

МОДЕЛЮВАННЯ РУХУ ПОВІТРЯ В ЦИЛІНДРІ ПОРШНЕВОГО ДВИГУНА

В даній роботі представлені чисельні рішення рівнянь кількості руху, нерозривності, стану та енергії. Визначений розподіл швидкостей, температури, тиску і густини повітря в камері згоряння при стисненні повітря. Результати можуть бути використані для проектування камери згоряння та форсунок.

В данной работе представлены численные решения уравнений количества движения, неразрывности, состояния и энергии. Определено распределение скоростей, температуры, давления и плотности в камере сгорания при сжатии воздуха. Результаты могут быть использованы для проектирования камеры сгорания и форсунок.

The numerical solutions of the working equations of motion amount, continuity, state and energy are represented in this work. The speed, temperature, pressure, and density distributions in a combustion chamber at the air compression have been determined. The results can be used for design of a combustion chamber and injectors.

Проблема сумішоутворення є ключовою в робочому процесі двигуна внутрішнього згоряння (ДВЗ). Згоряння палива при концентрації, наближеній до стехіометричної, досягається розпилюванням пального і організацією руху повітря в вогнищі, тому розвиток ДВЗ пов'язаний з удосконаленням камер згоряння і форсунок. Оскільки вирішальне значення для розпилювання має в'язкість, її збільшення в альтернативних видах пального потребує нових технічних рішень по сумішоутворенню.

Комп'ютерне моделювання робочого процесу в циліндрі дозволяє здійснити пошук форм і розмірів камери згоряння, при яких вона спрягається з розпилювачем за умови досягнення максимального КПД ДВЗ. В відомій [1] програмі SPEED-DC розрахунку згоряння палива в ДВЗ з підпрограмами руху повітря в циліндрі, розподілу струменів пального в камері згоряння і гомогенізації згоряння застосовується «к-ε» модель турбулентності, яка потребує підбору констант на основі експериментальних досліджень.

В [2] запропонована схема закрученого потоку з вихрових ниток і показано, що при такому русі ефективна в'язкість по радіусу не змінюється. Незалежність її від координат дозволяє спростити систему рівнянь руху і отримати розподіл швидкості без введення додаткових констант і рівнянь. Такий підхід застосований нами для визначення закономірностей циркуляційного руху в циліндрі при стисненні повітря.

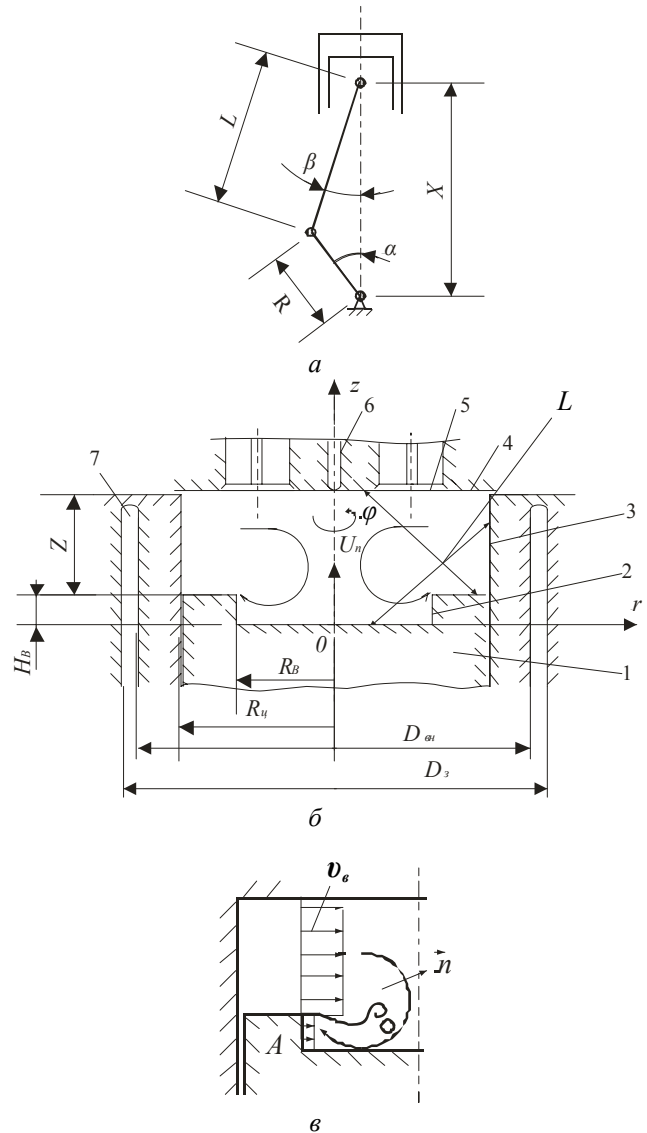


Рис. 1. Положення поршня в циліндрі

Математичне моделювання руху повітря.

При стисненні повітря поршень 1 з виїмкою 2 рухається в циліндрі 3 до голівки 4 з закритими клапанами 5. Положення поршня в циліндрі

$$X = R \cdot \cos \alpha + L \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{R}{L} \cdot \sin \alpha\right)^2},$$

швидкість поршня

$$U_{\Pi} = \frac{dX}{dt} = -R\omega \frac{\sin(\alpha + \beta)}{\cos \beta},$$

де

$$\beta = \arcsin\left(\frac{R}{L} \cdot \sin \alpha\right).$$

Повітря витісняється з периферійної зони в центральну з середньою швидкістю

$$W_B = U_{\Pi} \frac{R_B}{2 \cdot (Z + H_B)} \left[\left(\frac{R_{II}}{R_B}\right)^2 - 1 \right],$$

де $Z = R + L + S - X$ – відстань поршня від голівки, S – відстань між поршнем і голівкою в в.м.т.

При $\alpha = \alpha^*$ в стиснуте повітря через форсунку 6 впорскується паливе.

Рівняння нестационарного вісьосиметричного $\left(\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0\right)$ руху повітря в циліндричній системі координат r, φ, z мають вигляд [3]

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + u \frac{\partial v}{\partial z} \right) = \rho \cdot g_r - \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{rr}}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z} + \frac{\tau_{rr} - \tau_{\varphi\varphi}}{r}; \quad (1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + v \frac{\partial u}{\partial r} + u \frac{\partial u}{\partial z} \right) = \rho \cdot g_z - \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{zr}}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} + \frac{\tau_{zr}}{r}; \quad (2)$$

$$\frac{\partial r\rho}{\partial t} + \frac{\partial(r\rho v)}{\partial r} + \frac{\partial(r\rho u)}{\partial z} = 0; \quad (3)$$

$$\rho \left(\frac{\partial h}{\partial t} + v \frac{\partial h}{\partial r} + u \frac{\partial h}{\partial z} \right) = \frac{\partial P}{\partial t} + v \frac{\partial P}{\partial r} + u \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\lambda_T}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_T \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_T \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \Phi_{\mu}; \quad (4)$$

$$P = \rho RT; \quad (5)$$

де напруги

$$\tau_{rr} = 2\mu_T \frac{\partial v}{\partial r} + \xi' \operatorname{div} \bar{\theta}; \quad \tau_{zz} = 2\mu_T \frac{\partial u}{\partial z} + \xi' \operatorname{div} \bar{\theta};$$

$$\tau_{\varphi\varphi} = 2\mu_T \frac{v}{r} + \xi' \operatorname{div} \bar{\theta}; \quad \tau_{zr} = \tau_{rz} = \mu_T \left(\frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z} \right);$$

$$\xi' = -\frac{2}{3}\mu_T; \quad \operatorname{div} \bar{\theta} = \frac{\partial}{r\partial r} r v + \frac{\partial u}{\partial z};$$

дисипативна складова енергії

$$\Phi_{\mu} = \tau_{rr} \frac{\partial v}{\partial r} + \tau_{rz} \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \tau_{\varphi\varphi} \frac{v}{r} + \tau_{zz} \frac{\partial u}{\partial z}. \quad (6)$$

Після підстановки напруг в (1), (2), (6) приведемо систему рівнянь до безрозмірного вигляду. Масштабами задачі приймаємо діаметр циліндра D , швидкість поршня $U_{\Pi*}$, залежну від α , відповідно, тиск P_* , температуру T_* , густину ρ_* , які визначаємо з термодинамічного розрахунку. Тоді рівняння (1) – (6) запишемо так:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho v^2) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho uv) + \frac{\rho v^2}{r} = Fr_r - Eu \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{1}{Re_T} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv) \right) + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right] + \frac{1}{3Re_T} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv) + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right]; \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho ur) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho uvr) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho u^2 r) = Fr_r - Eu \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{Re_T} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 (ur)}{\partial z^2} \right] + \frac{1}{3Re_T} \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial}{\partial r} (rv) + \frac{\partial (ur)}{\partial z} \right) \right]; \quad (8)$$

$$\frac{\partial r\rho}{\partial t} + \frac{\partial(r\rho v)}{\partial r} + \frac{\partial(r\rho u)}{\partial z} = 0; \quad (9)$$

$$\frac{\partial \rho T}{\partial t} + \frac{\partial \rho v T}{\partial r} + \frac{\rho v T}{r} + \frac{\partial \rho u T}{\partial z} = Eu \cdot \Lambda^2 \left(\frac{\partial P}{\partial t} + v \frac{\partial P}{\partial r} + u \frac{\partial P}{\partial z} \right) + \frac{1}{Pe_T} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{\Lambda^2}{Re_T} \Phi_{\mu}; \quad (10)$$

$$P = \rho T; \quad (11)$$

В систему рівнянь входять безрозмірні числа Фруда $Fr = \frac{gD}{U_{п*}^2}$, Ейлера $Eu = \frac{P_*}{\rho_* \cdot U_{п*}^2}$, ефективні числа Рейнольдса $Re_T = \frac{U_{п*}D}{\mu_{T*}}$, Пекле $Pe_T = Re_T \cdot Pr_T$, Прандтля $Pr_T = \frac{\nu_T}{a_T}$, швидкість $\Lambda = \frac{U_{п*}}{\sqrt{C_p T_*}}$. Теплоємність C_p приймаємо як

середню для інтервалу температур 293 К – T_* .

При розв'язку рівнянь не будемо враховувати в (7), (8) масову силу, оскільки $Fr \ll Eu$, а в (10) дисипативну складову, оскільки множник $\frac{\Lambda^2}{Re_T}$ на три порядки менший від $Eu \cdot \Lambda^2$.

Робочий процес в циліндрі приймаємо квазістаціонарним, а саме, кожної миті поле параметрів співпадає із стаціонарним відповідно положенню поршня. Для кожного положення визначаємо Re_T і Pe_T .

Граничні умови для рівнянь руху:

$$r = 0, \quad 0 < z \leq Z, \quad v = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial r} = 0;$$

$$r = R_{ц} \text{ і } r = R_B, \quad 0 < z \leq Z, \quad v = 0, \quad u = 0;$$

$$0 < r < R_{ц}, \quad z = Z, \quad v = 0, \quad u = 0;$$

$$0 < r < R_{ц}, \quad z = 0 \text{ і } z = H_B, \quad v = 0, \quad u = U_{п*}.$$

Для рівняння енергії приймаємо, що температура на осі циліндра при $r = 0, 0 < z \leq Z$ $\frac{\partial T}{\partial r} = 0$.

Температуру повітря коло поверхні надповерхневого простору визначаємо через тепловий потік

$$T = T_{ц} + \frac{q}{\alpha_{п} \cdot \pi \cdot D},$$

де

$$q = \frac{\pi \cdot (T_B - T)}{\frac{1}{\alpha_{п} \cdot D} + \frac{1}{2\lambda_{ц}} \ln \frac{D_{вн}}{D} + \frac{1}{\alpha_{в} \cdot D_{вн}}} \quad [9],$$

де D – діаметр циліндра, T_B – температура охолоджуючої води, $\lambda_{ц}$ – теплопровідність,

Коефіцієнт тепловіддачі повітря в циліндрі

$$\alpha_{п} = \frac{Nu_{п} \cdot \lambda_{п}}{D},$$

де $Nu_{п} = 0.021 Re_{п}^{0.8} Pr_{п}^{0.43}$.

Число Рейнольдса $Re_{п} = \frac{v \cdot D}{\nu_{п}}$. Число Прандтля $Pr_{п}$, теплопровідність $\lambda_{п}$ і кінематична в'язкість $\nu_{п}$ повітря визначаються в залежності від його температури.

Коефіцієнт тепловіддачі води в сорочці

$$\alpha_{в} = \frac{Nu_{в} \cdot \lambda_{в}}{D_{г}},$$

де $D_{г}$ – гідравлічний діаметр охолодної сорочки, $D_{г} = 0.08$ м.

Число Нуссельта

$$Nu_{в} = 0.017 Re_{в}^{0.8} Pr_{в}^{0.4} \left(\frac{D_{вн}}{D_3} \right)^{0.18}.$$

Число Рейнольдса $Re_{в} = \frac{v_{в} \cdot D_{г}}{\nu_{в}}$.

Кінцево-різницева система рівнянь записана для шахової сітки, що дозволяє використовувати різницю тиску в сусідніх вузлах при розрахунку сили, що діє на грані контрольного об'єму, підвищувати точність результатів і уникнути змінного в часі поля тиску. Дискретний аналог складений з застосуванням метода контрольного об'єму, а при обчисленні швидкостей – схеми проти потоку [4]. При рішенні рівнянь застосовується поточковий послідовний метод Гаусса-Зейделя.

Ефективна в'язкість і теплопровідність.

Внаслідок перетікання повітря зі швидкістю W_B в напрямку осі в циліндрі виникає циркуляційний рух, схожий з тороїдальним вихровим кільцем. Отримані в [5] експериментальні дані показують, що розподіл швидкості в кільці такий, як для закрученого потоку в вихровій камері [2]. Тому закручений, циркуляційний потік і вихрові кільця можна віднести до течій одного класу, з генерацією вихрових ниток внаслідок стрибка швидкості за точкою А (рис. 1, в) за механізмом нестійкості Кельвіна-Гельмгольда.

Якщо по аналогії з [2] прирівняти напруги в потоці

$$\tau_{mn} = \frac{2}{3} \mu_{T_n} \left(2 \frac{\partial v}{\partial n} - \frac{v}{n} \right);$$

$$\tau_{\phi\phi} = \frac{2}{3} \mu_{T_\phi} \left(2 \frac{v}{n} - \frac{\partial v}{\partial n} \right)$$

де n – зовнішня нормаль до поверхні циркуляційного потоку, напруги між вихровими нитка-

ми $\tau = \mu \frac{2w_B}{\Delta}$, де w_B – максимальна оберտальна швидкість в нитці, а Δ – відстань між нитками, то

$$\mu_{T_n} = 3\mu \frac{w_B}{\Delta} \frac{1}{2 \frac{\partial v}{\partial n} - \frac{v}{n}}; \mu_{T_\phi} = 3\mu \frac{w_B}{\Delta} \frac{1}{2 \frac{v}{n} - \frac{\partial v}{\partial n}}$$

З дослідів [6], [7] відомо, що пульсації швидкості в закрученому потоці $\sim n^{-1}$, а масштаби пульсацій $\sim n$. Крім того, для вихрового кільця $v = -an$. Оскільки пульсації – це швидкості руху у вихрових нитках, то $\mu_{T_n} = \mu_{T_\phi} = \text{const}$, а радіальна швидкість є визначальною для ефективної в'язкості. Ефективне число Рейнольдса $Re_T^* = \frac{V_* R_K}{v_T}$ для циркуляційного руху в циліндрі визначаємо як для закрученого потоку відповідно [8].

$$\text{Для циліндра } Re_T = Re_T^* \frac{U_{n*} D}{V_{K*} R_{K*}}$$

Ефективна теплопровідність λ_T входить в температуропровідність $a_T = \frac{\lambda_T}{C_p}$ і ефективне

число Прандтля $Pr_T = \frac{v_T}{a_T}$. Відповідно з відомими експериментальними даними в широкому діапазоні молекулярних чисел Прандтля $Pr_T \approx 0.7 \dots 0.8$.

Результати розрахунків і їх аналіз. Розрахунки розподілу параметрів повітря при стисненні виконані для циліндра дизельного двигуна Д50. Вихідні дані: діаметр циліндра $D = 318$ мм, хід поршня 330 мм, середня швидкість поршня $U_{п.ср} = 8.15$ м/с, ступінь стиснення $\varepsilon = 11.5$, об'єм камери згоряння $V_k = 0.00194$ м³. Впорскування пального при $\alpha = 29^\circ$.

Камеру згоряння ω -образної форми в поршні замінили циліндричною виїмкою з таким самим об'ємом, радіус виїмки $R_b = 0.1179$ м, висота $H_b = 0.045$ м.

В термодинамічному розрахунку показник політропи $n = 1.35$.

Теплофізичні властивості повітря: газова стала $R = 287 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$, динамічна в'язкість $\mu = 18.09 \cdot 10^{-6}$ Па · с, кінематична в'язкість

$\nu = \mu / \rho$, теплоємність $C = 153 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$. В розрахунках $Pr_T = 0.7$.

В розрахунках прийнята швидкість води в сорочці $v_b = 0.28$ м/с, фізичні властивості води при $T_b = 80$ °С: теплопровідність $\lambda_b = 0.662 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{град}}$, число Прандтля $Pr_b = 2.2$,

кінематична в'язкість $\nu_b = 0.365 \cdot 10^{-6}$ м²/с [9]. Розміри сорочки: внутрішній діаметр $D_{вн} = 0.41$ м, зовнішній діаметр $D_3 = 0.49$ м. Теплопровідність

$$\lambda_{ц} = 54 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{град}}$$

Перед стисненням циліндр заповнений повітрям з тиском турбокомпресора $P_n = 0.252$ МПа і температурою $T_n = 331$ К, $\rho_n = 2.4$ кг/м³.

У виїмці утворюється циркуляційний рух повітря з лініями току, зображеними на рис. 2. На рис. 3 показано розподіл швидкостей повітря в надпоршневому просторі при куті $\alpha = 29^\circ$, який відповідає початку впорскування пального. При швидкості поршня 6.52 м/с максимальна вісьова швидкість повітря (рис. 3) досягає 4.6 м/с. Повітря із зовнішнього кільцевого простору витісняється в виїмку так, що максимальна швидкість досягається коло поверхні голівки.

Температура і густина повітря показані на рис. 4. Середньомасова температура $T = 602.3$ К. Термодинамічні параметри $P_* = 2.77$ МПа, $T_* = 615$ К, $\rho_* = 15.6$ кг/м³. Тиск повітря в циліндрі відповідає термодинамічному і мало змінюється по радіусу. Максимальна температура повітря на осі 724 К, мінімальна біля стінок і кришки циліндра 405 К, що зумовлено охолодженням циліндра і поршня.

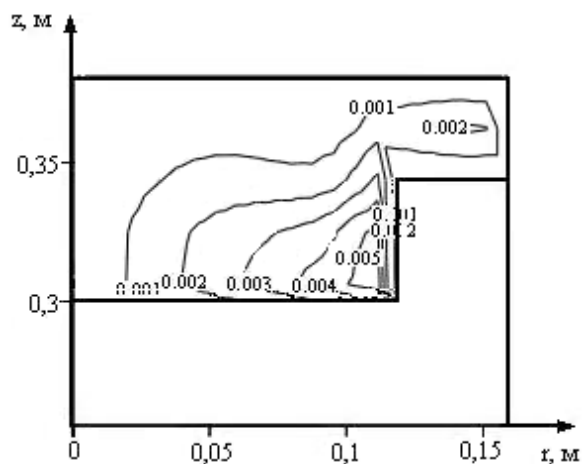


Рис. 2. Лінії току повітря

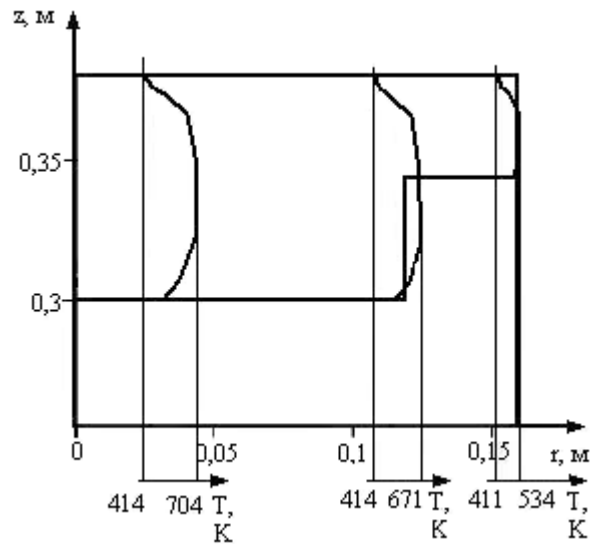
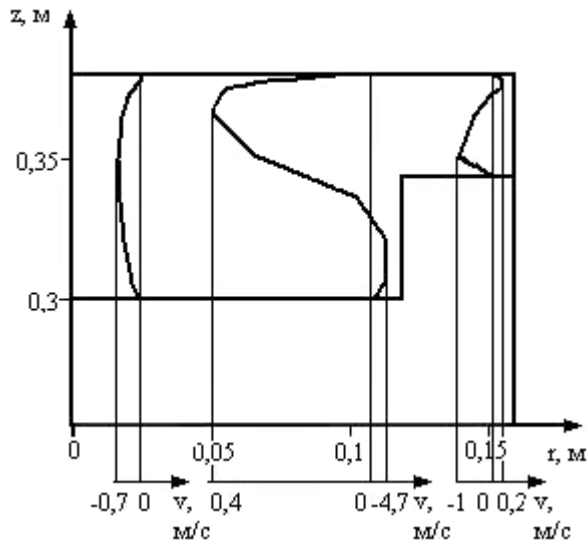


Рис. 4. Розподіл параметрів повітря

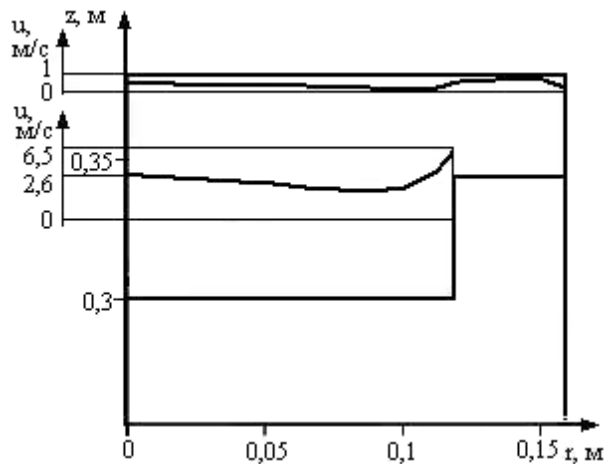
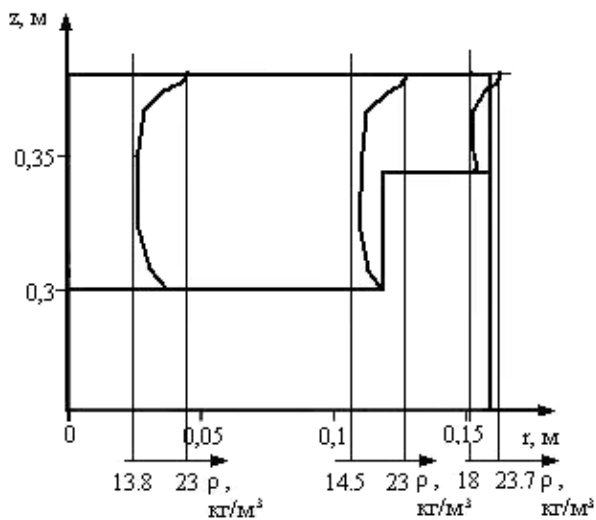


Рис. 3. Розподіл швидкостей повітря



Підсумок. Математична модель стиснення повітря в циліндрі ДВЗ дозволяє визначити розподіл швидкостей і параметрів повітря, необхідні для рішення задачі сумішоутворення, а також оптимізації розмірів камери згоряння.

БІБЛОГРАФІЧНИЙ СПИСОК

1. Gosman A. D. Development of a computer code for diesel combustion subprogramme. E // ATA: Ing. automat., 1991, 44, № 3. – P. 144-149.
2. Коваль В. П. Газодинамика закрученного потока / В. П. Коваль, В. А. Жигула // Прикл. мех. – К., 1975, Т. 11, Вып. 9. – С. 65-72.
3. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. – М.: Наука, 1973. – 848 с.
4. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. – М.: Энергоиздат, 1984. – 152 с.
5. Sullivan I. P. Study of vortex rings using a laser Doppler velocimeter / I. P. Sullivan, S. E. Widnall, S. Ezekiel // AIAA J., 1973, V. 11, № 10. – P. 1384-1389.
6. Ринкевичюс Б. С. Исследование турбулентности жидкости с помощью дифференциальной схемы ОДИС / Б. С. Ринкевичюс, В. И. Смирнов // Журн. ПМТФ, 1972, № 4. – С. 182-185.
7. Устименко Б. П. Исследование осредненных и пульсационных характеристик течения в циклонных камерах / Б. П. Устименко, М. А. Бухман // Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики, Вып. 5. – Алма-Ата, 1969.
8. Коваль В. П. Гидравлическая характеристика центробежной форсунки. / В. П. Коваль, С. Л. Михайлов // Теплоэнергетика, 1972, № 5. – С. 31-34.
9. Михеев М. А. Основы теплопередачи / М. А. Михеев, И. М. Михеева. – М.: Энергия, 1977. – 344 с.

Надійшла до редколегії 17.01.2008.