

расплава между крупными каплями исчезает, а их размеры уменьшаются до 200—900 мкм. Дальнейшее повышение давления до 8 МПа практически не изменяет структуру горячей поверхности и слабо влияет на размер агломератов ИП. Аналогичный эффект агломерации ИП наблюдается и при горении ТПТ Б (рис. 3, в), размер агломератов при  $p = 4$  МПа может достигать 100—800 мкм, что приводит к снижению степени испарения ИП в камере сгорания.

Таким образом, экспериментально установлен эффект агломерации частиц легкоионизирующейся присадки  $KNO_3$  на горячей поверхности твердого плазмообразующего топлива, почти в 2 раза снижающий степень реализации расчетной удельной электропроводности продуктов сгорания и соответственно энергетических параметров импульсного МГД-генератора. В связи с этим необходимо использовать специальные меры, исключающие агломерацию присадки. Наиболее радикальна из них — замена нитратов щелочных металлов на другие типы ИП, неплавящиеся или интенсивно разлагающиеся при температуре горячей поверхности ТПТ (600—800 К).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Морохов И. Д., Велихов Е. П., Волков Ю. М. Атомная энергия, 1978, 44, 3, 213.
2. Bangerter C. D., Peterson A. C., Convent E. E. // Proc. 8th Symp. on Engrg. Aspects of MHD.— Stanford, 1967.
3. Бабаков Ю. П., Иващенко Ю. С., Новиков В. А. и др. // Тез. докл. III Всесоюз. совещания по физике низкотемпературной плазмы с конденсированной дисперсной фазой.— Одесса, 1988.
4. Магнитогидродинамическое преобразование энергии. Открытый цикл/Под ред. Б. Я. Шумяцкого, М. Петрика.— М.: Наука, 1979.
5. Венгерский В. В., Бабаков Ю. П., Бордаков В. Н. и др. Материалы Всесоюз. конф. «Применение аппаратов порошковой технологии и процессов термосинтеза в народном хозяйстве».— Томск, 1987.
6. Чернов Ю. Г., Сахаров Б. Б., Гуревич М. И. и др. Пакет прикладных программ «Плазма».— М., 1981.— (Препр./ИАЭ—3522/16).
7. Недоспасов А. В., Побережский Л. П., Чернов Ю. Г. Состав и свойства рабочих тел МГД-генераторов открытого цикла.— М.: Наука, 1977.
8. Похил П. Ф., Беляев А. Ф., Фролов Ю. В. и др. Горение порошкообразных металлов в активных средах.— М.: Наука, 1972.

*г. Дзержинский*

*Поступила в редакцию 5/VII 1989*

УДК 621.1.01 : 536.42

*Ю. А. Буевич, Н. А. Королева, И. А. Наталуха*

#### ВЛИЯНИЕ МОДУЛЯЦИИ НА ГОРЕНИЕ ПОЛИДИСПЕРСНОГО ТОПЛИВА

В работе [1] исследованы неустойчивость стационарных процессов горения полидисперсной системы частиц, обусловленная сильно нелинейной зависимостью скорости реакции от температуры, и характеристики возникающих в результате автоколебательных режимов горения. Наличие собственных частот колебаний делает в принципе возможным явления нелинейного параметрического резонанса в рассматриваемой системе: искусственную стабилизацию, параметрическое возбуждение колебаний, возникновение квазипериодических режимов и т. п. Такого рода процессы широко распространены в природе [2, 3] и могут иметь практическое значение для оптимизации ряда технологических процессов (см., например, [4, 5]). Последнего следует ожидать и применительно к топкам с диспергированным топливом [1]; в связи с этим в настоящей работе рассматривается влияние модуляции ряда параметров

на нейтральную устойчивость стационарных и амплитудно-частотные характеристики автоколебательных режимов горения.

В качестве исходной рассматривается предложенная в [1] упрощенная модель горения пылевидного или капельного топлива в пренебрежении процессами дробления и коагуляции для условий идеального перемешивания в топке и кинетического режима протекания реакции на частицах. В этом случае скорость уменьшения радиуса горящих частиц может быть представлена в виде  $dr/dt = -\beta$ , где  $\beta$  — близкая к аррениусовской функция температуры в топке  $T$ . Скорость полного теплоотвода описывается при помощи линейного соотношения  $\alpha(T - T_e)$ , где  $T_e$  играет роль эффективной температуры внешнего потребителя, а скорость подвода частиц — функцией  $\gamma(r)$ ; обе эти величины отнесены к единице объема топки.

Процесс горения описывается при помощи уравнения теплового баланса, учитывающего теплообмен с внешней средой и выделение теплоты реакции, и кинетического уравнения для плотности распределения  $f$  горящих частиц по размерам, учитывающего подвод частиц извне и уменьшение их размеров, обусловленные горением. После ряда преобразований в пренебрежении влиянием начальных условий, что возможно как для стационарных, так и для установившихся периодических процессов, эти уравнения сводятся к интегриродифференциальному функциональному уравнению

$$\frac{\beta(u)}{\beta_1} \frac{d\xi}{d\tau} + St + (St + St_e)\xi + \frac{4\pi k Q \Theta^3 \beta_1^2 \beta(u)}{\rho c T_0 u_s} \int_0^\infty \left( \int_s^\infty \frac{\gamma(x) dx}{\beta[u(\tau + s - x)]} \right) r^2(s) ds = 0, \quad (1)$$

описывающему динамику изменения температуры в топке, и представлению для плотности распределения

$$f(\tau, s) = \Theta \beta_1 \int_s^\infty \frac{\gamma(x) dx}{\beta[u(\tau + s - x)]}. \quad (2)$$

Здесь введены переменные и параметры:

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{u - u_s}{u_s}, \quad u = \frac{T - T_0}{T_0}, \quad u_e = \frac{T_e - T_0}{T_0}, \\ \tau &= \frac{1}{\Theta \beta_1} \int_0^t \beta dt, \quad s = \frac{r}{\Theta \beta_1}, \quad \Theta = \frac{1}{(\beta_1^4 \gamma_0)^{1/5}}, \\ St &= \frac{\alpha(u_s - u_e)\Theta}{\rho c u_s}, \quad St_e = \frac{\alpha u_e \Theta}{\rho c u_s}, \end{aligned} \quad (3)$$

нижний индекс 0 отмечает некие характерные значения соответствующих величин; индекс  $s$  — значения величин, соответствующих стационарному режиму горения при заданных физических и режимных параметрах,  $\rho$  и  $c$  — плотность и удельная теплоемкость смеси, принимаемые постоянными;  $k$  — коэффициент, определяемый механизмом реакции;  $Q$  — теплота сгорания (остальные обозначения см. в [1]). Физический смысл постоянства  $\rho$ ,  $c$  и  $k$ , а также сделанные при выводе (1) и (2) допущения подробно обсуждены в [1].

Если  $B_1 > B_1^0$ , где

$$B_k = \frac{u_s^k}{k!} \frac{d^k \ln \beta}{du^k} \Big|_{u=u_s}, \quad k = 1, 2, 3,$$

то стационарные режимы горения оказываются неустойчивыми, причем в разных параметрических областях возможно как мягкое, так и жесткое нарушение устойчивости. В первом случае возникает автоколебательный режим, который при достаточно малой относительной надкри-

точности  $(B_1 - B_1^0)/B_1^0$  может быть описан при помощи соотношения

$$\xi(\tau) = \sum_{n=-2}^2 A_n e^{in\omega\tau},$$

причем  $A_0$  вещественно, амплитуду  $A_1$  допустимо рассматривать как действительную, а  $A_{-2}$  и  $A_2$  — как комплексно сопряженные величины. Условие нейтральной устойчивости, мягкого и жесткого возбуждения неустойчивости, а также представления для амплитуд рассмотрены в [1].

Автоколебания температуры приводят к осцилляциям важнейших технологических параметров процесса — полного числа, среднего размера, поверхности и массы несгоревшего топлива, которые определяются моментами функции распределения частиц по размерам соответствующего порядка и рассчитываются непосредственно с использованием (2). Нелинейность рассматриваемой системы приводит к тому, что в автоколебательном процессе средние по времени температура и моменты функции распределения оказываются отличными от таковых для стационарного режима, что объясняется наличием в разложении для  $\xi$  ненулевого сдвига  $A_0$ . Условие интенсификации процесса в слабонелинейном автоколебательном режиме, т. е. увеличения массы несгоревшего топлива при неизменном тепловыделении, соответствует положительности неосциллирующей части третьего момента функции распределения и имеет вид

$$B_1^0 A_0 - 2[(B_1^0)^2 - B_2] A_1 A_{-1} + \frac{2A_1^2 B_1^0}{\Omega} \left\{ \int_0^\infty \cos \omega^0 s \left( \int_s^\infty \gamma(x) \cos \omega^0 x dx \right) r^3(s) ds + \int_0^\infty \sin \omega^0 s \left( \int_s^\infty \gamma(x) \sin \omega^0 x dx \right) r^3(s) ds \right\} < 0, \quad (4)$$

$$\Omega = \int_0^\infty \left( \int_s^\infty \gamma(x) dx \right) r^3(s) ds.$$

Непосредственная проверка показывает, что условие (4) выполняется в широком интервале физических и режимных параметров (рис. 1), при этом средняя масса несгоревшего топлива растет пропорционально надкритичности  $(B_1 - B_1^0)/B_1^0$  и даже при надкритичности порядка  $10^{-2} - 10^{-1}$  может достигать нескольких процентов.

Помимо проблемы интенсификации горения в автоколебательных режимах, важна задача стабилизации неустойчивых процессов — в ряде случаев интенсивные колебания температуры и плотности дисперсной фазы нежелательны, поскольку могут вызвать перегрузки оборудования. Перспективный способ подавления неустойчивостей состоит в использовании внешних периодических воздействий, вызывающих модуляцию определяющих параметров процесса [4, 5]. В рассматриваемой системе управляемыми могут быть интенсивность подвода новых частиц  $\gamma$  и

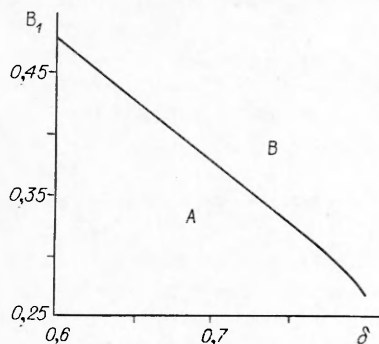


Рис. 1. Области, соответствующие увеличению (A) и уменьшению (B) средней массы несгоревшего топлива в автоколебательном процессе по сравнению со стационарным ( $\delta = -St_e/St$ ).

критерий теплоотдачи  $St_e$ . Представим  $\gamma$  и  $St_e$  в следующей форме:

$$\gamma(s, \tau) = \gamma_0(s) [1 + \kappa\varphi(\tau)], \quad St_e = St_{e0} [1 + \eta\chi(\tau)],$$

где  $\varphi, \kappa$  — периодические функции. Очевидно, что влияние модуляции на устойчивость стационарных процессов можно проанализировать, ограничиваясь в уравнении (1) членами, линейными по  $\xi$ :

$$\begin{aligned} & \frac{d\xi}{d\tau} + [K - St_{e0}(1 + \eta\chi(\tau))] \xi (1 - B_1) + St_{e0} [1 + \eta\chi(\tau)] \xi + \\ & + \frac{B_1}{Z(\tau)} [K - St_{e0}(1 + \eta\chi(\tau))] \int_0^\infty \left( \int_s^\infty \gamma_0(s) [1 + \kappa\varphi(\tau)] \xi(\tau + s - x) dx \right) r^2(s) ds, \\ & K = \frac{\omega \Theta}{\rho c}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$Z(\tau) = \int_0^\infty \left( \int_s^\infty \gamma_0(s) [1 + \kappa\varphi(\tau)] dx \right) r^2(s) ds.$$

Определение границ устойчивости стационарного режима горения сводится к отысканию периодических решений функционального интегродифференциального уравнения (5). С целью получения качественной информации о влиянии модуляции на устойчивость удобно начать анализ уравнения (5) с исследования прямоугольного ступенчатого закона модуляции, когда

$$\{\varphi(\tau), \chi(\tau)\} = \begin{cases} 1, & \frac{2\pi n}{\omega} < \tau < \frac{\pi(2n+1)}{\omega}, \\ -1, & \frac{\pi(2n-1)}{\omega} < \tau < \frac{2\pi n}{\omega} \end{cases} \quad (6)$$

( $n$  — целое число). С точки зрения технологических приложений модуляция (6) легко реализуема.

Общее решение уравнения (5) на промежутке  $\left[-\frac{\pi}{\omega}, \frac{\pi}{\omega}\right]$  записываем в виде

$$\begin{aligned} \xi_1(\tau) &= e^{-\alpha_1\tau} (C_1 \sin \beta_1\tau + C_2 \cos \beta_1\tau), \quad -\frac{\pi}{\omega} < \tau < 0, \\ \xi_2(\tau) &= e^{-\alpha_2\tau} (C_3 \sin \beta_2\tau + C_4 \cos \beta_2\tau), \quad 0 < \tau < \frac{\pi}{\omega}. \end{aligned} \quad (7)$$

Непрерывность решения (7) в точках  $-\frac{\pi}{\omega}, 0, \frac{\pi}{\omega}$  обеспечивается выполнением следующих условий:

$$\begin{aligned} \xi_1(0) &= \xi_2(0), & \dot{\xi}_1(0) &= \dot{\xi}_2(0), \\ \xi_2\left(\frac{\pi}{\omega}\right) &= \mu \xi_1\left(-\frac{\pi}{\omega}\right), & \dot{\xi}_2\left(\frac{\pi}{\omega}\right) &= \mu \dot{\xi}_1\left(-\frac{\pi}{\omega}\right), \end{aligned} \quad (8)$$

где  $\mu$  — вещественный параметр, а точка означает дифференцирование по времени. Подставляя функции (7) в соотношения (8), нетрудно получить систему линейных уравнений, связывающих коэффициенты  $C_1 - C_4$ . Условием существования нетривиального решения этой системы является равенство нулю соответствующего характеристического определителя

$$\cos \frac{\beta_1\pi}{\omega} \cos \frac{\beta_2\pi}{\omega} - \frac{(\alpha_1 - \alpha_2)^2 + \beta_1^2 + \beta_2^2}{2\beta_1\beta_2} \sin \frac{\beta_1\pi}{\omega} \sin \frac{\beta_2\pi}{\omega} = \mu \operatorname{ch} \frac{(\alpha_1 + \alpha_2)\pi}{\omega}. \quad (9)$$

Периодические решения уравнения (5), соответствующие новой поверхности нейтральной устойчивости, определяются условием  $|\mu| = 1$ . Кроме того, при подстановке выражений (6) в уравнение (5) возникают дополнительные соотношения, связывающие параметры  $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2$ .

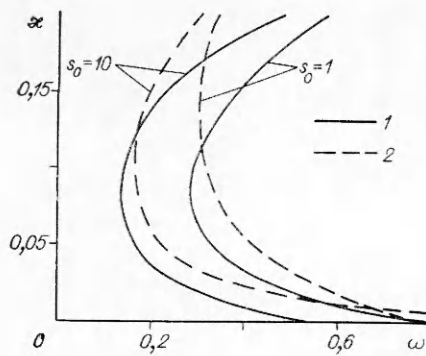


Рис. 2. Области стабилизации (справа от кривой) и дестабилизации (слева) при ступенчатой (1) и гармонической (2) модуляции кинетики подвода частиц.

$$1 - \gamma = \gamma_0(1 + \kappa\varphi(\tau)).$$

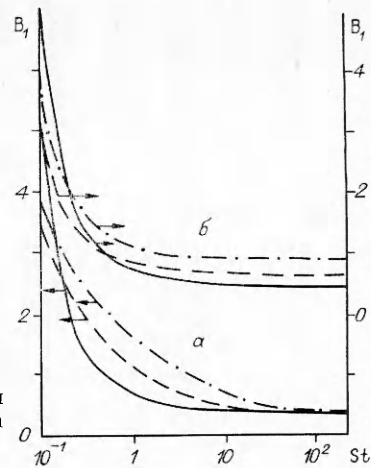


Рис. 3. Сдвиг кривых нейтральной устойчивости при ступенчатой (а) и гармонической (б) модуляции кинетики подвода частиц.

$$- \kappa = 0; \quad - - - \kappa = 0,2; \quad - \cdot - \kappa = 0,5.$$

Полученная система нелинейных алгебраических уравнений анализировалась численно совместно с (8). Из рис. 2, 1 видно, что указанная модуляция может приводить как к стабилизации, так и к дестабилизации стационарного режима. Соответствующий сдвиг кривых нейтральной устойчивости показан на рис. 3. Слева от точки пересечения новых кривых нейтральной устойчивости с исходной областью устойчивости уменьшается, а справа увеличивается. Аналогичные результаты получены и при модуляции критерия теплоотдачи Стентона.

При переходе к другому виду периодического воздействия результаты меняются лишь количественно. Для примера проведены расчеты для гармонической модуляции, причем средние за полупериод эффективные модуляционные воздействия соответствовали ступенчатой модуляции, т. е.  $\varphi(\tau) = \frac{\pi}{2} \sin \omega\tau$ . В этом случае (5) может быть проанализировано только численно. Область устойчивости соответствует затухающим со временем решениям этого уравнения, неустойчивости — возрастающим, а новая поверхность нейтральной устойчивости определяется периодическим решением уравнения (5).

Исследование областей неустойчивости искусственно стабилизированных режимов проведено итерационным методом Эйткена — Стеффенсена на основе уравнения (1). Обнаружено захватывание частот собственных колебаний внешней частотой: после введения параметрического периодического воздействия частота автоколебаний может совпадать с вынуждающей в некоторой полосе частот, достаточно близких к собственной — гармонический захват частоты. Это явление имеет место при условии, что собственная и внешняя частоты близки друг к другу, а амплитуда модуляции достаточно велика. Захватывание собственной частоты происходит также тогда, когда отношение частот автоколебаний и внешнего периодического воздействия близко к целому числу, отличному от единицы. В этом случае собственная частота колебаний захватывается частотой, в целое число раз большей или меньшей внешней — ультра- и субгармоническое захватывание.

Области синхронизации частот показаны на рис. 4. В отличие от кристаллизации полидисперсных систем частиц, когда ультра- и субгармоническое захватывание происходит в областях неустойчивости при сколь угодно малой амплитуде модуляции (5), в рассматриваемом процессе это происходит только на основной гармонике, а для кратных частот существует некоторая критическая амплитуда, соответствующая на-

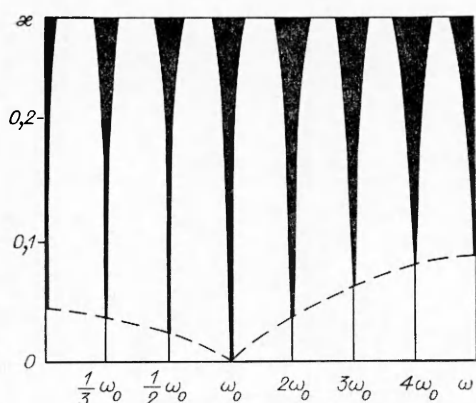


Рис. 4. Области гармонического, ультра- и субгармонического захватывания собственной частоты при ступенчатой модуляции скорости подвода частиц;  $St = 1$ ,  $B_1 = 1,05B_1^0$ ,  $s_0 = 10$ .

чалу синхронизации. Характерные циклы захватываемых колебаний показаны на рис. 5, а.

Если частота внешнего периодического воздействия соответствует точке, расположенной между областями захватывания, в системе возникают квазипериодические колебания, которые в отличие от гармонических, ультра- и субгармонических, при которых основной период захватываемого колебания в целое число раз больше или меньше периода модуляции, не являются периодическими, поскольку их амплитуда даже в установившемся режиме претерпевает медленное периодическое изменение. Время полного колебательного цикла при колебаниях, показанных на рис. 5, б, составляет 5,7, ..., 4,1, ..., 12,1, ... периода параметрической модуляции.

Как следует из проведенного анализа, модуляция физических и режимных параметров системы может быть использована в качестве эффективного средства управления процессом, поскольку влияет на характеристики нейтральной устойчивости и кардинально меняет топологию новых областей неустойчивости искусственно стабилизированных режимов, приводя к захватыванию собственных частот автоколебаний и фор-

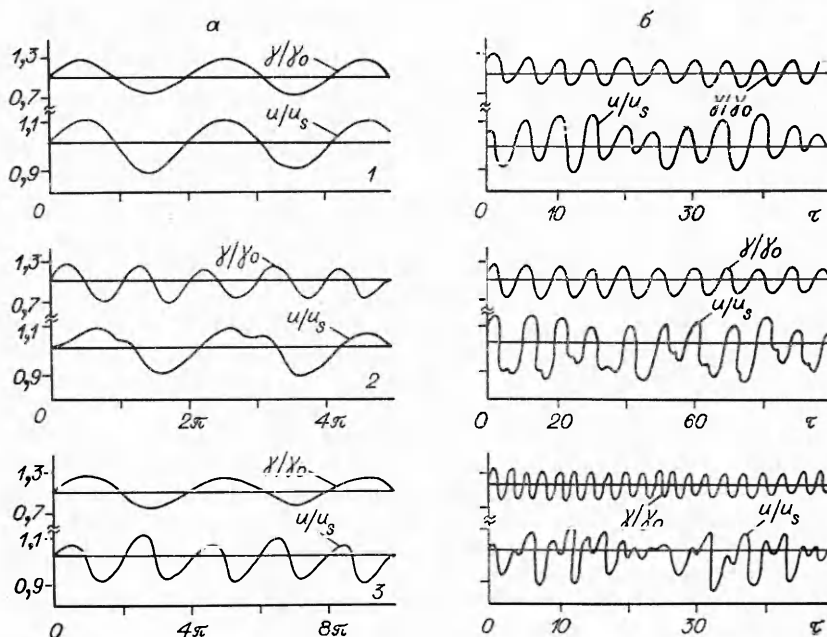


Рис. 5. Циклы захватываемых (а) и квазипериодических (б) колебаний при модуляции скорости подвода частиц;  $St = 1$ ,  $B_1 = 1,05B_1^0$ ,  $s_0 = 10$ .

1 — основная гармоника; 2 — ультрагармоника второго порядка; 3 — субгармоника порядка 1/2.

мированию квазипериодических колебаний. Нелинейность автоколебаний, приводя к существенным изменениям осредненных технологических характеристик процесса по сравнению со стационарными, также может быть использована для улучшения эксплуатационных характеристик топков с дисперсным топливом.

К нетривиальным результатам может привести учет баланса окислителя в системе, который становится важным в диффузионном и диффузионно-кинетическом режимах горения. Помимо выяснения влияния колебаний окислителя на характеристики периодических процессов, весьма актуальна задача об использовании различных способов подачи окислителя в качестве дополнительного средства управления температурным режимом и характеристиками дисперсной фазы в топках.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бувич Ю. А., Королева П. А., Паталуха П. А. ФГВ, 1990, 26, 4.
2. Lundberg P., Rahm Z. Dyn. Atmos. Oceans., 1984, 8, 59.
3. Steinberg G. S., Merzhanov A. G., Steinberg A. S. Modern Geology, 1982, 8, 3, 67.
4. Бувич Ю. А., Мансуров В. В., Паталуха П. А. ТОХТ, 1987, 21, 1, 95.
5. Бувич Ю. А., Мансуров В. В., Паталуха П. А. ИФЖ, 1988, 55, 2, 275.

г. Свердловск

Поступила в редакцию 24/X 1989,  
после доработки — 23/1 1990

УДК 662.611.2

В. В. Головки, С. П. Канахин, А. В. Флорко, Н. А. Охрименко

#### ГОРЕНИЕ КАПЛИ $\beta$ -АЗИДОЭТАНОЛА ПРИ АТМОСФЕРНОМ И ПОНИЖЕННЫХ ДАВЛЕНИЯХ

В работах [1, 2] исследовано горения  $\beta$ -азидоэтанола (АЭ) в тонких трубках различного диаметра. Показано, что ведущей является реакция термического распада молекул с константой скорости  $k = 0,794 \cdot 10^4 \exp(-37800/RT) \text{ с}^{-1}$ . Процесс горения, а также предельные условия хорошо описываются тепловой теорией Зельдовича — Франк-Каменецкого [3]. Цель настоящей работы — экспериментальное исследование закономерностей горения капли АЭ в воздухе.

Азидоэтанол получался азидированием этиленхлоргидрина в водной среде с последующей перегонкой полученного продукта под вакуумом [2]. Капля АЭ помещалась на тонком нихромовом подвесе и поджигалась вольфрамовой нитью диаметром 0,01 см, через которую пропускался электрический ток. Для обеспечения надежного зажигания и соблюдения одинаковых начальных условий во всех опытах на нить поджига подавалось одинаковое напряжение 15 В при максимальной силе тока в цепи 0,3 А, а также выдерживалось постоянным расстояние между поверхностью капли и нитью (~0,1 см). Спустя ~0,1 с после подачи напряжения нить перегорала, инициируя тепловое зажигание капли. Максимальное относительное изменение диаметра капли в предвоспламенительный период не превышало 5 %.

Процесс горения регистрировался кинокамерой, снабженной телескопической приставкой, со скоростью до 100 кадр/с. Расположенный за каплей источник света давал возможность теневого определения диаметра, который рассчитывался как среднее геометрическое двух характерных размеров. Это позволяло получать информацию об изменении величины поверхности капли как в процессе зажигания, так и стационарного горения. Для исследования влияния внешнего давления на скорость горения использовалась вакуумная камера с двумя смотровыми