

Обозначив

$$E = \left[\frac{\pi(\lambda_{10})}{\pi(\lambda_{10}/\varphi)} \frac{\varepsilon(\lambda_d)}{\varepsilon(\lambda_{10})} \right]^2; \quad C = \frac{2}{k+1} \frac{1 + (1/\varphi^2 - 1)k/\tau(\lambda_{10}/\varphi)}{\tau(\lambda_{10})},$$

вместо (5) получим расчетное уравнение

$$A\lambda_1^2 - 1 = BE[1 + C(\lambda_1^2 - \lambda_{10}^2)],$$

с помощью которого легко выразить искомую

$$\lambda_1 = \sqrt{\frac{BE(1 - C\lambda_{10}^2) + 1}{A - BCE}}. \quad (6)$$

Для определения первого и основного приближения слева в (6) подставим λ_{10} , тогда

$$\lambda_{10} = \sqrt{(B+1)/A}. \quad (7)$$

Найденное по этой формуле λ_{10} подставляется (6), в результате получается практически точное значение λ_1 .

Расчетные исследования показали, что относительная ошибка определения λ_1 с помощью формул (6) и (7) и, далее, по найденной λ_1 - значения α_1 по формуле (2), представляет собой величину, меньшую 0,1 % в широком диапазоне геометрических и режимных параметров. Это значительно превосходит точность задания геометрических характеристик БНА и коэффициента φ . Таким образом, предлагаемая методика является вполне удовлетворительной для практических расчетов.

Далее по формуле (1) можно найти σ , и, поскольку параметры p_T^* , ρ_T^* , T_T^* на входе в турбину известны, легко можно определить газодинамические характеристики входа в рабочее колесо:

$$p_1 = \sigma p_T^* \pi(\lambda_1); \quad T_1 = T_T^* \tau(\lambda_1); \quad \rho_1 = \frac{p_1}{RT_1} \quad \text{и} \quad c_1 = \lambda_1 \sqrt{\frac{2k}{k+1} RT_T^*}.$$

Литература:

1. Шерстюк А.Н., Зарянкин А.Е. Радиально-осевые турбины малой мощности.- М.: Машиностроение, 1976.- 208 с.
2. Farrashkhalvat M., Barufh P. An Experimental and Theoretical Invetigation of a Twin — Entry Radial Flow Turbine under Non-Steady Flow Conditions // SAE Techn.Pap.Ser.- 1980.-N 8011361.- 16 p.
3. Жирицкий Г.С., Локай В.И., Масутова М.К., Стрункин В.А. Газовые турбины двигателей летательных аппаратов.- М.: Машиностроение, 1971.- 620 с.
4. Митрохин В.Т. Выбор параметров и расчет центростремительной турбины на стационарных и переходных режимах.- М.: Машиностроение, 1974.- 228 с.
5. Розенберг Г.Ш., Ткачев Н.М., Кострыкин В.Ф. Центростремительные турбины судовых установок.- Л.: Судостроение, 1973.- 216 с.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА РАСХОДА ВПУСКНЫХ ОКОН ДВУХТАКТНОГО ДВИГАТЕЛЯ С ПОМОЩЬЮ ПРОСТРАНСТВЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Гришин Ю.А., Зенкин В.А., Кулешов А.С. (МГТУ им. Н.Э. Баумана)

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 и выпускных окнах и

соответствующие потери приходится задавать коэффициентами расхода μ . Наиболее важно корректное задание μ впускных окон, т.к. от этого в значительной мере зависит достоверность расчетного определения мощности, удельного расхода топлива, дымности и токсичности отработавших газов.

Коэффициенты расхода на впуске зависят от площади проходного сечения окон, особенностей геометрии и конструкторского оформления их заходной части, конструкции примыкающих к цилиндру впускных коробок. В данной работе для численного моделирования впуска применялся метод крупных частиц [1], в частности, разработанная на кафедре Э2 МГТУ неявная модификация этого метода (пакет NSF), повышающая точность, устойчивость и скорость вычислений [2,3].

Численные исследования и сравнение с экспериментами проводилось по результатам опубликованных классических исследований W. Wallace [4], где были выполнены продувки впускных окон двухтактного двигателя. Соответствующие экспериментальные и расчетные зависимости коэффициента μ от степени открытия окон представлены на рис.1.

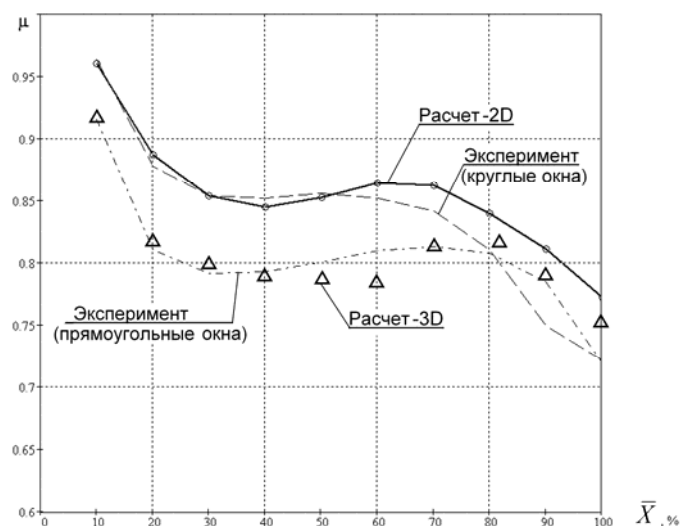


Рис.1. Зависимость коэффициента расхода впускного окна от степени его открытия.

Расчеты проводились в 2-мерной (2D) и 3-мерной постановках (3D). Поскольку в первом случае при одинаковой густоте расчетной сетки время вычислений на порядок меньше, это позволило провести многовариантные исследования, которые затем были подтверждены контрольными 3D расчетами.

Анализ поведения кривых μ 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 сечений, в результате значение μ оказывается близким к единице. Поток втекает в цилиндр слабой струей, инерционность его незначительна. Пониженное давление у поршня дополнительно улучшает условия втекания. По мере увеличения $\bar{x}$ входящая в цилиндр струя отрывается от поршня, перепад давлений на окне определяется только давлениями во впускной коробке и в цилиндре, поэтому коэффициент расхода сначала снижается, затем стабилизируется. Последующее его активное падение, начиная с $\bar{x} \approx 70\%$, обусловлено встречей с симметрично втекающей в цилиндр противоположной 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 μ .

Расчетные исследования показали также влияние 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.

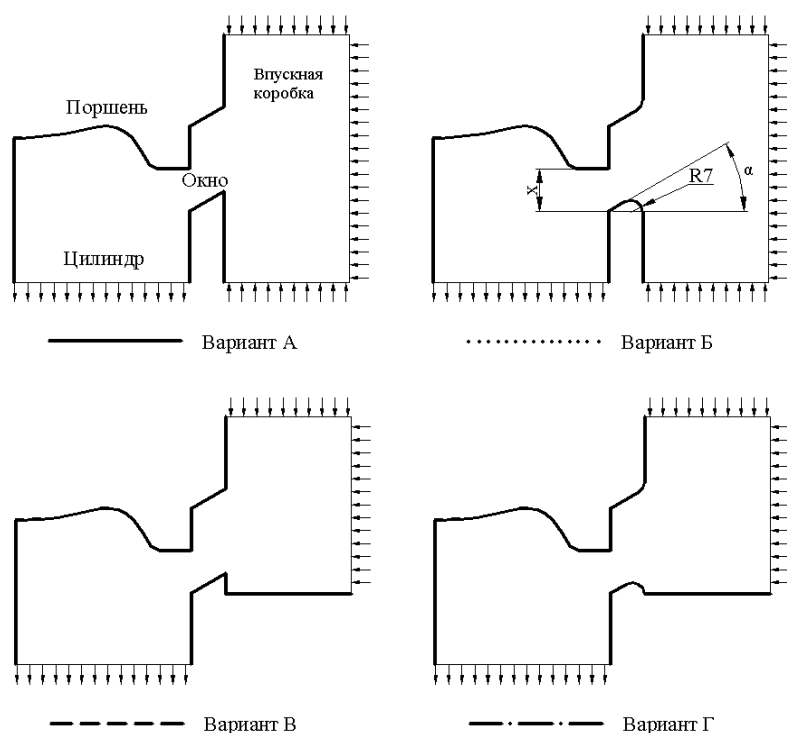


Рис. 2. Варианты исполнения заходной части окна

На рис.2 представлены четыре варианта исполнения заходной части. Для этих вариантов на рис. 3-5 приведены полученные в результате численного эксперимента зависимости коэффициента расхода от угла α и трех различных положений поршня, соответствующих окну, открытому на 10% , 50% и 100%.

Можно видеть, что при малом открытии окна (рис.3) μ не зависит от геометрии заходной части, поскольку, как отмечалось выше, струя весьма слаба, ее расход определяется только условиями в бли-

жайшей окрестности от выходных кромок окна и не зависит от условий вверх по потоку. Наибольшие μ 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 α от 15 до 45° струя втекает в цилиндр в виде свободного затопленного потока при несколько уменьшенном перепаде давления, и μ падает. В случае втекания через окна с $\alpha = 60^\circ$ снова возникает прилипание, но уже к вертикальной поверхности втулки вслед за небольшой отрывной зоной. В результате увеличения перепада давлений на окне наблюдается увеличение μ .

При среднем открытии окна (рис.4) прилипания к поршню уже нет, струя в цилиндре свободна, и по мере увеличения α условия для ее последующего разворота по оси цилиндра улучшаются. Поэтому μ растет. Здесь важно отметить положительную роль, которую играет скругление передних кромок окна, вследствие чего соответствующее различие μ 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, снижению коэффициента расхода. Наибольшие значения μ наблюдаются при $\alpha = 45^\circ$, с увеличением этого угла до 60° происходит снижение расхода, обусловленное большим поворотом потока в окне, причем, усиление этого эффекта имеет место в случае острых кромок окна.

По мере увеличения открытия окна усиливается влияние на μ особенностей конструктивного исполнения заходной части с сохранением общего характера зависимости μ от α . Так, для полностью открытого окна (рис.5) при малых α основную роль играет скругление кромок, местоположение границы коробки несущественно. С увеличением α роль положения нижней границы возрастает, ее уда-

ление от окна увеличивает в нем отрыв, что отрицательно влияет на расход. Скругление кромок при этом практически никак не сказывается.

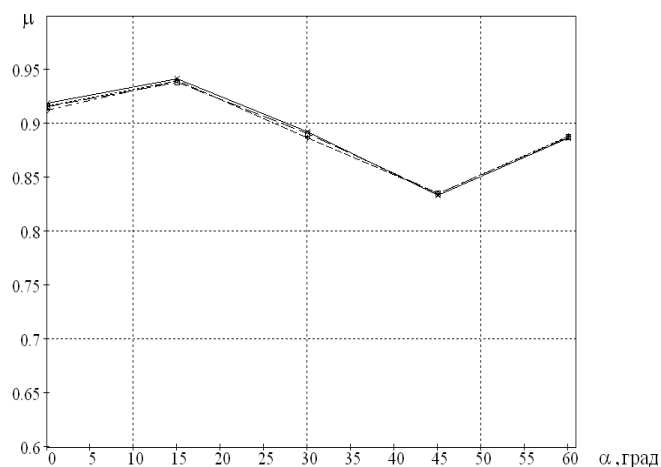


Рис.3. Зависимость коэффициента расхода от α и геометрии заходной части при $\bar{x} = 10\%$

Возрастание μ на средних и больших открытиях окна происходит до значений α около 45° , при дальнейшем увеличении угла наклона начинается падение μ , 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.

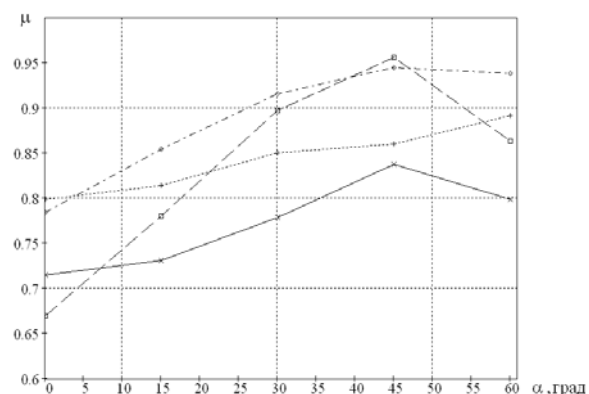
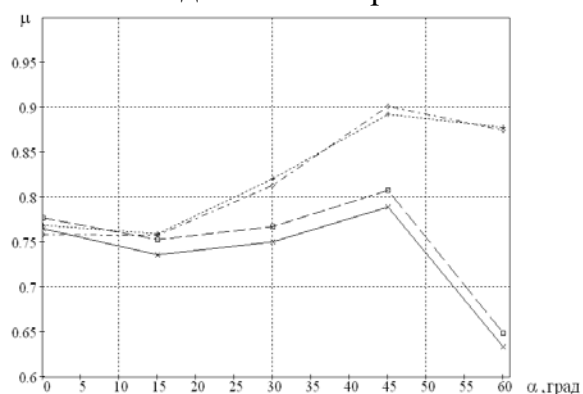


Рис. 4. Зависимость коэффициента расхода от α и геометрии заходной части при $\bar{x} = 50\%$ (слева) и при $\bar{x} = 100\%$ (справа)

Сравнение полей скоростей на рис.5 и 6 иллюстрирует отмеченный выше факт, когда при максимальных открытиях, где интенсивность струи велика, и больших α на первое место выходит не наличие скругления кромки, а расстояние от окна до нижней границы коробки. На рис.5 видно, что вход через нижнюю границу коробки вызывает сильный отрыв от нижней линии окна, несмотря на скругление. Приближение границы коробки (вариант В) улучшает поле скоростей на выходе из окна и в цилиндре (рис.6), увеличивается и значение максимальных скоростей (262 м/с по сравнению с 166 м/с). В результате имеется заметный прирост коэффициента расхода, отмечаемый на рис.4 справа.

Важно отметить, что при расчетах нельзя задавать какие-то фиксированные значения μ , необходимо использовать функциональные зависимости μ в первую очередь от α и степени открытия окна. Это позволит значительно повысить точность расчета газообмена и рабочего процесса двигателя, уменьшить трудоемкость процедуры идентификации математической модели рабочего процесса под конкретный двигатель.

Полученные результаты могут быть применены при термодинамическом расчете двухтактных двигателей, для оптимизации геометрии заходной части и угла наклона впускных окон.

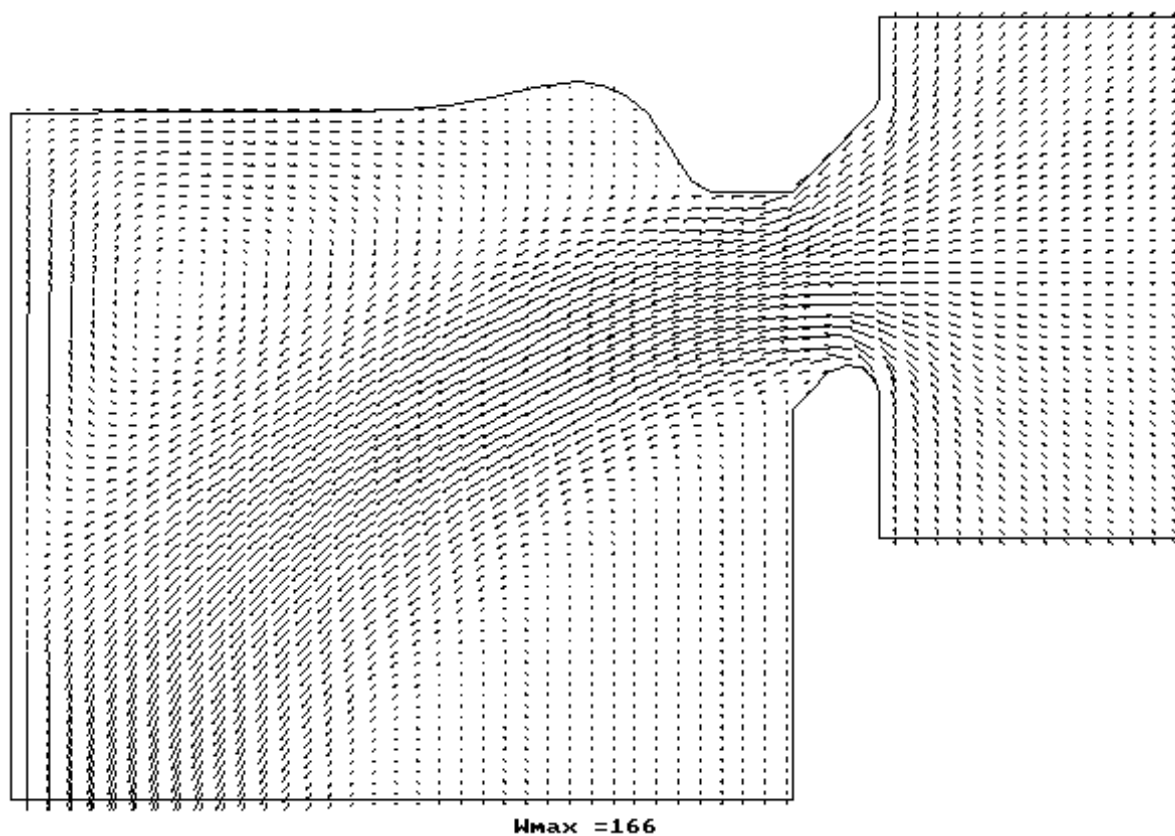


Рис.5. Поле скоростей при $\alpha = 45^\circ$ и $\bar{x} = 100\%$.
Конструкция заходной части – вариант Б

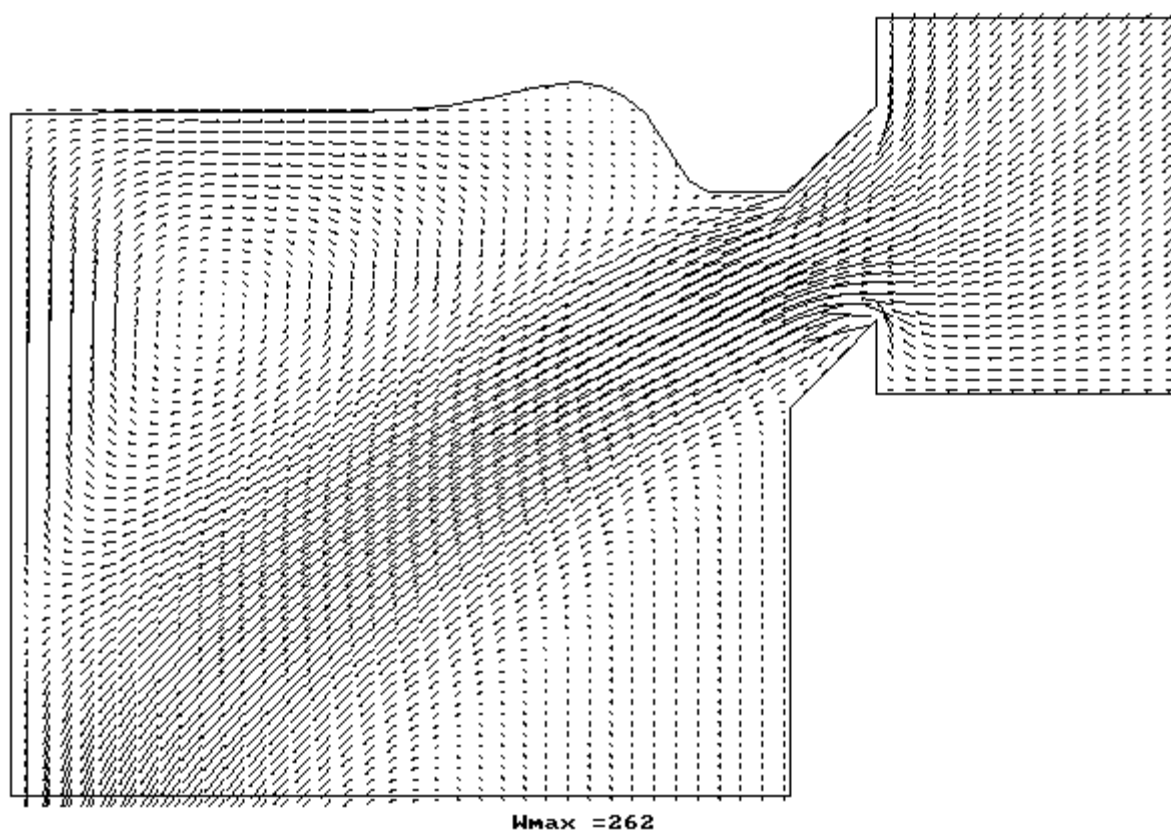


Рис. 6. Поле скоростей при $\alpha = 45^\circ$ и $\bar{x} = 100\%$.
Конструкция заходной части – вариант В

Литература:

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, том 14, N 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. Машиностроение, 1991, N 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, Vol. 182, pt. 3D, pp. 134-144, 1967-68.

РАСЧЕТ ОТРЫВНЫХ ПОТЕРЬ В РЕШЕТКАХ ОСЕВЫХ ТУРБИН

Гришин Ю.А. (МГТУ им.Н.Э.Баумана)

Потоки в газоздушных трактах комбинированных ДВС имеют нестационарный характер, поэтому лопаточные машины агрегатов наддува работают в широком диапазоне изменения режимов течения. В результате имеют место значительные профильные потери, обусловленные возникновением отрывных явлений в межлопаточных каналах турбин и компрессоров. Правильный учет этих потерь имеет важное значение при расчетных исследованиях, конструировании и доводке двигателей.

Рассмотрим определение отрывных потерь в решетках осевых турбин. Обычно эти потери рассчитываются или с помощью опытных данных, не имеющих общего характера, или с помощью методик, основанных на гидродинамических зависимостях. Наибольший интерес здесь представляет методика Г.Ю.Степанова [1]. Но и она не лишена недостатков. Во-первых, и в данном случае присутствуют эмпирические коэффициенты, изменяющиеся в довольно широких пределах. Во-вторых, не учитывается существенное влияние толщины передней кромки профилей, которое заключается в том, что потери начинают возрастать не сразу с появлением угла атаки, только после того, как он превысит некоторое предельное значение.

Правильный учет этого обстоятельства особенно важен при расчетах течений в импульсных выпускных системах комбинированных ДВС, где с целью снижения потерь в широком диапазоне изменения углов атаки используются профили со значительным радиусом скругления передних кромок.

Подобно Г.Ю.Степанову представим профильные потери при нерасчетном обтекании в виде суммы потерь расчетного режима, которые распределены по длине межлопаточного канала, и отрывных потерь, сосредоточенных на входе.

При этом последние можно рассматривать как следствие отрыва на передних кромках плоской решетки пластин, скругленных, как и профили, радиусом r , шаг t соответствует шагу рассматриваемой решетки профилей, угол установки - расчетному углу входа β_{1p} (рис.1). Такой подход, очевидно, соответствует принципу расщепления по физическим процессам, который успешно применяется при решении многих научных проблем.

Будем считать, что при больших углах атаки вся передняя кромка пластин окружена изобарной отрывной зоной (этот факт известен из практики), причем давление в ней p_o равно среднему статическому давлению p_m в сечении наибольшего сужения струи около зоны отрыва F_m . При этом принимается допущение об одномерности течения в основных расчетных сечениях - на входе перед решеткой