

doi: <https://doi.org/10.15407/knit2018.06.016>

УДК 544.454.3

О. Є. Золотько, О. В. Золотько, Ю. І. Мороз, О. В. Сосновська

Дніпровський національний університет імені Олеся Гончара, Дніпро, Україна

## МОДЕЛЬ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕМІШУВАННЯ ПРОДУКТІВ ДЕТОНАЦІЇ ІЗ ЗОВНІШНІМ СЕРЕДОВИЩЕМ У КАМЕРІ ІМПУЛЬСНОГО ДВИГУНА

*Використання механізму керування високошвидкісними потоками продуктів детонації, заснованого на створенні у вихідному пристрої двигуна газового середовища контрольованого складу, потребує детального дослідження зміни співвідношення питомих теплоємностей газу в області за фронтом ударної хвилі. У разі суттєвої різниці між показниками адіабати продуктів детонації та газу в сопловому насадку значною мірою проявляється вплив ефекту хвильової взаємодії. Проаналізовано механізм збудження коливального процесу, обумовленого взаємодією хвиль, відбитих від контактної поверхні та від тягової стінки камери. Внаслідок такої взаємодії на тяговій стінці періодично з'являються піки тиску, які призводять до експериментально спостережуваного збільшення питомого імпульсу тяги детонаційного двигуна. Розглянуто відомі теоретичні моделі, призначені для розрахунку імпульсу тяги детонаційної камери з прямим циліндричним сопловим насадком. Проаналізовано притаманні цим моделям обмеження. Запропоновано нову теоретичну модель, засновану на аналізі процесу турбулентного перемішування продуктів детонації з газом, який заповнює сопловий насадок довільної форми. Математична модель робочого процесу в камері детонаційного двигуна заснована на двовимірних нестационарних рівняннях Ейлера. Чисельне інтегрування системи диференціальних рівнянь моделі здійснено з використанням кінцево-різницевої схеми класу TVD. Результати чисельно-теоретичного дослідження відповідають відомим експериментальним даним. Використання нової моделі дозволяє обґрунтовано здійснювати вибір типу та форми соплового насадку для детонаційної камери багаторежимного двигуна, призначеного для роботи в умовах, коли параметри навколишнього середовища зазнають суттєвих змін. Наведено приклад практичного застосування отриманих результатів при розв'язанні задачі вибору найкращого з трьох соплових насадків різного типу (прямого циліндричного, високого ступеня розширення та розсувного).*

**Ключові слова:** детонація, турбулентність, імпульсний детонаційний двигун, сопло, показник адіабати, теоретична модель, чисельне моделювання

Використання соплових насадків (СН), заповнених газовими сумішами керованого складу, є одним з ефективних напрямків керування термодинамічними процесами в детонаційних двигунах [3].

У роботі [4] розглянуто фізико-математичну модель ударних хвиль у газах з різними показни-

ками адіабати  $\gamma$  до та після стрибка ущільнення (згущення) та отримано прості аналітичні залежності, які пов'язують термодинамічні параметри потоку  $p$  та  $\rho$  перед фронтом стрибка та після нього:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{\alpha_2 p_2 / (p_1 + 1)}{\alpha_1 + p_2 / p_1}, \quad (1)$$

де

$$\alpha_i = \frac{\gamma_i + 1}{\gamma_i - 1}, \quad i = 1, 2. \quad (2)$$

© О. Є. ЗОЛОТЬКО, О. В. ЗОЛОТЬКО, Ю. І. МОРОЗ,  
О. В. СОСНОВСЬКА, 2018

Як видно із виразу (1), при  $p_2/p_1 \rightarrow \infty$  ударна адиабата має асимптоту  $\rho_2/\rho_1 \rightarrow \alpha_2$ . Для повітря при  $\gamma_2 = 1.4$  асимптота  $\rho_2/\rho_1 \rightarrow 6$ . При зменшенні  $\gamma_2$  до значення 1.1292, характерного для продуктів детонації (ПД) киснево-водневої суміші стехіометричного складу, ступінь ударного стиснення підвищується у 16.48 разів. У роботі [4] вказано, що для високомолекулярних газів ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$  та ін.), з яких складаються газові оболонки Марса, Венери та Юпітера, ступінь ударного стиснення може підвищитися майже у 200 разів:  $\rho_2/\rho_1 \rightarrow 201$  при  $\gamma_2 = 1.01$ .

### ОГЛЯД ПУБЛІКАЦІЙ І АНАЛІЗ НЕВИРІШЕНИХ ПРОБЛЕМ

Взаємодія детонаційної хвилі (ДХ) із границею розділу призводить до виникнення ударної хвилі (УХ), яка поширюється у напрямку руху фронту детонації, та відбитої хвилі розрідження (РХ), що рухається у зворотному напрямку (рис. 1).

Числові розрахунки [6] показують, що відношення акустичних імпедансів вздовж границі розділу для повітряно-етиленової суміші стехіометричного складу практично не залежить від тиску та може дорівнювати  $(\rho a)_2/(\rho a)_3 \approx 2$ . Незважаючи на те що продукти детонації (ПД) мають вищу температуру, ніж ударно стиснуте повітря, їхня густина є меншою, тому акустичний імпеданс ударно стиснутого повітря вищий, ніж у ПД. Акустична хвиля, що виникає у ПД на границі розділу між областями 2 та 2' (рис. 1), буде відбиватися із зростанням амплітуди приблизно у 4/3 раза і далі, коли ці хвилі відповідно відбиватимуться від стінки, амплітуда подвоїться. Це призведе до захвату в акустичну пастку хвиль між стінкою та границею розділу, що як вважають автори роботи [10], визначається ключовим фізичним процесом у ефекті збільшення питомого імпульсу тяги (ІТП) частково заповненої детонаційної камери (ДК).

Із усіх відомих на сьогодні теоретичних моделей, розроблених для розрахунку ІТП частково заповненої камери, найкращу відповідність даним експерименту забезпечують моделі Гарні [8], Сато [12] та «бульбашкова» модель Купер [7].

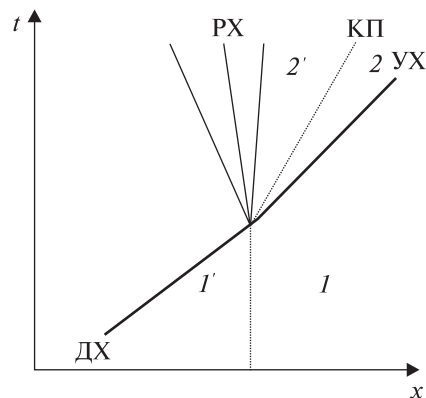


Рис. 1. Взаємодія детонаційної хвилі ДХ з контактною поверхнею КП, створюваною ХВ та хвилею розрідження РХ:  $I$  — область, яку займає атмосферне повітря;  $I'$  — область, яку займає спроможна до детонації паливна суміш; 2 — стан продуктів детонації в точці Чепмена — Жуге; 2' — область поширення хвилі розрідження РХ

Модель Гарні базується на законі збереження енергії та простій апроксимації швидкості руху ПД. Формула для розрахунку ІТП має вигляд

$$I_{sp} = \frac{I}{C} = \sqrt{2e} \left( \frac{N}{C} + \frac{1}{2} \right) \left( \frac{N}{C} + \frac{1}{3} \right)^{-1/2}, \quad (3)$$

де  $C$  — маса здатної до детонації паливної суміші,  $N$  — маса атмосферного повітря, яка перебуває у частково заповненій камері,  $e$  — теплота вибуху, виражена у одиницях механічної роботи.

Ступінь заповнення  $\alpha$  пов'язана із значеннями  $C$  і  $N$  виразом

$$\alpha = \left( \frac{C}{\rho_0} \right) \cdot \left( \frac{C}{\rho_0} + \frac{N}{\rho_0} \right)^{-1} = \left( 1 + \frac{\rho_0 N}{\rho_a C} \right)^{-1}, \quad (4)$$

де  $\rho_a$  та  $\rho_0$  — густина повітря та початкова густина паливної суміші відповідно.

Для повністю заповненої паливної суміші ДК  $N = 0$ ,  $\alpha = 1$  та

$$I_{sp}(N = 0) = I_{sp}^0 = \sqrt{1.5e}. \quad (5)$$

Тому відношення  $I_{sp}/I_{sp}^0$  визначається тільки часткою  $N/C$ :

$$\frac{I_{sp}}{I_{sp}^0} = \sqrt{\frac{4}{3}} \left( \frac{N}{C} + \frac{1}{2} \right) \left( \frac{N}{C} + \frac{1}{3} \right)^{-1/2}. \quad (6)$$

Модель Гарні встановлює просту залежність ІТП від теплоти вибуху та співвідношення мас паливної суміші та середовища у частково запо-

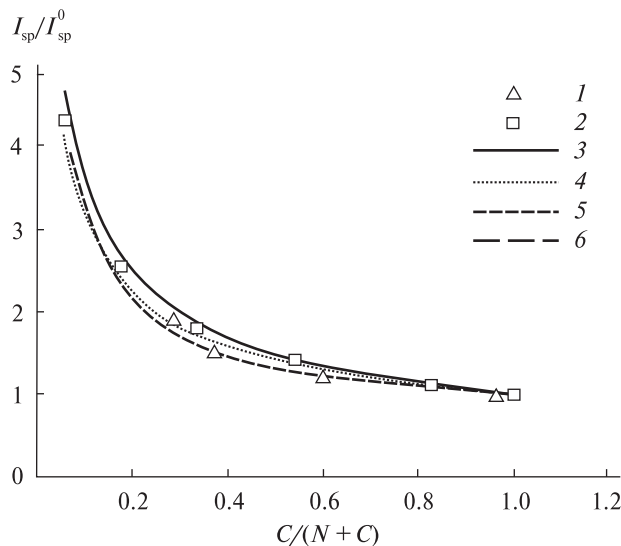


Рис. 2. Залежність від масової частки палива значень ІТП: 1 — дані [9], 2 — дані [11], 3 — модель [8], 4 — модель [12], 5 — наші дані (модель із змінним  $\gamma$ ), 6 — модель [7]

вненій ДК. У цій моделі не враховують акустичні імпеданси або будь-які інші теплофізичні властивості середовищ. При цьому припускають, що домінуючу роль у підвищенні ІТП при частково заповненій ДК відіграють ефекти інерції.

У роботі [12] запропоновано просту емпіричну формулу, основу на аналогічних уявленнях про переважний вплив ефекту інерції:

$$I_{sp}/I_{sp}^0 = Z^{-1/2}, \quad (7)$$

де  $Z$  — функція  $\alpha$ ,  $\rho_a$  та  $\rho_0$ :

$$Z = \alpha \rho_0 / (\alpha \rho_0 + (1 - \alpha) \rho_a). \quad (8)$$

Якщо виразити  $Z$  через співвідношення  $N/C$ , отримаємо

$$Z = (1 + N/C)^{-1} \quad (9)$$

та

$$I_{sp}/I_{sp}^0 = \sqrt{1 + N/C}. \quad (10)$$

Моделям Гарні та Сато притаманний загальний суттєвий недолік: при  $\alpha \rightarrow 0$  вони прогнозу-

ють необмежено велике збільшення  $I_{sp}$ , тобто призводять до невизначеності.

Розв'язанню вказаної невизначеності присвячено роботу Купер [7], де розглянуто частково заповнену гарячими газами ДК необмежено великої довжини. За допомогою класичного методу характеристик аналізується розширення «бульбашки», заповненої гарячими газами. Звідси і назва моделі — «бульбашкова». Розширення ПД виконується у напівобмежену область, зайняту інертним газом. У роботі [7] отримано максимально досяжні значення відносного питомого імпульсу тяги  $I_{sp}/I_{sp}^0$ , вказані у таблиці.

Слід відзначити, що результати розрахунків із використанням «бульбашкової» моделі та моделей Гарні та Сато у багатьох випадках задовільно відповідають відомим експериментальним даним.

**Метою дослідження** є розробка нової моделі двовимірних нестационарних високошвидкісних течій з ударними та детонаційними хвилями у середовищах з різними значеннями показника адиабати, яка здатна підвищити точність результатів математичного моделювання.

## РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕНЬ

Як буде показано нижче, ступінь відповідності розрахункових та експериментальних даних можна покращити, якщо враховувати турбулентне перемішування ПД з навколишньою атмосферою чи з інертним газом.

У момент виходу фронту детонаційної хвилі у СН, заповнений інертним газом або атмосферою, перед ним утворюється ударна хвиля, яка рухається у напрямку виходу з СН. У зворотному напрямку по ПД поширюється хвиля розрідження. За фронтом ударної хвилі формується область турбулентної течії газу, у якій відбувається перемішування ПД із середовищем.

Вихровий рух газу в області турбулентності призводить до поступового розмивання границі

**Максимально можливі значення відносного ІТП  $I_{sp}/I_{sp}^0$  ДК із заповненням повітрям напівнескінченим прямим циліндричним сопловим насадком при розширенні ПД до атмосферного тиску (за даними роботи [7])**

Паливна суміш	$C_2H_4 + O_2$	$C_2H_2 + O_2$	$C_2H_4$ + повітря	$C_2H_2$ + повітря	$H_2 + O_2$
$I_{sp}/I_{sp}^0$	3.68	3.65	2.73	2.77	4.46

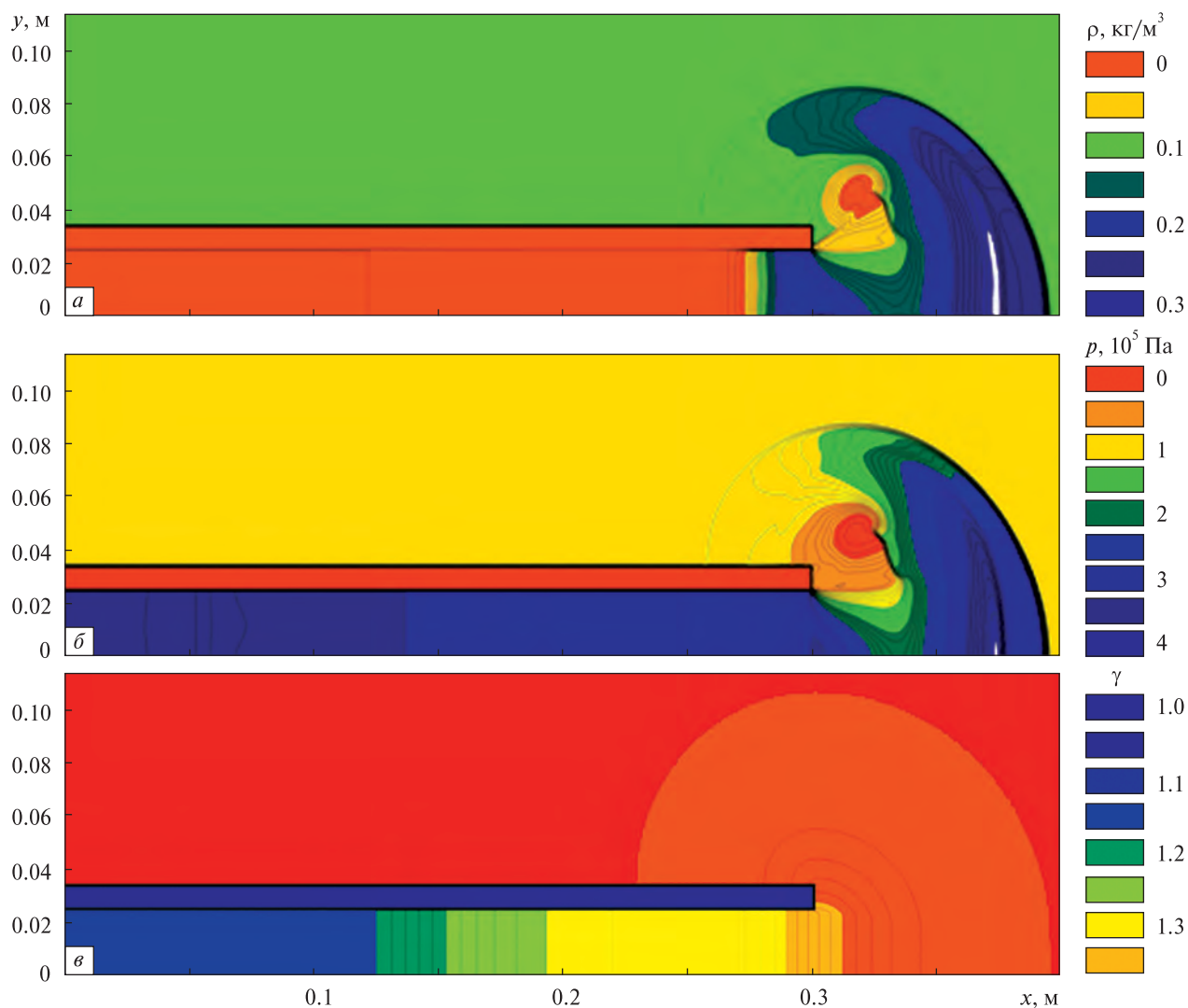


Рис. 3. Ізолінії густини  $\rho$  (а), тиску  $p$  (б) та показника адіабати  $\gamma$  (в) в ДК з прямим циліндричним СН та у навколишньому середовищі, побудовані для моменту часу  $\tau = 400$  мкс

розділу. Значення відношення питомих теплотемностей (показника адіабати)  $\gamma$  в області турбулентного перемішування, прилеглої до вихідного перетину ДК, буде поступово змінюватися від значення  $\gamma_1$ , розрахованого за складом ПД, до значення  $\gamma_0$ , розрахованого за складом залученої у вихровий рух газової суміші.

Після виходу контактної поверхні (КП) за межі СН величина  $\gamma_0$  залишається незмінною. Значення показника адіабати між контактною поверхнею та фронтом УХ буде змінюватися від значення  $\gamma_0$  до  $\gamma_2$ , розрахованого за складом атмосфери.

Закон, за яким змінюється розрахункове значення  $\gamma_{\text{розр1}}$  в області турбулентного перемішування ПД із середовищем у СН у безпосередній близькості до зрізу ДК можна навести у вигляді

$$\gamma_{\text{розр1}} = \gamma_1 + (\gamma_0 - \gamma_1) \cdot \xi_1, \quad (11)$$

де  $\xi_1$  — коефіцієнт повноти турбулентного перемішування ПД із середовищем у СН у безпосередній близькості до зрізу ДК.

Розрахункове співвідношення  $\gamma_{\text{розр2}}$  між контактною поверхнею та фронтом УХ має вигляд

$$\gamma_{\text{розр2}} = \gamma_0 + (\gamma_2 - \gamma_0) \cdot \xi_2, \quad (12)$$

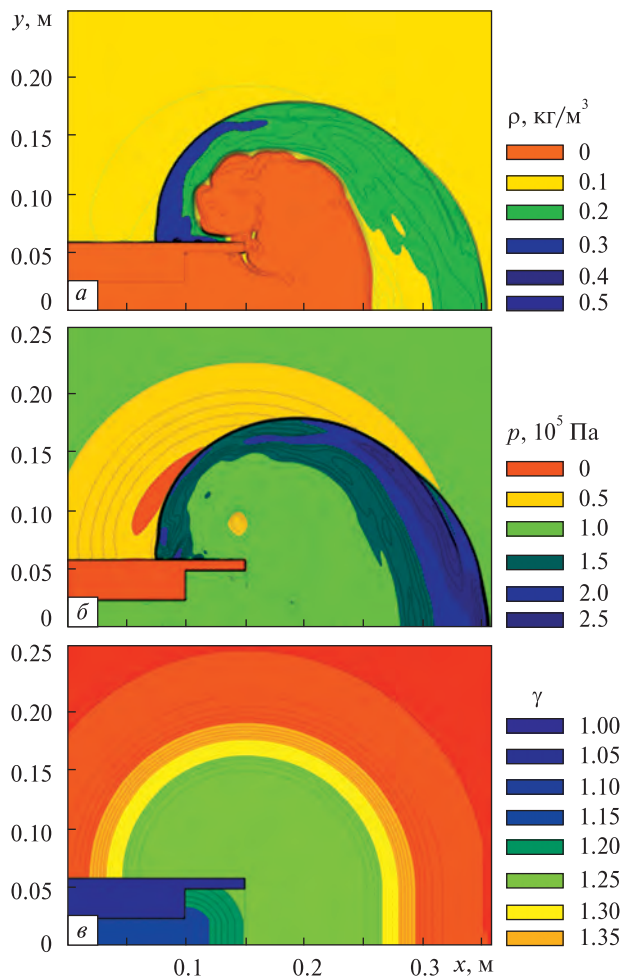


Рис. 4. Ізолінії густини  $\rho$  (а), тиску  $p$  (б) та показника адіабати  $\gamma$  (в) в ДК з СН високого ступеня розширення

де  $\xi_2$  — коефіцієнт повноти турбулентного перемішування у зоні між контактною поверхнею та фронтом УВ.

Значення  $\gamma_0$  розраховується за формулою

$$\gamma_0 = \gamma_1 + (\gamma_{cp} - \gamma_1) [1 - \exp(-(x_1 / \delta_p)^\chi)], \quad (13)$$

де  $x_1$  — відстань від вихідного перерізу ДК до КП,  $\delta_p$  — масштаб турбулентного перемішування,  $\chi$  — показник степеня, який приймає такі значення:  $\chi = 1$  при  $x_1 \leq \delta_p$ ,  $\chi = 2 - \exp(1 - R_N/R_C)$  при  $x_1 > \delta_p$ ,  $R_N$  і  $R_C$  — радіуси ДК і СН відповідно,  $\gamma_{cp}$  — відношення питомих теплоємностей суміші ПД із середовищем, яке заповнює СН, при їхньому повному перемішуванні:

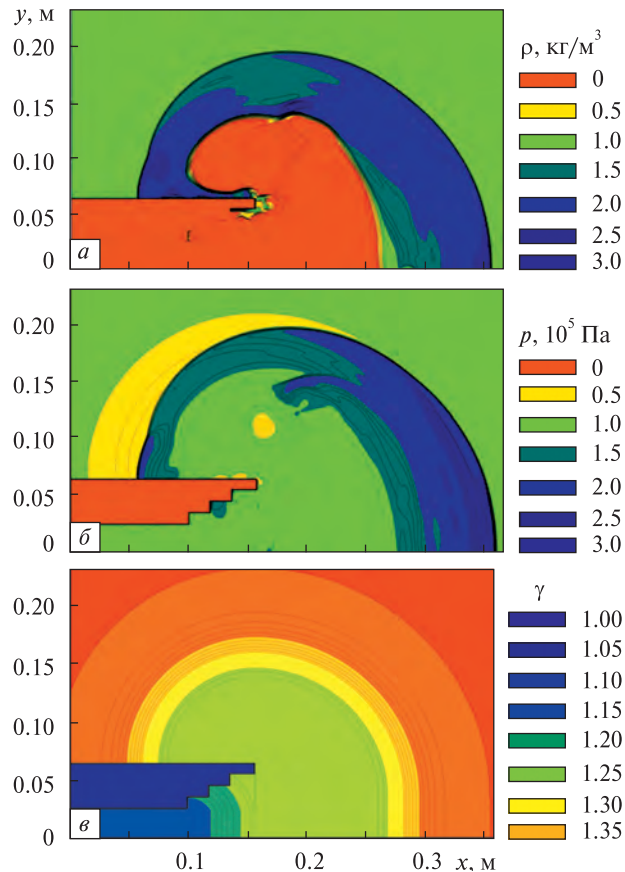


Рис. 5. Ізолінії густини  $\rho$  (а), тиску  $p$  (б) та показника адіабати  $\gamma$  (в) в ДК з розсувним СН

$$\gamma_{cp} = \frac{\sum g_i R_i \gamma_i / (\gamma_i - 1)}{\sum g_i R_i / (\gamma_i - 1)}, \quad (14)$$

де  $g_i$  та  $R_i$  — масові частки та газові постійні компонентів газової суміші,  $\gamma_i$  — відношення питомих теплоємностей компонентів газової суміші.

За масштаб турбулентного перемішування  $\delta_p$  прийнято ширину зони хімічних реакцій ДХ, яку можна визначити через середній час реакції  $\tau_p$  за формулою [5]

$$\delta_p = (D - u_3) \cdot \tau_p, \quad (15)$$

де  $D$  — швидкість руху фронту ДХ,  $u_3$  — швидкість руху газу за фронтом ДХ,  $\tau_p$  — середній час хімічних реакцій.

Для суміші  $H_2 + O_2$  значення  $\tau_p$  лежать у діапазоні  $\tau_p = 1.5 \dots 4.5$  мкс.

Коефіцієнти повноти турбулентного перемішування можна прийняти на основі відомих мо-



делей турбулентного руху газу, розроблених стосовно до умов у камерах згоряння рідинних ракетних двигунів [1]:

$$\xi_1 = 1 - \exp \left[ -k_1 \left( \frac{x}{x_1} \right)^2 \right], \quad (16)$$

де  $k_1$  — коефіцієнт, який визначається факторами, що впливають на інтенсивність турбулентності,  $x$  — відстань від вихідного зрізу ДК.

$$\xi_2 = 1 - \exp \left[ -k_2 \left( \frac{x - x_1}{x_2 - x_1} \right)^2 \right], \quad (17)$$

де  $k_2$  — коефіцієнт, який визначається факторами, що впливають на інтенсивність турбулентності,  $x_2$  — відстань від вихідного зрізу ДК до фронту УХ. Значення  $k_1$  та  $k_2$  у даному дослідженні обиралися з умови найкращої відповідності результатів розрахунку величини ІТП ДК без СН та експериментальних даних.

Запропонована у даному дослідженні нова модель пласких високошвидкісних течій ПД з УХ у потоці та із змінним відношенням питомих теплоємностей (показника адіабати  $\gamma$ ) за фронтом первинної УХ дозволяє підвищити точність результатів математичного моделювання.

Крім того, ця модель дозволяє суттєво розширити діапазон досліджуваних режимних параметрів роботи детонаційного двигуна, що визначаються зовнішніми умовами.

На рис. 2 порівнюються розраховані в рамках запропонованої моделі значення розрахунків ІТП киснево-водневого детонаційного двигуна із прямим СН різної довжини та відомі експериментальні дані і оцінки, отримані в рамках моделей Гарні [8], Сато [12] та Купер [7]. Дані наведені у вигляді залежності величини  $I_{sp} / I_{sp}^0$  від масової частки палива  $C/(N + C)$ . Видно, що нова модель у широкому діапазоні зміни величини відносної масової долі палива  $0.4 < C/(N + C) < 1$ , суттєвої для практичного використання, забезпечує найкращу збіжність із результатами експериментальних досліджень. В області  $C/(N + C) \approx 0.07$  розрахункові значення ІТП також близькі до прогнозованого у теоретичному дослідженні [7] граничного значення відносного питомого імпульсу тяги.

Найпростішим СН можна вважати циліндричну трубу постійного поперечного перерізу,

площа якої дорівнює площі поперечного перерізу ДК. Використання СН, що розширюється, дозволяє суттєво збільшити такий важливий параметр двигуна, як ІТП [2].

В основу математичної моделі процесу в камері детонаційного двигуна із сопловим насадком покладено двовимірні нестационарні рівняння Ейлера. Чисельне моделювання здійснено з використанням кінцево-різницевої схеми підвищеного порядку точності, яка належить до класу TVD-схем. При вході УХ до соплового насадка, що розширюється, чи до атмосфери спостерігається викривлення фронту, який поступово набуває форми, близької до зрізаної сфери. Викривлення фронту УХ обумовлено її дифракцією на опуклому куті. Зазначені особливості було враховано при розробці обчислювального алгоритму.

На рис. 3—5 показано отримані за допомогою нової моделі розподіли густини, тиску та показника адіабати для киснево-водневої ДК з різними СН однакового об'єму: з прямим циліндричним СН, з СН високого ступеня розширення та з розсувним СН для моменту часу  $\tau = 400$  мкс. Склад навколишнього середовища відповідає складу стандартної атмосфери Землі на рівні моря. За результатами обробки даних обчислювального експерименту можна дійти до висновку, що при зазначених умовах найбільше значення ІТП забезпечує сопловий насадок високого ступеня розширення.

## ВИСНОВКИ

Запропонована теоретична модель турбулентного перемішування ПД з навколишнім середовищем у сопловому насадку дозволяє коректно враховувати зміну показника адіабати у проточній частині детонаційного двигуна. Отримані співвідношення можуть бути використані у широкому діапазоні зміни режимних параметрів. Зіставлення результатів чисельного моделювання з експериментальними даними доводять адекватність прийнятих припущень. Нова модель уточнює результати аналізу, які можуть бути використані під час проведення проектних розрахунків перспективних авіаційних та ракетно-космічних двигунів.

ЛІТЕРАТУРА

1. Васильев А. П., Кудрявцев В. М., Кузнецов В. А. Основы теории и расчета жидкостных ракетных двигателей. Кн. 2. Учеб. для авиац. спец. вузов / Под ред. В. М. Кудрявцева. — 4-е изд., перераб. и доп. — М.: Высш. шк., 1993. — 383 с.
2. Золотко А. Е., Коваленко Н. Д., Стрельников Г. А., Мороз Ю. И., Андриевский Ю. В. Моделирование процесса детонации в камере ракетного двигателя с дивергентным сопловым насадком // Пробл. высокотемпературной техники. — 2013. — С. 79—87.
3. Золотко О. Є., Коваленко М. Д., Стрельников, Мороз Ю. І., Золотко О. В., Сосновська О. В. Аналіз впливу параметрів зовнішнього середовища на імпульсні характеристики детонаційного двигуна // Пробл. высокотемпературной техники. — 2014. — С. 85—96.
4. Тарнавский Г. А. Ударные волны в газах с различными показателями адиабаты до и после фронта скачка // Вычислительные методы и программирование. — 2002. — 3. — С. 222—236.
5. Шоршоров М. Х. Физико-химические основы детонационно-газового напыления покрытий. — М.: Наука, 1978. — 227 с.
6. Browne S., Ziegler J., Shepherd J. E. Numerical Solution Methods for Shock and Detonation Jump Conditions // Pasadena California Inst. of Technology: Tech. Rept. FM2006.006. — 2004.
7. Cooper M. A. Impulse Generation by Detonation Tubes/ Thesis: California Institute of Technology. — Pasadena, CA. — May 2004.
8. Gurney R. W. The Initial Velocities of Fragments from Bombs, Shells, and Grenades // Army Ballistic Research Laboratory: Tech. Rept. BRL 405. — 1943.
9. Kasahara J., Arai T., Matsuo A. Experimental analysis of pulse detonation engine performance by pressure and momentum measurements // AIAA Paper 2003-0893, 2003.
10. Kasahara J., Liang Z., Browne S. T., Sheperd J. E. Impulse Generation by an Open Shock Tube // AJAA J. — 2008. — 46, N 7. — P. 1593—1603.
11. Sato S., Matsuo A., Kasahara J., Endo T. Numerical investigation of the PDRE performance with detailed chemistry // 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, January 5 — 8, 2004, Reno, NV, AIAA 2004-0464, 2004.
12. Sato S., Matsuo A., Kasahara J., Endo T. Numerical Studies on Specific Impulse of Partially Filled Pulse Detonation Rocket Engines // J. Propulsion and Power. — 2006. — 22, N 1. — P. 64—70.

Стаття надійшла до редакції 02.07.2018

REFERENCES

1. Vasil'ev A. P., Kudryavcev V. M., Kuznecov V. A. Osnovy teorii i rascheta zhidkostnyh raketnyh dvigatelej

- [Fundamentals of the theory and calculation of liquid rocket engines], M.: Vysshaja shkola. — 383 p. (1993) [in Russian].
2. Zolot'ko A. E., Kovalenko N. D., Strel'nikov G. A., Moroz Yu. I., Andrievskij Ju. V. Modelirovanie processa detonacii v kamere raketnogo dvigatelja s divergentnym soplovyim nasadkom [Modeling the detonation process in a rocket engine chamber with a divergent nozzle nozzle], *Problemy vysokotemperaturnoj tehniki*, 79—87 (2013) [in Russian].
3. Zolot'ko O. Є., Kovalenko M. D., Strel'nikov, Moroz Yu. I., Zolot'ko O. V., Sosnovska O. V. Analiz vplivu parametriv zovnishn'ogo seredovishha na impul'sni harakteristiki detonacijnogo dviguna [Analysis of the parameters of the external environment on the impulse characteristics of the detonation engine], *Problemy vysokotemperaturnoj tehniki*, 85—96 (2014) [in Ukrainian].
4. Tarnavskij G. A. Udarnye volny v gazah s razlichnymi pokazateljami adiabaty do i posle fronta skachka [Shock waves in gases with different adiabatic exponents before and after the shock front]. *Vychislitel'nye metody i programmirovaniye*. — 3. — 222—236 (2002) [in Russian].
5. Shorshorov M. H. Fiziko-himicheskie osnovy detonacionno-gazovogo napylenija pokrytij [Physicochemical bases of detonation-gas spraying of coatings], M.: Nauka, — 227 s. (1978) [in Russian].
6. Browne S., Ziegler J., Shepherd J. E. Numerical Solution Methods for Shock and Detonation Jump Conditions, *Pasadena California Inst. of Technology: Tech. Rept. FM2006.006* (2004) [in English].
7. Cooper M. A. Impulse Generation by Detonation Tubes, *Thesis: California Institute of Technology, Pasadena, CA.* (May 2004) [in English].
8. Gurney R. W. The Initial Velocities of Fragments from Bombs, Shells, and Grenades *Army Ballistic Research Laboratory: Tech. Rept. BRL 405* (1943) [in English].
9. Kasahara J., Arai T. and Matsuo A. Experimental analysis of pulse detonation engine performance by pressure and momentum measurements *AIAA Paper 2003-0893* (2003) [in English].
10. Kasahara J., Liang Z., Browne S. T., Sheperd J. E. Impulse Generation by an Open Shock Tube, *AJAA Journal*. Vol. 46, № 7, 1593—1603 (2008) [in English].
11. Sato S., Matsuo A., Kasahara J. and Endo T. Numerical investigation of the PDRE performance with detailed chemistry *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, January 5—8, Reno, NV, AIAA 2004-0464* (2004) [in English].
12. Sato S., Matsuo A., Kasahara J. and Endo T. Numerical Studies on Specific Impulse of Partially Filled Pulse Detonation Rocket Engines *Journal of Propulsion and Power*. Vol. 22. — N 1, 64—70 (2006) [in English].

Received 02.07.2018

А. Е. Золотко, Е. В. Золотко,  
Ю. І. Мороз, А. В. Сосновская

Днепровский национальный университет  
имени Олеса Гончара, Днепр, Украина

#### МОДЕЛЬ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ С ВНЕШНЕЙ СРЕДОЙ В КАМЕРЕ ИМПУЛЬСНОГО ДВИГАТЕЛЯ

Использование механизма управления высокоскоростными потоками продуктов детонации, основанного на создании в выходном устройстве двигателя газовой среды контролируемого состава, требует детального исследования изменения соотношения удельных теплоемкостей газа в области за фронтом ударной волны. В случае существенной разницы между показателями адиабаты продуктов детонации и газа в сопловом насадке в значительной степени проявляется влияние эффекта волнового взаимодействия. Проанализирован механизм возбуждения колебательного процесса, обусловленного взаимодействием волн, отраженных от контактной поверхности и от тяговой стенки камеры. Вследствие такого взаимодействия на тяговой стенке периодически появляются пики давления, которые приводят к экспериментально наблюдаемому увеличению удельного импульса тяги детонационного двигателя. Рассмотрены известные теоретические модели, предназначенные для расчета импульса тяги детонационной камеры с прямым цилиндрическим сопловым насадком. Проанализированы присущие этим моделям ограничения. Предложена новая теоретическая модель, основанная на анализе процесса турбулентного перемешивания продуктов детонации с газом, который заполняет сопловую насадку произвольной формы. Математическая модель рабочего процесса в камере детонационного двигателя основана на двумерных нестационарных уравнениях Эйлера. Численное интегрирование системы дифференциальных уравнений модели осуществлено с использованием конечно-разностной схемы класса TVD. Результаты численно-теоретического исследования соответствуют известным экспериментальным данным. Использование новой модели позволяет обоснованно осуществлять выбор типа и формы соплового насадка для детонационной камеры многорежимного двигателя, предназначенного для работы в условиях, когда параметры окружающей среды подвергаются существенным изменениям. Приведен пример практического применения полученных результатов при решении задачи выбора наилучшего из трех сопловых насадков разного типа (прямого цилиндрического, высокой степени расширения и раздвижного).

**Ключевые слова:** детонация, турбулентность, импульсный детонационный двигатель, сопло, показатель адиабаты, теоретическая модель, численное моделирование.

O. E. Zolotko, O. V. Zolotko,  
Yu. I. Moroz, O. V. Sosnovska

Oles Honchar National University of Dnipro,  
Dnipro, Ukraine

#### THE MODEL OF TURBULENT MIXING OF THE BURNED GAS WITH EXTERNAL ENVIRONMENT IN THE PULSE DETONATION ENGINE CHAMBER

The mechanism for controlling high-speed burned gas is based on the creation of a controlled gas atmosphere in the nozzle. The features of this mechanism require a detailed study of the change in the polytropic exponent of the gas in the region behind the shock front. The effect of the wave interaction comes out in the case of a significant difference between the ratio of the specific heats of the burned gas and the gas in the nozzle. The oscillation process generation mechanism is analyzed. This process is determined by the interaction of reflected waves from the contact surface and the chamber wall. The pressure peaks periodically appear on the thrust wall due to wave interaction and the specific thrust impulse of the detonation engine increases. This effect is observed in experimental research. The known theoretical models designed to calculate the specific impulse of the detonation chamber with straight cylindrical nozzle were considered. The inherent limitations of these models were analyzed. A new theoretical model is proposed. This model considers a burned gas turbulent mixing with a gas in a nozzle. The mathematical model of the process in the detonation engine chamber is based on two-dimensional non-stationary Euler equations. The numerical integration of the differential equations system was realized by using a finite-difference TVD scheme. The results of the numerical-theoretical simulation correspond to experimental data. The new model allows you to make a reasonable choice of the nozzle type for a multimode engine detonation chamber when environmental conditions are substantially changed. An example of the practical application of the method obtained in solving the problem of choosing the best of three different nozzles (straight cylindrical nozzle, a nozzle with high expansion rate and sliding nozzle) is given.

**Keywords:** detonation, turbulence, pulse detonation engine, nozzle, ratio of specific heats, theoretical model, numerical simulation.