

УДК 621.436.052

Ю. А. Гришин, В. А. Зенкин,  
А. С. Кулешов

## **РАСЧЕТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ВПУСКНЫХ ОКОН ДВУХТАКТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ**

*Проведено численное исследование процесса продувки впускных окон двигателя. Выявлены зависимости коэффициента расхода потока в окнах двигателя от геометрических параметров воздушного тракта.*

Расчетный анализ рабочих процессов двухтактных двигателей представляет собой актуальную и сложную задачу. Сложность моделирования связана, в первую очередь, с пространственным характером газообмена в этих двигателях, когда неравномерность распределения расхода потока во впускных (продувочных) и выпускных окнах и соответствующие потери приходится задавать коэффициентами расхода. Эти коэффициенты зависят от площади проходного сечения окон, особенностей геометрии и конструкторского оформления их заходной части, а также конструкции примыкающих к цилиндру впускных и выпускных коробок. Для выпускных окон, кроме того, важен и режим течения, поскольку значительная доля расхода потока через них приходится на сверхкритические перепады давления.

Газодинамические характеристики впускных окон двухтактных поршневых двигателей, такие как коэффициент расхода и результирующее распределение скоростей заряда, прошедшего в цилиндр, являются определяющими факторами для оценки коэффициента наполнения, коэффициента продувки, вихревого числа, величины обратного заброса во впускную коробку, и, как следствие, организации рабочего процесса в цилиндрах. Поэтому корректное задание коэффициентов расхода впускных окон необходимо для достоверного определения мощности, удельного расхода топлива, дымности и токсичности отработавших газов и других важнейших эксплуатационных и экологических показателей двигателя.

Цель расчетов — определить влияние геометрических параметров продувочных окон и смежных элементов впускного тракта на коэффициент расхода потока.

Для моделирования течения применялся метод крупных частиц [1] — один из наиболее эффективных методов численного решения пространственных задач газовой динамики. Он относится к методам сквозного счета, опирающимся на интегральные законы сохранения массы, импульса и энергии:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int \rho dV &= - \oint \rho v n d\Sigma; \\ \frac{\partial}{\partial t} \int \rho v dV &= - \oint [-\pi n + \rho v(vn)] d\Sigma + \int A dV; \\ \frac{\partial}{\partial t} \int \rho E dV &= - \oint [(-\pi + \rho E)vn + qn] d\Sigma + \int (Av + \rho W) dV. \end{aligned}$$

В целях повышения точности, устойчивости расчетов и ускорения, обусловленного значительным повышением сеточного числа Куранта, на кафедре Э2 МГТУ им. Н.Э. Баумана была разработана неявная модификация этого метода с переходом на второй порядок точности по времени [2, 3]. Модификация реализована в программном комплексе NSF, где, кроме того, для политропного и изотермического газа предусмотрено использование нескольких моделей вязкости.

Покажем особенности представления этой неявной модификации метода для двумерного расчета, где  $u$  и  $v$  — составляющие вектора скорости по координатам  $x$  и  $y$ ,  $p$  — давление. Поскольку вычисления ведутся по возрастающим номерам  $(i, j)$  ячеек последовательно для эйлерова, лагранжева и заключительного этапов, при расчете  $i$ -й ячейки перед эйлеровым этапом известными являются не только все параметры в центрах всех ячеек в  $n$ -й момент времени, но и промежуточные параметры  $\tilde{X}_{i-1,j}^{n+1}$ ,  $\tilde{Y}_{i,j-1}^{n+1}$  на следующем  $(n+1)$ -м временном слое для предыдущих по координатам  $x$  и  $y$   $(i-1)$ -й и  $(j-1)$ -й ячеек. Здесь использованы обозначения:  $X = (p, u)$  и  $Y = (p, v)$ .

В результате, применяя представление о наклонных секущих (рис. 1), можно предварительно рассчитать значения параметров на дробном шаге по времени  $t^{n+1/2}$  на границах  $(i-1/2, j)$ ,  $(i, j-1/2)$ , а также давление в центре  $i$ -й ячейки:

$$X_{i-1/2,j}^{n+1/2} = \frac{\tilde{X}_{i-1,j}^{n+1} + X_{i,j}^n}{2}; \quad (1)$$

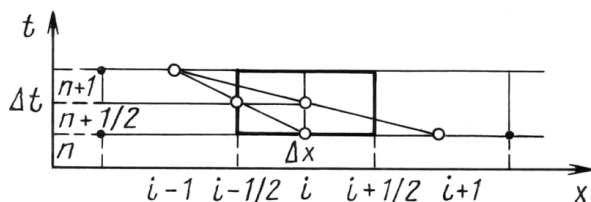


Рис. 1. Представление о наклонных секущих

$$Y_{i,j-1/2}^{n+1/2} = \frac{\tilde{Y}_{i,j-1}^{n+1} + Y_{i,j}^n}{2}; \quad (2)$$

$$p_{i,j}^{n+1/2} = \frac{\tilde{p}_{i-1,j}^{n+1} + \tilde{p}_{i,j-1}^{n+1} + p_{i+1,j}^n + p_{i,j+1}^n}{4}. \quad (3)$$

Тогда формулы для промежуточных скоростей записываются в виде

$$\tilde{u}_{i,j}^{n+1} = u_{i,j}^n - \frac{C}{\rho_{i,j}^n} \left( \frac{\tilde{p}_{i,j}^{n+1} + p_{i+1,j}^n}{2} - p_{i-1/2,j}^{n+1/2} \right); \quad (4)$$

$$\tilde{v}_{i,j}^{n+1} = v_{i,j}^n - \frac{C}{\rho_{i,j}^n} \left( \frac{\tilde{p}_{i,j}^{n+1} + p_{i,j+1}^n}{2} - p_{i,j-1/2}^{n+1/2} \right). \quad (5)$$

В работе [2] показано, что на эйлеровом этапе при  $\rho = \text{const}$  для удельной энергии  $e = c_v T = p/[\rho(k-1)]$  можно записать

$$\frac{1}{k-1} \frac{\partial p}{\partial t} = -p \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right).$$

Такое уравнение энергии используется и в методе частиц в ячейках Харлоу. В конечно-разностной форме это уравнение имеет вид

$$\tilde{p}_{i,j}^{n+1} = p_{i,j}^n - C(k-1) \left[ \frac{\tilde{u}_{i,j}^{n+1} + u_{i+1,j}^n}{2} - u_{i-1/2,j}^{n+1/2} + \frac{\tilde{v}_{i,j}^{n+1} + v_{i,j+1}^n}{2} - v_{i,j-1/2}^{n+1/2} \right], \quad (6)$$

где для наиболее универсального расчета, когда задается одинаковый шаг по координатам  $\Delta x = \Delta y$ , принято обозначение  $C = \Delta t / \Delta x$ .

После подстановки в уравнение (6) формул (4) и (5) промежуточных скоростей и соответствующих преобразований получим аналитическое выражение для определения промежуточного давления без каких-либо итераций:

$$\begin{aligned} \tilde{p}_{i,j}^{n+1} = \{ & p_{i,j}^n - (k-1)C p_{i,j}^{n+1/2} \{ 0, 5\{ u_{i,j}^n + u_{i+1,j}^n + v_{i,j}^n + v_{i,j+1}^n - \\ & - [0, 5(p_{i+1,j}^n + p_{i,j+1}^n) - p_{i-1/2,j}^{n+1/2} - p_{i,j-1/2}^{n+1/2}] C / \rho_{i,j}^n \} - \\ & - u_{i-1/2,j}^{n+1/2} - v_{i-1/2,j}^{n+1/2} \} \} / [1 - 0, 5(k-1)p_{i,j}^{n+1/2} C^2 / \rho_{i,j}^n]. \quad (7) \end{aligned}$$

При использовании этой формулы с помощью выражений (1)–(3) необходимо только выполнить предварительные расчеты с целью получить исходные параметры на дробном шаге по времени. Давление  $\tilde{p}_{i,j}^{n+1}$  подставляется в формулы (4) и (5), затем с помощью  $\tilde{p}_{i,j}^{n+1}$ ,  $\tilde{u}_{i,j}^{n+1}$

и  $\tilde{v}_{i,j}^{n+1}$  можно определить промежуточное значение удельной энергии:

$$\tilde{e}_{i,j}^{n+1} = \frac{\tilde{p}_{i,j}^{n+1}}{(k-1)\rho_{i,j}^n} + \frac{(\tilde{u}_{i,j}^{n+1} + \tilde{v}_{i,j}^{n+1})^2}{2}, \quad (8)$$

тем самым завершив эйлеров этап расчетного алгоритма. Далее обычным образом выполняются лагранжев и заключительный этапы метода крупных частиц.

Применение данной неявной схемы, обеспечивающей устойчивые вычисления при высоких значениях сеточного числа Куранта (до 0,9), особенно актуально при расчетах отрывных течений и сложных пространственных процессов с затопленными струями, характерных для газообмена в поршневых двигателях и других энергоустановках. В этих условиях штатный явный алгоритм базового метода крупных частиц практически не обеспечивает устойчивой вычислительной процедуры.

В комплексе NSF предусмотрена возможность оперативного изменения конфигурации расчетной области, построения моделируемых полей скоростей и давлений, а также выдачи интегральных значений расходов потока на открытых границах расчетной области.

Зная расход газа через входное сечение, можно согласно формуле (9) вычислить коэффициент расхода:

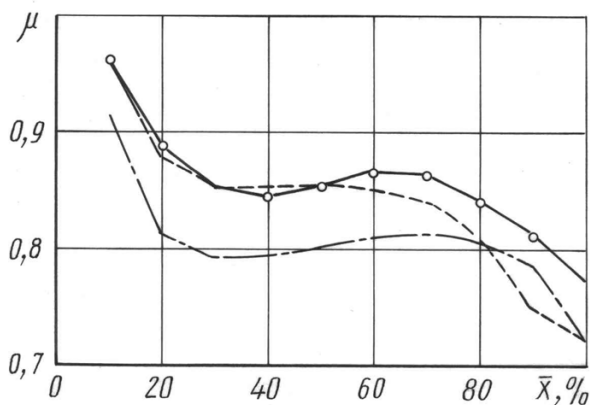
$$\mu = \frac{G_3}{\sqrt{\frac{2k}{k-1} \left[ \left( \frac{p_{\text{ВЫХ}}}{p_{\text{ВХ}}} \right)^{\frac{2}{k}} - \left( \frac{p_{\text{ВЫХ}}}{p_{\text{ВХ}}} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right] \sqrt{p_{\text{ВХ}} \rho_{\text{ВХ}} F_c}}}, \quad (9)$$

где  $G_3$  — расход газа через входное сечение, полученный в результате численного эксперимента;  $k$  — показатель адиабаты;  $p_{\text{ВЫХ}}$  — давление в выходном сечении;  $p_{\text{ВХ}}$ ,  $\rho_{\text{ВХ}}$  — давление и плотность во входном сечении;  $F_c$  — площадь наименьшего проходного сечения окна, вычисленная из реальной геометрии.

Данное выражение справедливо для любого случая течения в канале в подкритической области.

Для задания краевых условий применялись два типа границ расчетной области: твердая стенка, на которой действовали условия непротекания и проскальзывания, и открытая граница, для ячеек которой задавались значения давления и температуры.

Забегая вперед, отметим, что значения чисел Маха (M) и Рейнольдса (Re) потока в области окна в данной задаче составляли соответственно 0,45...0,55 и  $10^5 \dots 10^6$ . Таким образом, сжимаемость в потоке имеет существенное значение. Эффект сжимаемости фактически учитывается реализацией эйлерова и лагранжева этапов расчетной схемы метода крупных частиц [1, 2]. Оценка числа Рейнольдса показывает, что режим течения — турбулентный. В случае ламинарного режима, для получения более точных результатов, можно использовать



**Рис. 2. Зависимость коэффициента расхода впускного окна от степени его открытия:**

————— — результаты численного эксперимента; — — — и - - - - - — результаты продувки круглых и прямоугольных окон [4]

расчетную схему с граничными условиями, обеспечивающими прилипание потока к стенкам. Подобная схема разработана специалистами МГТУ им. Н.Э. Баумана. Однако применение такой схемы потребует увеличения густоты расчетной сетки и соответствующего увеличения расчетного времени не менее чем на 1–2 порядка. Здесь учтено, что линейная протяженность окна невелика по сравнению с диаметром цилиндра и шириной впускной коробки, поэтому прилипание не учитывалось.

Численные исследования и сравнение с экспериментами проводились по результатам опубликованных классических исследований W. Wallace [4]. Были выполнены продувки впускных окон двухтактного двигателя. Соответствующие экспериментальные и расчетные зависимости коэффициента расхода  $\mu$  от степени открытия окон представлены на рис. 2.

Анализ поведения кривых  $\mu$  и представленных на полях скоростей соответствующих особенностей структуры потока показывает следующее. При самых малых степенях открытия окна  $\bar{x} = x/x_{\max}$  поток практически равномерно заполняет все его проходное сечение, в результате значение  $\mu$  оказывается близким к единице. Поток втекает в цилиндр слабой струей, инерционность его незначительна и под действием пониженного давления в отрывной зоне на поверхности поршня струя присоединяется к этой поверхности, замыкая отрыв. Пониженное давление у поршня дополнительно улучшает условия втекания. По мере увеличения  $\bar{x}$  входящая в цилиндр струя отрывается от поршня, перепад давлений в сечении окна определяется только давлениями в впускной коробке и цилиндре, поэтому коэффициент расхода сначала снижается, затем стабилизируется. Последующее активное

падение давления (начиная с  $\bar{x} \approx 70\%$ ) обусловлено встречей с симметрично втекающей в цилиндр противоположно направленной струей возрастающей интенсивности. В результате происходит резкий поворот этих двух струй вниз, в осевом направлении не только в объеме цилиндра, но и в сечении окна. Увеличивающаяся неравномерность потока в сечении окна уменьшает значение  $\mu$ .

Как следует из графиков, результаты численного моделирования достаточно хорошо отражают форму кривой, полученной при продувке, что показывает допустимость применения двумерных расчетов для анализа течений в окнах ДВС.

В настоящей работе наряду со степенью открытия окна были проведены расчетные исследования влияния на коэффициент расхода других важных геометрических параметров. Это элементы заходной части окна: угол наклона стенок окна к нормали его сечения, наличие или отсутствие скруглений на его передних кромках, а также такой важный элемент конструкции впускной коробки, как положение ее днища относительно окна.

На рис. 3 представлены четыре варианта исполнения заходной части. На схемах *A* и *B* показаны расчетные области, где поток входит с трех направлений. Это соответствует представлению о впускной коробке большого объема, когда местоположение ее границ не влияет на течение в окне. Варианты *B* и *Г* в большей степени соответствуют реальным коробкам, когда нижняя граница находится вблизи кромки окна. Очевидно, что через эту поверхность поток не втекает. В случаях *A* и *B* входные кромки окна не имеют скругления, в случаях *B* и *Г* имеется скругление *R*. На схеме *B* представлены также используемые обозначения хода  $x$  открытия окна и угла наклона  $\alpha$  стенок.

Для этих вариантов на рис. 4 приведены полученные в результате численного эксперимента зависимости коэффициента расхода от угла  $\alpha$  и трех различных положений поршня, соответствующих окну, открытому на 10, 50 и 100%.

Видно, что при малом открытии окна (рис. 4, *a*)  $\mu$  не зависит от геометрии заходной части, поскольку, как отмечалось ранее, струя весьма слаба, ее расход определяется только условиями в ближайшей окрестности выходных кромок окна и не зависит от условий вверх по потоку. Наибольшие  $\mu$  получаются при малых значениях  $\alpha = 0 \dots 15^\circ$ , поскольку в этом случае имеются наилучшие условия для быстрого прилипания струи к поверхности поршня вслед за небольшой отрывной зоной с пониженным давлением (по сравнению с давлением в полости цилиндра), т.е. средний перепад давлений для втекающей струи увеличивается и ее расход возрастает. С увеличением  $\alpha$  от  $15$  до  $45^\circ$  струя втекает в цилиндр в виде свободного затопленного потока при несколько уменьшенном перепаде давления и  $\mu$  падает. В случае втекания через окна с  $\alpha = 60^\circ$  снова возникает прилипание, но уже к

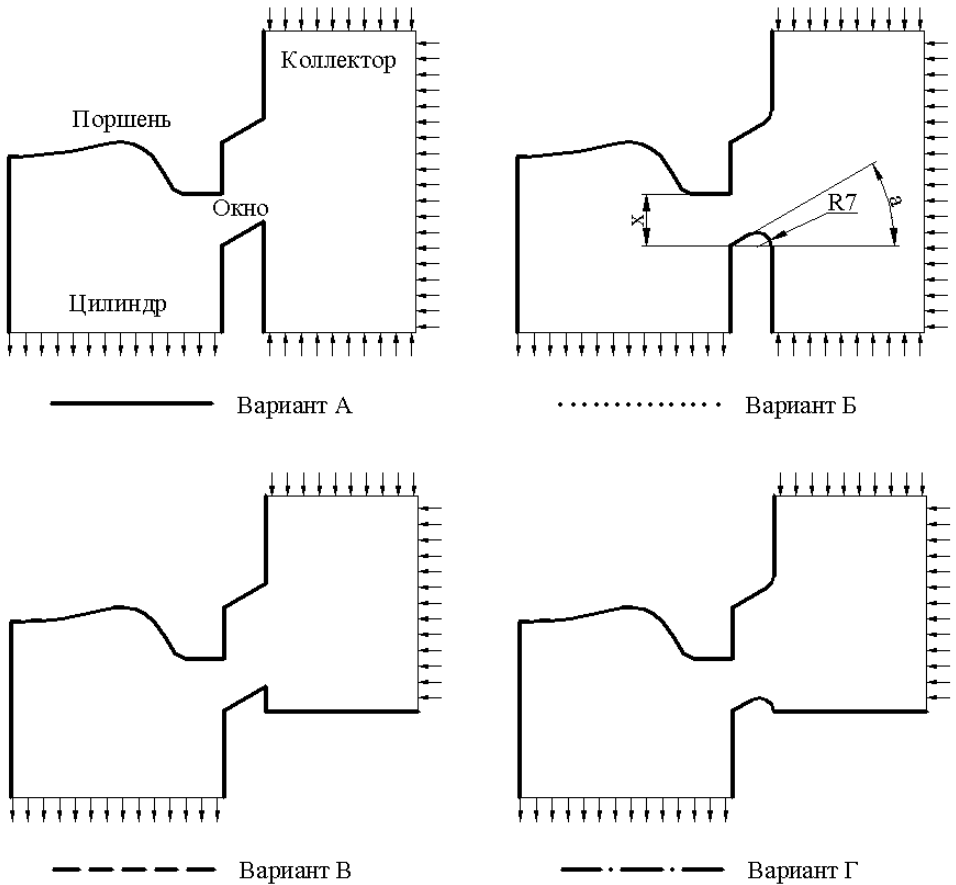


Рис. 3. Варианты (А... Г) исполнения заходной части окна

вертикальной поверхности втулки цилиндра вслед за небольшой отрывной зоной. В результате увеличения перепада давлений на окне наблюдается увеличение  $\mu$ .

При среднем открытии окна (рис. 4, б) прилипания к поршню уже нет, струя в цилиндре свободна, и по мере увеличения  $\alpha$  условия для ее последующего разворота по оси цилиндра улучшаются. Поэтому  $\mu$  растет. Здесь важно отметить положительную роль, которую играет скругление передних кромок окна, вследствие чего соответствующее различие  $\mu$  достигает 10 % по сравнению с вариантами нескругленных кромок. Наличие скругления сводит на нет влияние положения нижней границы коробки относительно кромки окна. В случае острых кромок отдаление нижней границы приводит к увеличению отрыва в окне и, как следствие, к снижению коэффициента расхода. Наибольшие значения  $\mu$  наблюдаются при  $\alpha = 45^\circ$ , с увеличением угла  $\alpha$  до  $60^\circ$  происходит снижение расхода, обусловленное большим поворотом потока в окне, причем, усиление этого эффекта имеет место в случае острых кромок окна.

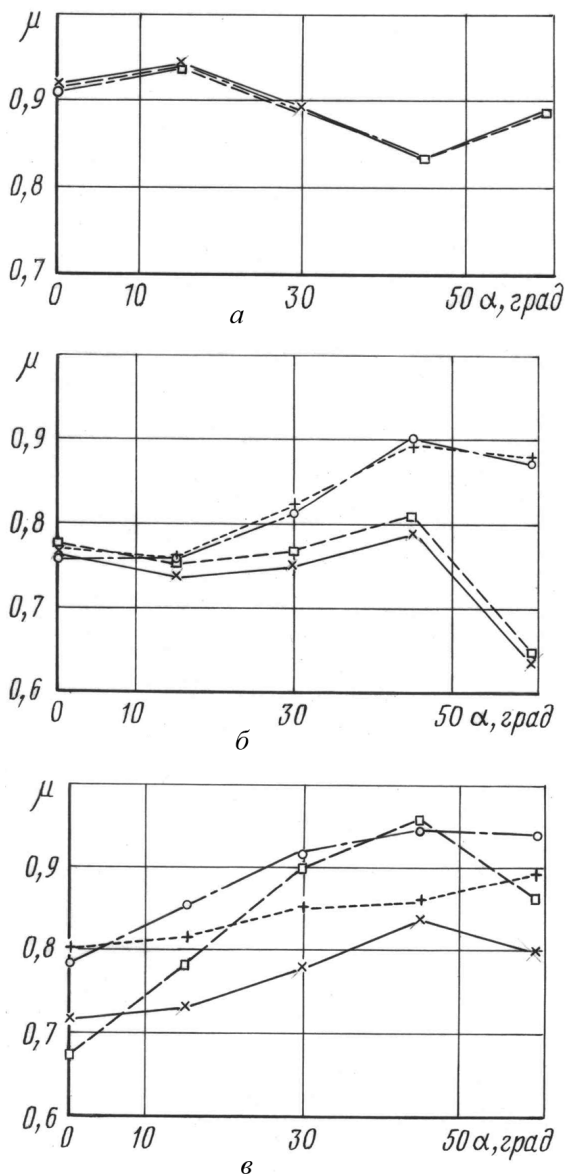


Рис. 4. Зависимость коэффициента расхода от  $\alpha$  и геометрии заходной части при  $\bar{x} = 10$  (а), 50 (б) и 100 % (в)

По мере дальнейшего открытия окна усиливается влияние на  $\mu$  особенностей конструктивного исполнения заходной части с сохранением общего характера зависимости  $\mu$  от  $\alpha$ . Так, для полностью открытого окна (см. рис. 4, в) при малых  $\alpha$  основную роль играет скругление кромок, а местоположение границы коробки несущественно. С увеличением  $\alpha$  роль положения нижней границы возрастает: чем она дальше от окна, тем сильнее отрыв, что отрицательно влияет на расход, скругление кромок при этом практически никак не сказывается.



Возрастание  $\mu$  при средних и больших степенях открытия окна происходит до значений  $\alpha \approx 45^\circ$ , при дальнейшем увеличении угла наклона начинается падение  $\mu$ , обусловленное резким увеличением отрыва в окне. Следует отметить, что на практике окна с  $\alpha > 45^\circ$  не применяют, так как для обеспечения требуемого расхода через некоторое проходное сечение  $h$  нормальная высота окна  $x = h / \cos \alpha$  оказывается слишком большой.

Из сравнения полей скоростей, приведенных на рис. 5, а, б, следует положительное влияние скругления передних кромок окна, особенно

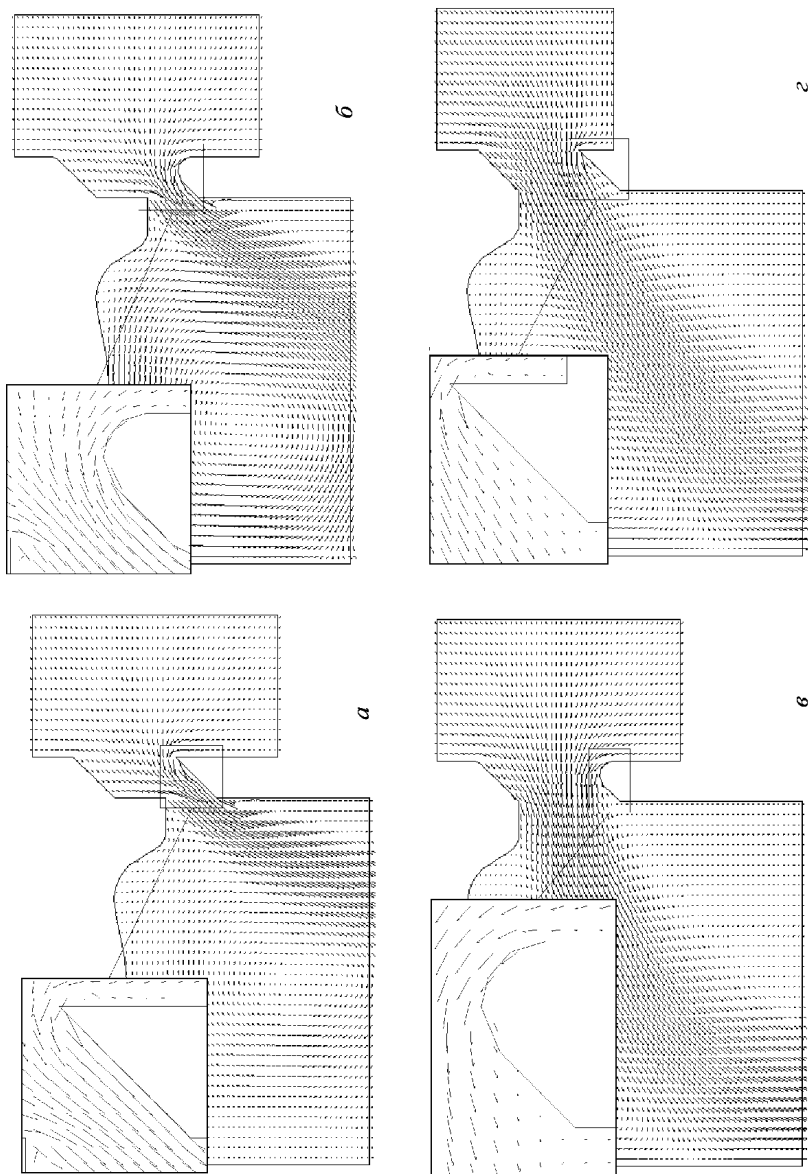


Рис. 5. Поле скоростей при  $\alpha = 45^\circ$  и  $\bar{x} = 50\%$  (конструкция заходной части — варианты А (а) и Б (б)) и при  $\alpha = 45^\circ$  и  $\bar{x} = 100\%$  (конструкция заходной части — варианты В (в) и Г (г))

в нижней части, на уменьшение отрыва потока в окне и соответствующее повышение  $\mu$  при средних степенях открытия.

Сравнивая рис. 5, в и з, можно отметить факт, что при максимальных степенях открытия, когда интенсивность струи велика, и больших  $\alpha$  на первое место выходит не наличие скругления кромки, а расстояние от окна до нижней границы коробки. На рис. 5, в видно, что поток газа из нижней части коробки вызывает сильный отрыв от нижней границы окна, несмотря на скругление. Приближение границы коробки (вариант В) улучшает поле скоростей на выходе из окна и в цилиндре (см. рис. 5, з), увеличивается и значение максимальных скоростей (262 м/с по сравнению с 166 м/с). В результате заметен прирост коэффициента расхода (см. рис. 4, в, правая часть).

Полученные результаты можно применить при термодинамическом расчете двухтактных двигателей для оптимизации геометрии заходной части и угла наклона впускных окон. Важно отметить, что при расчетах нельзя задавать какие-то фиксированные значения  $\mu$ , а необходимо использовать функциональные зависимости  $\mu$ , в первую очередь, от  $\alpha$  и степени открытия окна. Это позволит значительно повысить точность расчета газообмена и рабочего процесса двигателя, уменьшить трудоемкость процедуры идентификации математической модели рабочего процесса для конкретного двигателя.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. Вычислительный эксперимент. – М.: Наука, 1982. – 391 с.
2. Гришин Ю. А. Новые схемы метода крупных частиц и их использование для оптимизации газоздушных трактов двигателей // Математическое моделирование. РАН, 2002. – Т. 14, № 8. – С. 51–55.
3. Гришин Ю. А., Каримов А. Н., Кулешов А. С. Доводка элементов газоздушного тракта двигателей с помощью математической модели пространственного течения газа // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. “Машиностроение”. – 1991. – № 4. – С. 39–43.
4. Wallace W. High-output medium-speed diesel engine air and exhaust system flow losses // Proceedings of the Institution for Mechanical Engineers. – 1967–68. – Vol. 182, pt. 3D. – P. 134–144.

Статья поступила в редакцию 27.06.2006

Юрий Аркадьевич Гришин родился в 1947 г., окончил в 1971 г. Уфимский авиационный институт им. С. Орджоникидзе. Д-р техн. наук, профессор кафедры “Поршневые двигатели” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 160 научных работ в области газовой динамики и расчетно-экспериментальных исследований двигателей.

Yu.A. Grishin (b. 1947) graduated from the Ufa Aviation Institute n. a. Ordzhonikidze in 1971. D. Sc. (Eng.), professor of “Reciprocating Engines” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 160 publications in the field of gas dynamics and numerical and experimental study of engines.