

ОСОБЛИВОСТІ РОБОЧОГО ПРОЦЕСУ В ДЕТОНАЦІЙНІЙ КАМЕРІ СКЛАДНОЇ КОНФІГУРАЦІЇ

Олександр Євгенович Золотько

ORCID: <https://orcid.org/0009-0008-5600-500X>

Дніпровський національний університет імені Олеся Гончара, Дніпро

Олександр Сергійович Аксьонов

ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-5399-7292>

Дніпровський національний університет імені Олеся Гончара, Дніпро

Віталій Васильович Столярчук

ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-6082-7577>

Дніпровський національний університет імені Олеся Гончара, Дніпро

Більшість відомих чисельних та експериментальних досліджень процесу детонації було проведено для детонаційних камер (ДК) простої конфігурації, що представляють собою циліндр постійного поперечного перерізу. Експериментальні дослідження детонації у камері змінного поперечного перерізу проводились з метою пошуку можливості посилення імпульсних і термогазодинамічних параметрів детонаційного течії [1]. У ДК складної просторової конфігурації реалізується нестационарний режим поширення детонаційних хвиль (ДХВ) на відміну від сталого режиму, який є характерним для роботи циліндричної камери. Розглянемо результати математичного моделювання детонаційних процесів в осесиметричній детонаційній камері, яка складається з декількох секцій [2]. До центральної (основної) циліндричної секції камери великого діаметра з обох сторін були приєднані дві циліндричні секції меншого діаметра. Стикування секцій великого та малого діаметрів здійснювалося за допомогою перехідних секцій, які мають форму зрізаного конуса. Як паливо використовувалася воднево-повітряна суміш стехіометричного складу під тиском 101,3 кПа при температурі 298 К. Ініціювання детонації здійснювалося у вхідному або вихідному перерізі камери. Геометрична конфігурація ДК відповідає конструктивній схемі камери перспективного багаторежимного детонаційного двигуна, призначеного для польоту з гіперзвуковою швидкістю у верхніх шарах атмосфери та у космічному просторі [3].

При проходженні каналом з кутовим уступом нереагуючого нев'язкого надзвукового потоку виникає складна хвильова конфігурація. Внаслідок багаторазового відбиття від стінок каналу падаючої ударної хвилі (УХВ) та взаємодії відбитих хвиль між собою відбувається

формування системи косих стрибків ущільнення (СУ). Кількість та інтенсивність УХВ визначаються значенням числа Маха M потоку, що набігає, та геометрією клину. Проходячи через систему косих СУ, надзвуковий потік піддається стисненню та нагріванню. Збільшення тиску та температури має стрибкоподібний (дискретний) характер. У той час, коли система косих СУ досягає вихідного перерізу камери, у зворотному напрямі починає поширюватися система хвиль розрідження. Система косих стрибків ущільнення є нестійкою – через вплив стінок каналу СУ з часом послаблюються та вироджуються у хвилю Маха. Поступово швидкість потоку стає дозвуковою.

У потоці здатній до хімічних реакцій паливної суміші система ударних хвиль ініціює процес горіння [4]. Займання відбувається у той момент, коли при стисканні потоку у системі косих стрибків ущільнення значення температури стає рівним або перевищує температуру самозаймання T_{cz} (для воднево-повітряної паливної суміші $T_{cz} = 1100 \text{ K} - 1150 \text{ K}$). Якщо величина тиску після стиснення потоку у системі СУ досягне значення, що відповідає тиску у точці Чепмена-Жуге, відбудеться детонація паливної суміші. Детонаційний режим горіння може виникнути за першим стрибком ущільнення або після серії стрибків на стінці або у площині симетрії каналу.

Установлено, що інтенсивність процесу детонації насамперед визначається числом Маха польоту M та кутом розкриття клину θ . У діапазоні зміни числа M – від 2 до 6, а величини кута θ – від 5° до 20° можливі три випадки ініціювання детонації: поблизу вершини клину, за першою відбитою від площини симетрії ударною хвилею та за першою відбитою від стінки прямого каналу ударною хвилею. Зародок детонації, який утворюється в одному із зазначених положень, стрімко розвивається та поширюється вниз за течією у напрямку виходу з детонаційної камери. Після падіння зародка на тверду стінку або на площину симетрії каналу відбувається його відбиття та починається формування фронту косої ДХВ, який має нестійкий характер.

Детонаційний фронт, проходячи через область у формі клину, підхоплює вже існуючу систему косих ударних хвиль, які утворилися раніше. У результаті такої взаємодії утворюється λ -подібна фронтна структура. Подібна структура фронту формується також у разі взаємодії прямої детонаційної хвилі, яка розповсюджується проти потоку, з косим стрибком ущільнення. Отже, можливим є виникнення двох різних типів λ -структур. Структура першого типу зустрічається у разі ініціювання детонації при вершині клину. Ніжка Маха виникає в зоні горіння, і тому λ -структура є фронтом ударної хвилі. Другий тип λ -структури має місце при ініціювання детонації на стінці каналу або у площині його симетрії. У таких випадках ніжка Маха є фронтом

детонаційної хвилі. Для обох зазначених типів λ -структури контактна поверхня розташовується поблизу потрійної точки і відокремлює область, у якій знаходиться фронт нормальної ударної хвилі, від області, у якій розташована нижня частина ніжки Маха. Для заданого кута клину тривалість детонаційного процесу та частота пульсацій ДД приблизно пропорційні числу Маха вхідного потоку M_1 . При фіксованому значенні числа Маха потоку M_1 , який набігає на клин, тривалість процесу детонації зменшується зі зростанням величини кута клину Θ . Проте при фіксованому значенні M_1 величина кута Θ істотно не впливає ні на швидкість руху фронту хвилі детонації, ні на середню величину тиску та температури на фронті детонації. Кут клину в основному визначає час затримки ініціювання детонації.

З метою підвищення ефективності роботи детонаційного двигуна трансатмосферного літального апарату інтервал часу, протягом якого відбувається ініціювання детонації, а також тривалість детонаційного циклу повинні бути мінімальними. Тому значення режимних факторів польоту та геометричних параметрів детонаційної камери повинні знаходитись у певному діапазоні.

ПОСИЛАННЯ

1. An experimental study of formation of stabilized oblique detonation waves in a combustor / Z. Zhang et al. *Combustion and Flame*. 2022. Vol. 237. P. 111868. URL: <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2021.111868>.
2. Bachman C. L., Goodwin G. B. Ignition criteria and the effect of boundary layers on wedge-stabilized oblique detonation waves. *Combustion and Flame*. 2021. Vol. 223. P. 271–283. URL: <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2020.10.007>.
3. Experimental Investigation on Initiation of Oblique Detonation Waves / J. S. Gong et al. 21st AIAA International Space Planes and Hypersonics Technologies Conference, Xiamen, China. Reston, Virginia, 2017. URL: <https://doi.org/10.2514/6.2017-2350>.
4. Fan H. Y., Lu F. K. Numerical simulation of detonation processes in a variable cross-section chamber. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G: Journal of Aerospace Engineering*. 2008. Vol. 222, no. 5. P. 673–686. URL: <https://doi.org/10.1243/09544100jaero272>.