгорания на рис. 3, *б, в*), когда еще волновая и вихревая структуры струи не засвечены светом пламени. На фотографиях рис. 3, *a, в* хорошо видна коническая часть лямбдаобразного лобового скачка уплотнения, на рис. 3, *a, б* — две волны неустойчивости (волны траектории центра масс струй и волны ее вихревого слоя первого каскада). На фотографии рис. 3, *б* хорошо видна только волна неустойчивости тороидальных вихрей лагранжева вихревого слоя

первого каскада, не состоявшаяся в виде дорожки вихрей второго каскада, но начало эффекта «спаривания» (перинга) просматривается отчетливо. При этом мгновенная длина ядра лагранжева вихревого слоя, как видно, сильно увеличивается (волной неустойчивости), а видимый поперечный размер ядра вихревого слоя заметно уменьшается (микротурбулентной интердиффузией во внешний воздушный поток).

На рис. 3, *г, д* приведены мгновенные фотографии из известного альбома Ван-Дайка [20], полученные разными способами регистрации полей плотности разными авторами (Драбка, Нагиб, Ландис, Шапиро, Вилле, Михалке, Магарвей, Маклатчи) трех осесимметричных спутных затопленных струй (на первом и втором снимках — затопленная струя  $\text{CO}_2$  в воздухе диаметром  $d_c = 6.4$  мм с начальной скоростью струи  $V_c = 39$  м/с, на рис. 3, *д* — основной скелетно-каркасный структурный элемент: одиночное ламинарное вихревое тороидальное кольцо (бублик) с 33 слоями захвата.

На рис. 4 приведены ретушированные контуры широко известных мгновенных теплеровских фотографий из работы [25] процесса перехода поверхностей тангенциального разрыва двух плоских полубесконечных потоков одинаковых и разных плотностей в поверхности кон-

тактного разрыва плотностей вихревых клубков вихревого слоя — скелета новой, третьей среды: образовавшегося нового свободного пограничного слоя с невидимыми на фотографии свободными потенциальными потоками над-слоя первого и второго спутных потоков двух первоначально взаимодействующих сред.

По этим фотографиям можно измерять опытные значения таких теоретически определяемых структурных параметров, как «константа турбулентности» Толмина [1] — отношение толщины сечения захвата к радиусу «неподвижного» или движущегося вихревого клубка (см. рис. 2, б, 3, д, 4, а); структурные параметры следа распада крупного вихря и параметры его поверхностной турбулентности (см. рис. 3, з); длина свободного пробега ПТР свободного пограничного слоя  $x_0$ ; время жизни вихревого тора первого и последующих каскадов  $x_1, \dots, x_i$  (см. рис. 3, з), которые входят в систему статистических уравнений, определяющих вероятности  $\gamma_n, \gamma_{vi}$ , и замыкают систему осредненных уравнений движения [7, 10, 11, 13] (см. рис. 3, з, [14, 15, 20–23]). Например, опыты [25], результаты которых показаны на рис. 4, наглядно демонстрируют наши новые представления о таких ранее неизвестных особенностях перехода волны неустойчивости ПТР в вихревой слой, как:

— вторичный тангенциальный сдвиг скоростей полуволн («горбушек») первичной волны ПТР (визуально еще до существенной закрутки ПТР в виде многослойного вихревого клубка), приводящий к появлению нового единого лагранжева объема крупного вихря, состоящего из двух примерно равных «горбушек» разных сред (для равных плотностей, рис. 4, а) и пауз между крупными вихрями с шагом вихрей, большим их диапазона;

— одновременный линейный рост по времени или по длине ПТР и амплитуды волны неустойчивости и длины ее полуволны (вопреки классической линейной теории неустойчивости ПТР скоростей потоков двух полубесконечных сред [1], но согласно модели внутренних крупных вихрей одного из спутных потоков).

Фотографии, показанные на рис. 4, б для ПТР, сформировавшейся в виде вихревого слоя в области взаимодействия спутных потоков разной плотности, демонстрируют в данном случае еще и вуалирующую роль первоначальной поверхностной «стратификационной микротурбулентности», сквозь которую не про-

сматриваются крупные вихри 2-го каскада, как и в струе на рис. 3, з, однако на самом нижнем кинокадре рис. 4, б хорошо видна вихреобразная поверхность контактного разрыва либо еще в виде волны неустойчивости начальной ПТР, либо уже как дорожка растущих турбулизованных вихревых клубков первого и, возможно, следующих каскадов.

### О СКОРОСТИ И ИНТЕНСИВНОСТИ ИНЖЕКЦИИ ПЛОСКОГО СТОХАСТИЧЕСКОГО ВИХРЕВОГО СЛОЯ

Скорость и интенсивность инъекции любого плоского стохастического свободного вихревого пограничного слоя определяются соотношениями, приведенными в [7–11, 13].

Для малых чисел Рейнольдса сдвига в начальной фазе волны неустойчивости ПТР

$$v_n = \frac{l_0 u_c}{x_0} \gamma_1, \quad k_n^0 = \frac{v_n}{u_c} = \frac{l_0 \gamma_1}{x_0}. \quad (9a)$$

Для больших чисел Рейнольдса в фазе вихревого клубка

$$v_n = \frac{\overline{\Delta\delta}}{\delta_x} u_\omega = k_v u_\omega, \quad k_n = \frac{v_n}{u_c}. \quad (9б)$$

Здесь  $u_c$  — скорость волны ПТР;  $\gamma_1 = 1 - \gamma_0$  — вероятность появления вихря 1-го каскада;  $\gamma_0$  — вероятность появления ПТР в сечении слоя  $x$ ;  $l_0$  — длина полуволны ПТР;  $x_0$  — длина свободного пробега волны ПТР; черта сверху — знак условного статистического осреднения (только по заданному статистическому ансамблю);  $\Delta\delta, \delta_x$  — сечение захвата и шаг вихревого клубка;  $v_n$  — средняя поперечная скорость инъекции спутного потока в вихревой слой (второй индекс при  $v_n$  для обозначения первой и второй инжектируемой сред временно опущен);  $u_\omega = u_c - u_1$  — окружная скорость на первой границе ядра крупного вихря;  $u_\omega = u_2 - u_c$  — окружная скорость на второй границе ядра крупного вихря (для свободного пограничного слоя обе окружные скорости одинаковы);  $k_{ni}$  — интенсивность инъекции  $i$ -го спутного потока в вихревой слой (для свободного пограничного слоя  $k_{n1} = k_{n0} \rho_0 / \rho_1$ );  $k_v$  — среднее значение «константы» Толмина.

В [1] дано максимальное эмпирическое значение «константы» Толмина, определяемое по крайним границам дозвукового затопленного свободного пограничного слоя, при  $u_\omega =$

$u_0/2$ , в [13] приведено наше теоретическое значение, а в [15] — реальная зависимость «константы» Толмина от числа Маха любой скорости спутного потока.

Для пристеночного плоского пограничного слоя теоретическое значение окружной скорости равно  $u_\omega/u_0 = 1/6$ , среднее угловое расширение в 5 раз меньше, чем у затопленного свободного пограничного слоя, но значение «константы» Толмина в линейном приближении будет то же самое [13].

Скорость роста радиуса единичного осесимметричного тороидального вихревого клубка определяется (независимо от того, пассивный он или горящий) из соотношений (5):

$$\frac{dl}{dt} = \theta_v u_n = \theta_v \left( \frac{\Delta\delta_0}{l} \right) \frac{u_\omega}{\pi}$$

или  $u_n = \frac{\Delta\delta_0}{l\pi} u_\omega$ . (10)

Сопоставляя значения  $v_n$  для плоского свободного пограничного слоя и  $u_n$  для осесимметричного вихревого тора соответственно из (9), (10), видим, что скорость инжекции  $v_n$  и скорость  $u_n$  одинаковы по величине при шаге тороидального вихря, равном  $\delta_x = \pi l$ . Шаг вихря плоского свободного пограничного слоя при условии перинга равен  $\delta_x = 4l$ .

Обобщая формулу средней интенсивности гомогенного горения тороидального вихря (средней по фазе макровихревого смешения и микротурбулентного горения), можем записать

$$\varepsilon_T = \overline{u_T/u_0} = \gamma_n(u_n/u_0) + \gamma_T(u_T/u_0), \quad (11)$$

где  $u_n$  — локальная скорость фронта вихревого горения в фазе быстрого вращения вихря, имеет значение  $0 < u_n < u_n$  или значение, близкое к нулю, для  $u_n$  см. ниже формулу (17);  $u_T \equiv u_{mT}$  — скорость в фазе ламинарно-поверхностного горения для медленного вращения вихря или микрообъемного фронтального турбулентного горения от поверхностной микротурбулентности — величина, заметно отличная от нуля.

Сравнение максимальной теоретической интенсивности вихревого гомогенного горения из соотношения (6) со средней по времени экспериментальной интенсивностью горения в скоростном потоке за стабилизатором

$$\varepsilon_T = u_T/u = \gamma_n(u_n/u_0) + \gamma_T(u_T/u_0) = \gamma_T(u_T/u_0) =$$

$$= 0.04 \div 0.05 \quad \text{при } u_n \ll u_T \quad (11a)$$

показывает, что частота появления в вихревом слое полностью сгоревших турбулентных крупных вихрей, как минимум, в два раза меньше единицы. Отсюда также следует, что во временном интервале скоростного стохастического факела пламени гомогенного горения существуют две примерно равные фазы процесса: фаза вихревого «клубкового» смешения без горения этого клубка и фаза (после остановки или распада клубка) ламинарного или микротурбулентного сгорания.

Представления о кинетике роста крупных вихрей по условию перинга [13, 25] также дают равные вероятности наибольших (вращающихся) и наименьших распавшихся сгоревших крупных вихрей. При этом максимальная интенсивность инжекции также оказывается в два раза выше средней интенсивности инжекции. Таким образом, при модельном представлении процесса роста крупных вихрей по условию перинга также можно утверждать, что средняя интенсивность вихревого горения равна средней интенсивности инжекции. Заметим, что для двух других известных классических стохастических распределений спектра масштабов крупных вихрей типа Гаусса или Максвелла средняя интенсивность инжекции соответственно в 3 и 2.5 раза меньше максимальной, что косвенно (с оглядкой на эксперименты) подтверждает большую вероятность модели образования спектра негорящих и горящих крупных вихрей по условию перинга.

## О ПОЛНОТЕ ГОРЕНИЯ ГОМОГЕННЫХ И ДИФфуЗИОННЫХ ФАКЕЛОВ ПЛАМЕНИ

Поскольку интенсивности инжекции (макросмешения), а значит, и интенсивности горения, как показано выше, в обоих случаях одинаковы, различие сдвиговых гомогенных и диффузионных факелов пламени будет проявляться только в полноте сгорания. Средняя полнота гомогенного горения при этом будет заметно выше средней полноты диффузионного горения, так как вероятность фронтального гомогенного горения в фазе макросмешения крупного вихря выше вероятности объемного диффузионного горения. Опыты ИТПМ СО РАН [26, 27] показали, что диффузионный факел в сверхзвуковом воздушном потоке даже водородной струи можно загасить интенсификаци-

ей процесса смешения (скачками или турбулентным распадом). В крайнем «модельном» случае послойного гомогенного фронтального горения с высокой полнотой и в натуральных вихревых клубках и их следах распада, а также в альтернативной модели диффузионного горения с высокой полнотой горения только в следах микротурбулентного распада (в «турбулентных пятнах») экспериментальные средние интенсивности скоростей гомогенного и диффузионного горения, как показал впервые Е. С. Щетинков в своей последней работе [28], отличаются примерно в два раза, в согласии с предельными соотношениями для средней вихревой интенсивности гомогенного и диффузионного горения:

$$\frac{u_{\Gamma}}{u_0} = \frac{v_n}{u_0} \eta_{\Gamma}, \quad \frac{u_{\partial}}{u_0} = \frac{v_n}{u_0} \eta_{\partial}. \quad (12)$$

Здесь  $u_0$ ,  $v_n$  — скорость потока (смеси, воздуха) и скорость его инъекции в вихревой слой;  $\eta_{\Gamma} = (\gamma_v \eta_v + \gamma_p \eta_p)_{\Gamma} \approx (\eta_v + \eta_p)/2_{\Gamma} \approx 1$  (при  $\gamma_v \approx \gamma_p = 0.5$ ,  $\eta_v = \eta_p = 1$ ) — полнота гомогенного горения (в случае фронтального горения в вихрях всех каскадов и во всех их следах распада);  $\eta_{\partial} = (\gamma_v \eta_v + \gamma_p \eta_p)_{\partial} \approx (\gamma_p \eta_p)_{\partial} \approx 0.5$  (при  $\eta_v = 0$ ,  $\eta_p = 1$ ) — полнота диффузионного горения (в случае горения только в следах микротурбулентного распада крупных вихрей) (индексы «v, p» соответствуют вихрю и следу распада).

### О ШИРИНЕ ЗОНЫ ГОРЕНИЯ, СКОРОСТИ И ИНТЕНСИВНОСТИ ГОРЕНИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ ГОРЯЩЕГО ВИХРЕВОГО СЛОЯ

#### Средняя ширина вихревой зоны смешения и горения спутных сдвиговых потоков

Согласно представлениям вихревой модели гомогенного горения, в вихревом клубке открытого (безградиентного) спутного факела пламени одинаковость ширины зоны холодного вихревого смешения и зоны вихревого горения и независимость ширины от перегрева (отношения температуры продуктов горения к температуре «холодной» гомогенной смеси  $\theta_{\Gamma} = T_{\Gamma}/T_x$ ), обнаруженная экспериментально еще в 1960–1970-е гг. [6, 7], эквивалентна условию  $dd_{\Gamma}/dx = dd_x/dx = \text{invar}(\theta_{\Gamma})$ . То есть угловое расширение средней толщины «холодного»

и горящего вихревого слоев вдоль безградиентного спутного потока сохраняется неизменным [6, 7]. Обоснование этому экспериментальному факту в рамках уравнений вихревой механики дает решение уравнения сохранения массы растущего горящего или «холодного» вихревого клубка, крутящегося без трения скольжения между двумя спутными сдвинутыми свободными потоками, записанного в виде\*

$$\frac{dm_v}{dx} = 2\pi\rho_v l_v \frac{dl_v}{dx} = (\rho_2 \Delta \delta_2 + \rho_1 \Delta \delta_1) \frac{u_{\omega}}{u_v}. \quad (13)$$

Из условия непрерывности поступательных и окружных скоростей вихря на обеих границах свободного пограничного слоя для движения без трения имеем

$$u_{v2} = u_v + u_{\omega} = u_2, \quad u_{v1} = u_v - u_{\omega} = u_1,$$

$$u_{\omega} = u_2 - u_v = u_v - u_1$$

$$\text{или } u_v = \frac{u_1 + u_2}{2}, \quad u_{\omega} = \frac{u_2 - u_1}{2}. \quad (14)$$

Из уравнения сохранения продольного импульса вдоль безградиентного вихревого слоя получаем

$$u_v = g_1 u_1 + g_2 u_2. \quad (15)$$

Сопоставляя значения  $u_v$  из независимых соотношений (14) и (15), видим, что они идентичны при условии

$$g_1 = g_2 = 0.5. \quad (15a)$$

Условие (15a) можно также записать как условие равенства двух эжектируемых в свободный погранслой расходов:

$$\rho_2 \Delta \delta_2 = \rho_1 \Delta \delta_1 \quad (\text{при } g_i \sim \rho_i c_i / \rho_v). \quad (15b)$$

Здесь  $g_1, g_2$  — массовые доли в вихревом слое 1-го и 2-го спутного потоков,  $c_i$  — объемная концентрация  $i$ -й среды в вихревом пограничном слое.

Подставляя эти значения в (13), получаем

$$\begin{aligned} \frac{dl}{dx} &= \frac{\rho_2}{\rho_v} \left( \frac{\Delta \delta_2}{l} \right) \frac{u_{\omega}}{\pi u_v} = \\ &= \frac{\rho_2 c_2}{\rho_v n_{\Delta} \pi} \left( \frac{u_{\omega}}{n_{\Delta} \pi u_0} \right) = \text{invar}(\theta_{\Gamma}), \quad (13a) \end{aligned}$$

\*) Аналитическое объяснение этому опытному факту давала уже наша первая «статистическая диффузионная модель» вихревого обмена (1962–1971 гг.) [6–12].

где  $c_2 = \Delta\delta_2 n_\Delta / l$  — объемная концентрация гомогенной смеси в вихревом клубке,  $n_\Delta$  — число витков вихревого клубка. В частности, для затопленного свободного пограничного слоя или факела пламени в этом же свободном пограничном слое при  $u_1 = 0$ ,  $g_2 = 0.5$ ,  $n_\Delta = 3$  и  $\Delta\delta_2 / l = 0.3$ , как на рис. 3, з, получим

$$k_v = \frac{dl}{dx} = \frac{1}{6\pi} = 0.053$$

$$\text{или } \frac{d\delta_r}{dx} = \frac{d\delta_x}{dx} = 0.1 \quad (\text{при } M_2 \leq 1). \quad (136)$$

Средний лагранжев масштаб вихревого слоя смещения по вихревой модели ( $l_c$ ) эквивалентен среднеквадратическому переносу объема поперек свободного слоя для нашей первой «двухкомпонентной» диффузионной модели ( $\sqrt{y'^2}$ ) [6, 7], а начальное угловое расширение ( $l'_x$ ) эквивалентно, согласно уравнению Тейлора [8–12], интенсивности поперечных пульсаций скорости, причем ее экспериментальное значение было таким же, как и средняя интегральная интенсивность горения [6, 7].

#### О средней ширине зоны распространения пламени в сносящих до- и сверхзвуковых воздушных потоках

Фотографии факела пламени в сносящем потоке в момент воспламенения [14], приведенные на рис. 3, а–в, характерны для всех сдвиговых пограничных течений, образуемых в следах и струях в любом сносящем потоке. Существует большой массив подобных фотографий, приведенных в [20, 23], для пассивных следов и струй в сносящем потоке, а для горящих следов и струй в сносящем потоке — лишь единичные данные типа представленных на рис. 3, а–в. Однако, в силу вышеупомянутой доминирующей «холодной» вихревой макрокинетики, можно не сомневаться, что эти новые характерные ее особенности сохраняются и в случае носимых горящих следов и струй, как это наблюдается в начале горения на рис. 3, а–в.

В носимых следах и струях, помимо вихревого переноса разных каскадов в спутных потоках этих же следов и струй, наблюдается существенная компонента волнового переноса лагранжевых объемов горящих вихрей волнами

неустойчивости нормальной компоненты сдвига скоростей, не успевающих сформироваться в вихревые клубки смещения и горения. Потому они не вносят вклада в вихревое смещение и горение, но дают существенный вклад в ширину зоны распространения горения, в угловой коэффициент, в скорость и интенсивность распространения факела поперек своей оси, со своими закономерностями, аналитически пока не определенными.

#### АНАЛИТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ ЛОКАЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ ФРОНТОВ ГОРЕНИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ В СПУТНОМ КРУПНОМ ВИХРЕВОМ ЕДИНИЧНОМ ОБРАЗОВАНИИ ПРИ МАЛЫХ И БОЛЬШИХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА СДВИГА

Мы пока мало что знаем из эксперимента и теории о макроструктуре и макрокинетике единичного вихревого образования, еще меньше знаем о кинетике локального фронта горения горящего вихря, так что лишь вихревая теория ламинарного и микротурбулентного уровня и ее уравнения позволяют нам что-то определить.

Приведем ряд аналитических решений для скоростей макро- и микровихревого стохастического горения вихревого образования в свободном (безградиентном) плоском и осесимметричном факелах — пламени гомогенного и диффузионного горения.

Скорость «нормального» горения  $u_n$  локального фронта пламени ПКР вихревого клубка в начальной фазе его движения при растяжении ее этим крупным вихревым клубком получим из известного уравнения Зельдовича — Франк-Каменецкого:

$$\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} + \frac{\partial v_\varphi}{r \partial \varphi} = \frac{D}{T_1 r} \left( \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + F, \quad (16)$$

где  $v_r$ ,  $v_\varphi$  — радиальная и азимутальная компоненты скорости гомогенной смеси, движущейся навстречу неподвижному элементу фронтальной вихревой поверхности гомогенного горения любого из витков горящего ламинарного вихревого клубка типа приведенных на рис. 2, б, 3, д, 4, а;  $D$  — коэффициент молекулярной теплопроводности (диффузии);  $T_1$ ,  $T$  — начальная и текущая температуры гомогенной смеси;  $F = \Phi / c_p T_1$ ,  $\Phi$  — скорость тепловыделения, известная функция температуры [6],  $c_p$  — теплоемкость при постоянном давлении.

Для моделей вихревого клубка и постоянной завихренности последний член левой части равен

$$\frac{dv_\varphi}{rd\varphi} \approx \frac{du_\omega}{rd\varphi} = \frac{\omega dl}{l\omega dt} \approx \frac{i}{l}.$$

Используя это добавление к уравнению теплопроводности (16) и интегрируя его, получим интегральные соотношения вида

$$u_n(\theta - 1) = \int F dy - \frac{\delta_n}{l}(v_c + i)$$

или  $\frac{u_n}{u_n} = \frac{1 - l_0}{l}, \quad (17)$

где  $v_c \approx \frac{u_n(\theta + 1)}{2}$ ;  $l_0 = \frac{3\theta + 1}{2(\theta + 1)}\sigma_0$ ;  $\sigma_0 = 2 \int_{\Delta_1}^{\Delta_2} \frac{T dy}{T_2 + T_1} = \frac{6D}{u_n}$ ;  $u_n$  — скорость движения

ПКР как фронта «нормального» горения (по нормали к поверхности горения гомогенной смеси вихревого витка) для режимов  $0 \leq u_n \leq u_n$ ;  $\Delta_1, \Delta_2$  — толщины сечений захвата двух сред (высокой и низкой температуры  $T_2 \equiv T_{в,г}$ ;  $T_1 \equiv T_\delta$ ). Из (17) следует, что до радиуса вихревого клубка  $l$ , меньшего масштаба  $l_0$ , «двухкомпонентный» ламинарный вихревой клубок типа приведенного на рис. 2,б, 3,д, состоящий из чередующихся витков «свежей» гомогенной смеси и продуктов сгорания, не имеет положительного решения для  $u_n$ , т. е. вихревой клубок растет, не сгорая, при  $u_n = 0$ .

При малых давлениях на больших высотах полета негорящий вихревой клубок может быть достаточно большим ( $l_0 = 50$  мм и больше [6]). Этот результат выстраивает наши представления о последовательности механизмов фронтального поверхностного горения типа К. И. Щёлкина [2] следующим образом.

Сначала крутится вихревой клубок «черно-белого» макросмещения без горения (при  $p_0 = 1$  бар,  $u_n = 20$  см/с,  $\theta = 8$ ,  $D = 0.15$  см<sup>2</sup>/с,  $\sigma_0 = 45 \cdot 10^{-3}$  см до  $l_0 = 1$  мм).

Далее идет фаза совместного положительного-отрицательного влияния на теплопередачу и на значение  $u_n$  двойного гомогенного фронта положительной и отрицательной кривизны, хорошо освещенная в классических работах (ИХФ, ИПМ РАН), к сожалению, только для одиночной искривленной «поверхности горения» (на ее «выступах» и «уступах»).

Затем для малых чисел Рейнольдса сдвига идет фаза остановленной вихревой «горбушки» (см. рис. 4,а), рассмотренная ниже, близкая к классической модели поверхности ламинарного горения Дамкеллера — Щёлкина, и далее — фаза многослойного горящего ламинарного вихревого клубка (см. рис. 2,б, рис. 3,д) с длиной криволинейного клина «языка пламени» двустороннего горения, внешнего витка вихревого клубка, определяемого отношением

$$\frac{l_{кл}}{l_в} = \frac{u_\omega}{2u_n} \left( \frac{\Delta\delta_0}{l_в} \right), \quad (18)$$

где  $l_{кл}$  — длина клиновидной струйки гомогенной смеси толщиной  $\Delta\delta_0$  или криволинейного клина «языка пламени» двустороннего горения (при  $\Delta\delta_0/l_в \approx 4k_v \approx 0.2$ ,  $u_\omega \geq 400$  см/с,  $u_n = 20$  см/с будем иметь  $l_{кл} \geq 2l_в$ , т. е., несмотря на возможное ламинарное горение витковых струек гомогенной смеси быстровращающегося вихревого клубка, мы все еще будем видеть «черно-белые» «гладкокруглые» кольца типа приведенных на рис. 2,б, 3,з,д, 4,б, но со светящимися новыми кольцами новых продуктов горения). Далее (по времени роста горящего вихревого клубка или по длине факела пламени) идет фаза перехода «гладкокруглых» витков ламинарно горящего вихревого клубка в локальные плоские и пространственные мелкомасштабные микротурбулентные завихрения, слабо проявляющиеся уже на рис. 2,б и более отчетливо на рис. 3,з, 4,б, где видна вся внешняя поверхность крупновихревого слоя струи, завуалированная поверхностной мелкомасштабной турбулентностью. Имеющиеся теневые фотографии срезов и видеофотографии самого вихревого клубка на рис. 2,б, 3,з,д и др. позволяют увидеть, что эта турбулентность первоначально является поверхностной, с масштабом микротурбулентных вихрей, определяемым толщиной слоя захвата крупного вихря, которая находится по соотношению

$$\Delta\delta_T = l_в 4k_v = R_{кр} \frac{\nu 4k_v}{u_\omega} \approx 80 \frac{\nu}{u_\omega}$$

при  $k_v = 0.05$  и при  $R_\omega > R_{кр} = 400^*$ );  $\nu = D$  [см<sup>2</sup>/с]. С этого момента для микротурбулентного слоя захвата гомогенной смеси крупным вихрем с толщиной слоя  $\Delta\delta_T$  начинается процесс микротурбулентного фронтального горе-

ния со скоростью  $u_{\text{MT}}$ , на один-два порядка большей скорости ламинарного фронта  $u_{\text{H}}$  (для современных скоростей потока в камерах сгорания). При этом длина дугового клина несгоревшей смеси определяется тем же соотношением (18), но для скорости  $u_{\text{MT}}$ . Далее процесс интердиффузии (тепла и самой энергии поверхностной локальной микротурбулентности) выравнивает неравномерность всех параметров по радиусу вихревого клубка настолько, что их распределение по объему вихря можно считать, как в гомогенном объемном реакторе, практически локально-однородным и изотропным.

Эти результаты позволяют использовать простейшие соотношения статистики объемной модели горения Е. С. Щетинкова, также хорошо согласующиеся с экспериментом [3].

#### Аналитические соотношения для скоростей фронтального горения

При малых числах Рейнольдса сдвига скорость гомогенного поверхностного сгорания случайного единичного вихревого образования в фазе неподвижной «горбушки» горючей смеси, захваченной и остановленной по модели мгновенного захвата, показанной на рис. 4, а, определяется соотношением вида

$$u_{\Gamma} = \frac{l_i}{\tau_i} = \sqrt{\frac{u_n(u_2 - u_1)}{\pi}} = \sqrt{\frac{2u_n u_{\omega}}{\pi}} = \text{invar}(i), \quad (19)$$

где  $i$  — номер каскада случайной полуволны ПТР, захваченной и остановленной потоком продуктов горения;  $l_i$  — длина полуволны ПТР  $i$ -го каскада, или диаметр полуокружности ПТР, ставшей после фазы захвата поверхностью контактного разрыва, а после полной остановки захватываемой средой — и поверхностью ламинарного или микротурбулентного горения;  $\tau_{\Gamma i} = l_c/u_n = l/2u_n n_{\text{об}} = l\sqrt{\pi/u_n \Delta u}$  — время горения;  $n_{\text{об}} = \omega_{\text{в}} \tau_{\Gamma} / \pi = \Delta u \tau_{\Gamma} / 2l\pi$  — число полуоборотов за время горения (в случае вихревого вращения);  $u_n$  — скорость фронта горения (случайная функция),  $u_n = u_{\text{H}}$  при  $u_{\omega} \leq u_{\text{H}}$  ( $u_{\omega} l/v \ll R_{\text{кр}} = 400$ );

<sup>\*</sup>Пионерские замеры критического числа Рейнольдса:  $R_{\omega} = \frac{u_{\omega} l_{\text{в}}}{\nu} = R_{\text{кр}} = 400$  — перехода ламинарного крупного вихревого клубка в локальную поверхностную микротурбулентность, ясно видимую на современных фотографиях рис. 1–4, провел В. И. Терехов [29].

$u_n \approx 0$  при  $u_{\omega} > u_{\text{H}}$  ( $u_{\omega} l/v \ll R_{\text{кр}}$ );  $u_n \equiv u_{\text{MT}}$  при  $u_{\omega} \gg u_{\text{H}}$  ( $u_{\omega} l/v \ll R_{\text{кр}}$ ).

Формула (19) аналогична классической формуле Щёлкина, но имеет определенный численный коэффициент и более определенную зависимость от структурных параметров горящего вихря. В силу независимости «случайной» скорости поверхностного горения от номера каскада волновой поверхности горения формула средней интенсивности горения по всем каскадам вдоль горящего сдвигового слоя получается простейшей:

$$\left(\frac{u_{\Gamma}}{u_2}\right) = \frac{u_{\Gamma i} \gamma_i}{u_2} = \left(\frac{u_{\Gamma, \text{в}}}{u_2}\right) \gamma_{\text{в}} = \sqrt{\frac{2u_n u_{\omega}}{\pi u_2^2}} \gamma_{\text{в}}, \quad (20)$$

где  $\gamma_{\text{в}}$  — вероятность появления «горящей волны», вихревого горящего клубка или горящего «турбулентного пятна».

Теоретическую зависимость локальной скорости микротурбулентного горения от параметров локальной микротурбулентности и кинетики горения ( $v_{\text{т}}$ ,  $l_{\text{т}}$ ,  $u_{\text{н}}$ ,  $D_m$ ) при больших числах Рейнольдса сдвига мы дадим ниже, а пока приведем общеизвестную классическую эмпирическую формулу для  $u_{\text{MT}}$  при  $R_{\omega} \ll R_{\text{кр}}$  [6, 7]:

$$u_{\text{MT}} = u_{\text{т}} = A_{\text{т}} u_{\text{н}}^n v_{\text{т}}^{1-n}, \quad (21)$$

где  $n = 0.15 \div 0.2$ ;  $A_{\text{т}} = 1$ . Заметим, что начальная микротурбулентная скорость крупного вихря определяется, согласно модели мгновенного захвата, соотношением

$$v_{\text{т}}^2 = v_{\text{т}0}^2 = \frac{u_{\omega}^2 4g_1 g_2}{3} = \frac{u_{\omega}^2}{3} \quad \text{при } g_1 = g_2 = 0.5. \quad (22)$$

Согласно (12) в значение эмпирического коэффициента  $A_{\text{т}}$  неявно входит еще и вероятность появления горящих вихрей.

Для скорости диффузионного горения [28] аналогичные физические представления дают соотношение:

$$u_{\partial} \approx \frac{l_c}{\tau_g} \approx 2 \frac{D_{\text{MT}}}{l_c} = \quad (19a)$$

$$= \begin{cases} 0 \text{ при } \gamma_{\text{в}i} & \text{в ламинарных} \\ & \text{крупных вихрях;} \\ v_{\text{т}} \text{ при } \gamma_{\text{р}i} \text{ и } l_c = 2l_{\text{т}} & \text{в турбулентных} \\ & \text{пятнах следов} \\ & \text{распада вихря,} \end{cases}$$

$D_{\text{MT}}$  — коэффициент микротурбулентной диффузии,  $\tau_g$  — время.

Средняя скорость микротурбулентного диффузионного горения спектра крупных вихрей и их следов распада определяется выражением

$$u_{\partial} = \gamma_{pi} u_{\partial i} = \gamma_{pi} v_{ti}. \quad (196)$$

Скорость распространения спутного факела пламени (при нулевых значениях амплитуд волн неустойчивости), определяемая конструкторами по крайним границам максимальных горящих вихрей, связана со средней скоростью турбулентного гомогенного или диффузионного вихревого горения  $u_T$  следующим соотношением:

$$u_{T,\text{max}} = u_T + \frac{u_2}{\theta_T m_T - 1} \frac{dl'_B}{dx} = (2 \div 3) u_T, \quad (23)$$

где  $l' = \sqrt{(l_{\text{max}} - l_c)^2}$ ,  $m_T = u_2/u_1$  — параметр спутности,  $u_2, u_1$  — скорости спутных потоков горящего вихревого слоя (2, 1 — индексы соответственно большей или меньшей спутной скорости).

Среднюю интегральную интенсивность вихревого горения свободного (безградиентного) факела пламени, определяющую длину камеры сгорания, можно оценивать по трем разным, но физически близким соотношениям: по средней интенсивности инъекции воздуха или смеси в факел пламени:  $k_T = u_T/u_0 = v_{n0}/u_0$ ; по средней границе профиля температур обратного гомогенного или диффузионного факела пламени [6, 7]:

$$k_T = \frac{u_T}{u_0} = \frac{da_T/dx}{\theta_T m_T}, \quad k_{\partial} = \frac{u_{\partial}}{u_0} = \frac{da_{\partial}/dx}{\theta_T m_T}. \quad (24)$$

Для дозвукового плоского факела пламени при средней толщине факела, много большей ширины горящего вихревого слоя ( $a > \delta_{\text{max}}$ ), значение  $a$  определяется по ординате факела  $y_{0.5}$ , где  $\gamma_2 = (T - T_1)/(T_2 - T_1) = 0.5$  или  $T = (T_1 + T_2)/2$ .

Для осесимметричного факела  $a$  — средний радиус области продуктов горения (со своим индексом для каждого вида горения), определяется как математическое ожидание продуктов полного сгорания по экспериментальному профилю средних температур согласно соотношению [6]

$$a^2 = \int_0^{\infty} \gamma_2 dr^2 = \int_0^{\infty} \left( \frac{T - T_1}{T_2 - T_1} \right) dr^2,$$

где  $T_1, T_2$  — начальная и конечная температуры гомогенной смеси или воздуха для диффузионного факела пламени струи горючего;  $m_T = u_0/u_T$  — параметр спутности факела пламени;  $da_T/dx$  — полная положительная производная по  $x$ .

Скорость микротурбулентного гомогенного фронтального горения струйки захвата вихревого клубка определяем решением уравнений движения в системе координат неподвижного одномерного в среднем фронта пламени, имеющих до и после осреднения вид [6, 7]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{T} \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{u_i}{T} \right) = 0, \quad (25a)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = \frac{D}{T_1} \frac{\partial^2 T}{\partial x_i^2} + F,$$

$$\frac{d}{dx} \left( \frac{\bar{u}}{T} \right) = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{D}{T_1} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \bar{F}, \quad (25b)$$

где  $F = \frac{\Phi(T)}{c_p \rho_1 T_1}$ ,  $\Phi \sim (T_2 - T) \exp\left(-\frac{E}{RT}\right)$ ,  $\rho_1 T_1 = \rho T = \rho_2 T_2$ ,  $x_1 \equiv x$ , знаки осреднения над параметрами  $u, T$  для краткости опущены.

Уже в [6] было показано, что отношение турбулентной скорости к нормальной (ламинарной) скорости горения определяется только отношением интегралов их скоростей тепловыделения:

$$\frac{u_T}{u_n} = \int \bar{\Phi} dx / \int \Phi dx, \quad (26)$$

где  $\int \Phi dx = \int \Phi dT (dx/dT)_T$  — интеграл скорости ламинарного тепловыделения по Зельдовичу;  $\bar{\Phi} = \int dx \int \Phi(T) p(T, x) dT$  — математическое ожидание скорости тепловыделения в точке  $x$  зоны горения;  $p(T, x)$  — плотность распределения вероятности температуры в точке  $x$  зоны горения за передней линией фронта.

Среднюю скорость тепловыделения для локальной поверхностной микротурбулентности масштаба, определяемого шириной струйки захвата гомогенной смеси крупным вихревым клубком ( $l_T = \Delta \delta_0/2$ ) в узком температурном диапазоне скорости тепловыделения ( $2\Delta T_T = 2RT_T(T_2 - T_1)/E \approx 2RT_2 \Delta T/E$ ), можно записать в виде

$$\bar{\Phi} = \frac{\Delta T_T}{2\Delta T_T} \frac{\int \Phi(T) dT}{\Delta T_T} \gamma_{\Phi}(x), \quad (27)$$



где  $P(T, x) = P(T)P(x) = \gamma_\phi(x)/2\Delta T_\Gamma$ ,  $P(x) = \gamma_\phi(x)$  — плотность распределения вероятностей в точке  $x$  зоны,  $P(T) = 1/2\Delta T_\Gamma$  — равновесное (равномерное) распределение вероятностей температур в узком интервале температур, где скорости тепловыделения отличны от нуля.

Соотношение (26) при этом примет вид

$$\frac{u_\Gamma}{u_n} = \frac{2\delta_\phi}{2\Delta T_\Gamma} \left( \frac{dT}{dx} \right)_\Gamma = \frac{\delta_\phi \Delta T u_n}{\Delta T_\Gamma 2D}, \quad (26a)$$

где  $2\delta_\phi = \int \gamma_\phi dx$  — математическое ожидание ширины зоны скорости тепловыделения интервала  $2\Delta T_\Gamma$  по глубине зоны микротурбулентного горения;  $\left( \frac{dT}{dx} \right)_\Gamma = \frac{1}{2} \left( \frac{dT}{dx} \right)_{\max} = \frac{\Delta T u_n}{2D}$  — значение производной температуры по  $x$  в центре зоны максимальной скорости тепловыделения ламинарного фронта (по Я. Б. Зельдовичу).

Если предположить, следуя Дамкеллеру — Щёлкину, что и для микротурбулентного фронта горения существует аналогичная зависимость:  $\delta_\phi = (D + D_\Gamma)/u_\Gamma$ , то соотношение (26a) даст классическую формулу микротурбулентной скорости горения, постулированную Дамкеллером — Щёлкиным в 1940-х годах:

$$\frac{u_\Gamma}{u_n} = \sqrt{\frac{D + D_\Gamma}{D}} \text{ при } D_\Gamma = v_\Gamma l_\Gamma. \quad (26б)$$

Более пристальный анализ уравнений (25) показал, однако, следующее.

Ширина зоны подогрева микротурбулентного фронта пламени (равная в силу линейности уравнения теплопередачи величине  $D/u_\Gamma$ ) практически отсутствует, т. е. микротурбулентная интенсификация тепловыделения идет только за счет увеличения самого интеграла скорости тепловыделения.

Случайная функция скорости тепловыделения, в общем случае известная функция от шести случайных аргументов (температуры, концентрации компонента, ведущего реакцию, времени и трех координат пространства), при постоянстве энтальпии, стационарности, квазиоднородности, изотропности и нормального распределения статистически независимых аргументов может быть сведена к простейшему гауссовскому распределению вероятностей по глубине зоны тепловыделения:

$$\gamma_\phi(x) = \frac{2\delta_\phi}{\sqrt{2\pi\sigma_\phi^2}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_\phi^2}\right), \quad (28)$$

где  $\sigma_\phi^2 = \overline{x'^2} + \overline{y'^2} + \overline{z'^2} \approx 3\overline{x'^2}$  — дисперсия отклонения изотерм зоны реакции от среднего (нулевого) положения  $2\delta_\phi = n_\Gamma \Delta\delta_{x\Gamma}$ ;  $n_\Gamma$  — число слоев (зон реакции) в микротурбулентной зоне горения;

$$\Delta\delta_{x\Gamma} = \frac{dS}{dydz} \Delta\delta_n = \Delta\delta_n \sqrt{1 + \frac{dy'^2}{dx^2} + \frac{dz'^2}{dx^2}}$$

— средняя ширина одной зоны реакции по глубине зоны  $x$ ;  $y'^2 = z'^2$  — дисперсия пульсаций изотерм зоны горения по поперечным координатам фронта реакции;  $\Delta\delta_n \equiv \Delta\delta_{\text{пл}}$  — нормальная ширина одной зоны ламинарного процесса горения, равная по Зельдовичу  $2\Delta T_\Gamma / (T'_x)_{\max} = 4\Delta T D / \Delta T_2 u_n$ ;  $\Delta\delta_n \equiv \Delta\delta_{\text{пт}}$  — та же самая нормальная толщина, но при микротурбулентной (объемной) модели горения по Е. С. Щетинкову;

$$\begin{aligned} \frac{\overline{dy'^2}}{dx^2} = \frac{\overline{dz'^2}}{dx^2} &= \zeta_0'^2 k_0^2 \overline{\cos^2 kx} = \\ &= \zeta_0'^2 \left( \frac{\pi}{2l_\Gamma} \right)^2 \frac{1}{2} = \frac{v_\Gamma^2 l_\Gamma^2}{u_\Gamma^2 l_\Gamma^2} \left( \frac{\pi^2}{8} \right), \end{aligned}$$

$$\zeta_0^2 \equiv \overline{x'^2}; \quad \sqrt{\zeta_0'^2} \equiv \zeta_0' = v_\Gamma l_\Gamma / u_\Gamma;$$

$k_0 = \pi/2l_\Gamma^0 = u_\Gamma/3D$ ,  $l_\Gamma^0 = 3\pi D/2u_\Gamma$  — частота и масштаб горящих наименьших микровихрей;  $\frac{dS}{dydz} = \sqrt{1 + \frac{\pi^2 v_\Gamma^2}{4u_\Gamma^2}}$  — увеличение скорости реакции по «поверхностной» модели Дамкеллера — Щёлкина.

При малых числах Рейнольдса сдвига, когда микротурбулентность в вихревом клубке уже существует, но масштаб наименьших вихрей Колмогорова — Обухова [1] остается еще больше ширины зоны ламинарного горения, т. е. при  $l_\Gamma^0 = l_\Gamma/R_\omega^{3/4} = \Delta\delta_0/2R_\omega^{3/4} > D/u_n$  и  $n_\Gamma = 1$ , но при  $(v_\Gamma/u_\Gamma)^2 \gg 1$ , имеем

$$u_\Gamma = \sqrt{\frac{\pi}{2}} v_\Gamma u_n. \quad (26в)$$

Микротурбулентная скорость каждого вихревого клубка связана с его максимальной скоростью вращения аналитическими соотношениями вида

$$\frac{\overline{v_\Gamma}}{u_\omega} = \frac{\overline{\Delta\delta_0}}{l} = 0.2, \quad \frac{\overline{v_\Gamma}}{u_\omega} = \frac{1}{2\sqrt{3}} = 0.3$$

соответственно для классической градиентной модели и для модели постоянной завихренности образования локальной микротурбулентности в момент формирования вихревого клубка [11, 12, 13, 15, 23].

При очень больших числах Рейнольдса сдвига, когда наименьшие вихри локальной микротурбулентности проникают уже в глубину ламинарной зоны химической реакции (т. е. при  $l_T^0 < \Delta\delta_{пт}$  и  $n_T > 1$ ), решения уравнений для корреляционных моментов  $\overline{T'^2 u}$ ,  $\overline{T' u'}$ ,  $\overline{F' T'}$ , полученных из первой системы уравнений (25а) известным методом Фридмана — Келлера, дают следующие зависимости и конечные соотношения:

$$\overline{T' u'} = \frac{u_T \overline{T'^2}}{T_1},$$

$$\overline{u'^2} = v_T^2 = \frac{u_T \overline{T' u'}}{T_1} = \left(\frac{u_T}{T_1}\right)^2 \overline{T'^2} = u_T^2 \overline{\theta'^2}, \quad (29)$$

$$\overline{F' T'} \approx 0;$$

$$\frac{u_T}{u_H} = n_T = \frac{\Delta\delta_{пт} v_T^0}{3D} = \quad (30)$$

$$= \frac{v_T^0}{3D} \sqrt{\left(1 + \frac{D_T^0}{D}\right) \frac{4\Delta T_T}{\Delta T_2}}.$$

$$n_T = \frac{\Delta\delta_{пт}}{l_T^0} \sqrt{1 + \frac{\pi^2 v_T^2}{4u_T^2}} = \frac{\Delta\delta_{пт} 2u_T \pi v_T}{3\pi D 2u_T} = \frac{\Delta\delta_{пт} v_T}{3D}$$

— число зон внутри фронта микротурбулентного горения;  $v_T^0$  — масштаб скорости горящих наименьших микровихрей, определяемый по масштабу горящих наименьших вихрей  $l_T^0$  по теории Колмогорова — Обухова [1];  $\Delta\delta_{пт} = \sqrt{(D + D_T^0)\tau_{хим}}$  — классическое соотношение для нормальной ширины зоны химико-физического (молекулярного и микротурбулентного) процесса тепловыделения;  $\tau_{хим} = 4\Delta T_T \delta / \Delta T_2 u_H = 4\Delta T_T D / \Delta T_2 u_H^2$  — характерное (базовое) время скорости тепловыделения, единое для всех пламен, но выраженное через известные базовые параметры химической и молекулярной кинетики нормального (ламинарного) пламени.

В случае  $D_T^0/D \gg 1$  и  $D_T^0 = v_T^0 l_T^0$  из (28), (29) имеем

$$u_T = \left(\frac{2}{3}\pi\right)^{1/3} \left(\frac{\Delta T_T}{\Delta T_2}\right)^{1/3} v_T^0. \quad (30a)$$

Подставляя в (30а) зависимости скорости наименьшего микровихря от его радиуса [1] и окружной скорости макровихревого клубка вида  $v_T^0 = v_T \left(\frac{l_T^0}{l_T}\right)^{1/3} = \frac{u_\omega}{2\sqrt{3}} \left(\frac{3\pi D 2}{2u_T \Delta\delta_0}\right)^{1/3}$ , получаем соотношения

$$u_T = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{\Delta T_T}{\Delta T_2}\right)^{1/4} u_\omega^{3/4} \left(\frac{1}{3}\right)^{3/8} \left(\frac{D}{\Delta\delta_0}\right)^{1/4},$$

$$k_T = \frac{u_T}{u_0} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{\Delta T_T}{\Delta T_2}\right)^{1/4} \left(\frac{u_\omega}{u_0}\right)^{3/4} \left(\frac{1}{3}\right)^{3/8} \left(\frac{D}{u_0 \Delta\delta_0}\right)^{1/4}.$$

В частности, для горящего вихря затопленного факела пламени ( $u_\omega/u_0 = 0.5$ ,  $\Delta\delta_0/l = 0.2$ ,  $u_0 = 50$  м/с,  $l = 5$  см,  $\Delta T_T/\Delta T_2 = 0.05$ ,  $D = D_0 \theta_T^{1.75} = 0.15(7.6)^{1.75} = 5.2$  см<sup>2</sup>/с) имеем  $k_T = 0.042$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Совместный анализ мгновенных снимков крупных горящих и негорящих вихрей и новых совместных решений уравнений движения, горения и вероятности появления крупных и микротурбулентных вихрей соответственно в зонах и фронтах горения позволил сделать ряд заключений.

Подтверждены ранние выводы, полученные на основе нашей первой статистической диффузионной модели крупновихревого переноса лагранжевых объемов в 1952–1971 гг.:

— принципиальное различие скоростей турбулентного распространения пламени и скоростей собственно горения,

— постоянство интегральной скорости турбулентного горения, рост и идентичность скорости роста ширины зоны вихревого смешения и горения.

Получены следующие новые результаты.

— Согласно предлагаемой новой вихревой модели макросмешения и микротурбулентного горения, интегральные скорости горения и инжекции объемов воздуха или воздушной горючей смеси в пограничный сдвиговый слой являются идентичными понятиями, а локальное

микротурбулентное горение определяет только полноту и скорость сгорания локального (лагранжева) вихревого образования.

— Различие экспериментальных интегральных скоростей гомогенного и диффузионного горения, впервые показанное Е. С. Щетниковым, объясняется меньшей средней полнотой диффузионного сгорания: только в «турбулентных пятнах» распадается крупных вихревых клубков.

— Горение единичного крупного вихревого клубка, как самостоятельного лагранжева объема, является известной сложной функцией времени, числа Рейнольдса сдвига, граничных (случайных или детерминированных) условий его образования.

— Для ламинарных вихревых клубков малых радиусов и больших скоростей вращения скорость нормального фронта ламинарного гомогенного горения практически равна нулю.

— В случае фронтального ламинарного гомогенного горения остановленных лагранжевых объемов гомогенной смеси («горбушек» под сдвинутыми полуволнами неустойчивости поверхности тангенциального разрыва, захваченных крупными ламинарными вихрями и остановленных спутным потоком продуктов сгорания) полученная формула средней интегральной скорости поверхностного вихревого горения оказывается идентичной известной размерной формуле Дамкеллера — Щёлкина.

— Для многослойного вихревого клубка гомогенной смеси и продуктов сгорания, горящего микротурбулентно и послыно-фронтально, локальная скорость фронта микротурбулентного горения зависит от параметров локальной турбулентности А. Н. Колмогорова — А. М. Обухова и хорошо согласуется с известными эмпирическими закономерностями интегральной скорости турбулентного гомогенного горения в скоростном потоке.

— Уникальные опытные данные резонансного вибрационного и детонационного гомогенного горения в камере сгорания переменной длины, представленные в книге [5], как и общеизвестные лабораторные опыты по изучению трех разных режимов горения, начиная с опытов Маляра и Ле-Шателье 1881–1883 гг., можно объяснить существованием трех разных фаз ламинарного и микротурбулентного горения вихревых клубков: фазы послыно-горения при последовательном образовании ламинарного поверхностного и микротурбулентно-

го поверхностного фронтального горения в очередном внешнем витке вихревого клубка; фаза взрывообразного, объемного, турбулентного фронтального горения одновременно во всех слоях вихревого клубка, практически сразу после его образования за время, много меньшее времени образования его микротурбулентности и микротурбулентного сгорания. Уже более века эти фазы наблюдаются в лабораторных пробирках, подвалах, домах, цехах и т. п. при сознательном или случайном вихревом смешении воздуха с горючим газом.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. — М.: ГИТТЛ, 1954.
2. Щелкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения. — М.: Изд-во АН СССР, 1963.
3. Schetinkov E. S. Calculation on of turbulent burning speed // VII Symp. on Combustion. — 1965.
4. Прудников А. Г., Дулепов Н. П., Колиев М. Р., Северинова В. В. Характеристики одноактного внешнего детонационного горения в сверхзвуковых воздушных потоках // Проблемы создания двигателей детонационного горения: тр. ЦИАМ. — 2006. — № 1330.
5. Раушенбах Б. В. Вибрационное горение. — М.: Физматгиз, 1961.
6. Раушенбах Б. В., Беспалов И. В., Волынский М. С., Прудников А. Г. и др. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей. — М.: Машиностроение, 1964.
7. Прудников А. Г., Волынский М. С., Сагалович В. Н. Процессы смесеобразования и горения в воздушно-реактивных двигателях. — М.: Машиностроение, 1971.
8. Прудников А. Г. Вихревая модель пограничного слоя с тепловыделением // Труды ЦИАМ. — 1987. — № 1061.
9. Прудников А. Г. Определение параметров структуры свободного сдвигового слоя с помощью модели постоянной завихренности // Труды ЦИАМ. — 1987. — № 1990.
10. Прудников А. Г. Уравнения движения и структурные параметры свободного сдвигового слоя // Труды ЦИАМ. — 1987. — № 1191.
11. Образцов И. Ф., Прудников А. Г., Яновский Ю. Г. Вихревая модель сдвиговых пограничных слоев // Современные проблемы аэродинамики: тез. докл. X школы-семинара Научного совета РАН по МЖК. — НИИМех МГУ, ИТПМ им. М. В. Келдыша РАН, 5–15 сентября 2002.

12. Prudnikov A. G., Yanovskiy Yu. G. Vortex structural models of combustion in Ramjet combustion chambers // Intern. Symp. on Combustion and Atmospheric Pollution, St. Petersburg, Russia, July 8–11, 2003.
13. Прудников А. Г. Новый подход к теплогазоаэродинамическим процессам — силовой основе современных и перспективных авиакосмических, наземных и морских летательных аппаратов // Авиакосм. техника и технология. — 2008. — № 1. — С. 40–50.
14. Ven-Yakar A. Experimental Investigation of Mixing and Ignition of Transverse Jets in Supersonic Crossflows: Ph. D. Dissertation. — Dept. of Mechanical Engineering, Stanford Univ., Stanford, CA, Dec. 2000.
15. Прудников А. Г., Захаров Н. Н., Верхоломов В. К. и др. Теоретические и экспериментальные исследования изобарических контуров многоконтурных бесопловых камер сгорания // Основные результаты научно-технической деятельности: юбилейный сб. к 75-летию ГНЦ РФ «ЦИАМ им. П. И. Баранова». — М.: ЦИАМ, 2005. — Т. 1. — С. 370–375.
16. Пионеры ракетной техники. Евгений Сергеевич Щетинков // Ракетно-космические двигатели и энергетические установки. Вып. 2 (151) / под ред. А. С. Коротева. — М.: ИЦ им. М. В. Келдыша, 1961.
17. Prudnikov A. G., Verkholomov V. K., Severinova V. V., Koliyev M. R. Theoretical and experimental investigations of isobaric combustion in divergent nozzle-free transonic chambers // Intern. Symp. on Combustion and Atmospheric Pollution, St. Petersburg, Russia, July 8–11, 2003.
18. Прудников А. Г., Боев Д. А., Королева Н. С. Быстрее всех ветров. Памяти Е. С. Щетинкова // Авиадвигатель. — 2008. — № 3. — С. 29–31.
19. Сабельников В. А., Пензин В. И. К истории исследований в области высокоскоростных ПВРД в России. — М.: ЦАГИ, 2008.
20. Ван-Дайк М. Альбом течений жидкости и газа. — М.: Мир, 1986.
21. Боев Д. А., Прудников А. Г. Интервью вне рамок юбилея // Авиадвигатель. — 2004. — № 4. — С. 36–39.
22. Прудников А. Г. Вихревая механика перемежающихся сред // Авиадвигатель. — 2006. — № 6. — С. 16–17.
23. Прудников А. Г., Колиев М. Р., Северинова В. В. Управление горением параметрами его макрокинетик // Методы аэрофизических исследований: XIV Междунар. конф., ISMAR, г. Новосибирск, 2008.
24. Таганов Г. И., Дудолодов И. В. Применение результатов исследований вихревых нестационарных течений идеальной жидкости для описания турбулентного слоя смешения // Турбулентные течения. — М.: Наука, 1977.
25. Rochko A. Structure turbulent shear flows of new look // AIAA Journal. — 1976. — V. 14, N 10.
26. Гаранин А. Ф., Крайнев В. Л., Третьяков П. К. Влияние скачка уплотнения на интенсивность горения в рециркуляционной зоне при встречной подаче водорода // Физика горения и взрыва. — 1984. — Т. 20, № 2. — С. 33–37.
27. Гаранин А. Ф., Крайнев В. Л., Третьяков П. К. Влияние внешних возмущений на горение в сверхзвуковом потоке // Структура газозных пламен. — Новосибирск, 1984. — Ч. 1. — С. 234–242.
28. Щетинков Е. С. О скорости горения турбулентного диффузионного факела // Физика горения и взрыва. — 1976. — Т. 12, № 4. — С. 483–493.
29. Терехов В. И. Турбулентный теплоперенос в ограниченных закрученных потоках // Инж.-физ. журн. — 1987. — Т. 53, № 6. — С. 911–919.

*Поступила в редакцию 20/III 2008 г.,  
в окончательном варианте — 25/V 2010 г.*