

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

в невозмущенном потоке $F_1 = l \cdot t \sin \beta_1$, в сечении наибольшего сужения $F_m = l \cdot d_m$, сечении присоединения после отрыва к поверхностям пластин $F_{1p} = l(t \sin \beta_{1p} - 2r)$ и на выходе ($F_2 = l \cdot t \sin \beta_2$). Здесь l – высота плоской решетки. Описываемая методика может быть представлена для более общего случая течения сжимаемого потока [2,3], где использованы газодинамические функции от числа λ , однако при решении задач в ДВС достаточно рассмотреть более простой вариант с несжимаемой жидкостью, т.е. $\rho = const$.

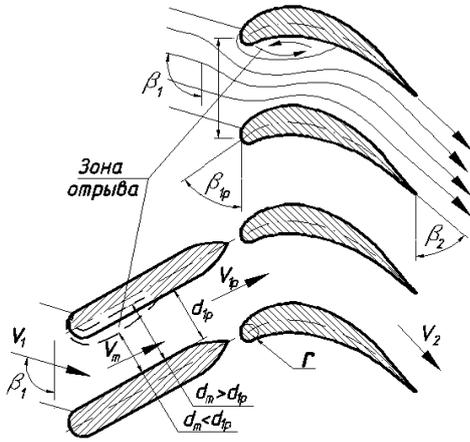


Рис.1. Действительная (сверху) и условная схемы течения в решетке профилей при нерасчетном угле входа β_1

Для контура от входа до сечения наибольшего сужения струи уравнения расхода и энергии можно представить в виде:

$$\rho v_1 t \sin \beta_1 = \rho v_m d_m ;$$

$$p_1 / \rho + v_1^2 / 2 = p_m / \rho + v_m^2 / 2 .$$

Здесь в уравнении энергии учитывается тот факт, что потери на участке сужения струи около зоны отрыва пренебрежимо малы и по аналогии с представлением о внезапном расширении отнесены на последующий участок рассмотрения, т.е. от F_m до сечения присоединения после отрыва F_{1p} . Поскольку для обеспечения равновесия потока давление в отрывной зоне p_o при условно одномерном представлении должно быть равно давлению p_m в минимальном сечении, уравнение им-

пульсов в направлении, параллельном пластинам, можно представить в виде

$$\rho v_1 t \sin \beta_1 \cdot v_1 \cos \delta + p_1 t \sin \beta_{1p} = \rho v_m d_m \cdot v_m + p_m d_m + p_m (t \sin \beta_{1p} - d_m) . \quad (3)$$

При записи этого уравнения учитывается отмеченное выше обстоятельство, что при больших углах атаки линия раздела набегающих струй приходится на верхнюю поверхность пластины, и вся ее передняя кромка окружена зоной отрыва (см. рис.1). Выражая разность давлений p_1 и p_m с помощью (2) и заменяя с помощью (1) v_m/v_1 отношением размеров сечений, из (3) после преобразований получаем квадратное уравнение

$$\left(\frac{t \sin \beta_1}{d_m} \right)^2 - 2 \frac{\sin \beta_1}{\sin \beta_{1p}} \cdot \frac{t \sin \beta_1}{d_m} + 2 \frac{\sin \beta_1}{\sin \beta_{1p}} \cdot \cos \delta - 1 = 0 . \quad (4)$$

из которого можно выразить значение размера наибольшего сужения

$$d_m = \frac{t \sin \beta_1}{c + \sqrt{c(c - 2 \cos \delta) + 1}} . \quad (5)$$

Здесь символом c обозначено отношение $\sin \beta_1 / \sin \beta_{1p}$.

Очевидно, что при сравнительно небольших углах атаки расчетное d_m будет оказываться больше ширины канала между пластинами $d_{1p} = t \sin \beta_{1p} - 2r$. Это соответствует представлению о том, что при рассматриваемом δ сечение формальной зоны отрыва будет меньше толщины пластин (на рис.1 этот случай обозначен пунктиром). Фактически же это означает, что при данных условиях течение между пластинами даже при наличии угла атаки будет безотрывным, так как вся возможная отрывная зона оказалась замещенной телом пластины толщиной $2r$. В данном случае отрывных потерь не будет, т.е. по условиям течения решетка оказывается в так называемой «зоне нечувствительности» по углу атаки.

Важным свойством описываемой методики является то, что впервые она позволяет расчетным путем определить значения предельных углов β_{1n1} и β_{1n2} , ограничивающих эту зону нечувствительности. Подставив предельное значение $d_m = t \sin \beta_{1p} - 2r$ в уравнение (5) и преобразовав его с учетом соотношения $\cos \delta = \cos(\beta_{1p} - \beta_{1n}) = \cos \beta_{1p} \cos \beta_{1n} + \sin \beta_{1p} \sin \beta_{1n}$, получим расчетную формулу:

$$\beta_{1i} = \arcsin \sqrt{\frac{2ctg^2 \beta_{1p} - a \pm 2ctg \beta_{1p} \sqrt{ctg^2 \beta_{1p} - a - 1}}{4ctg^2 \beta_{1p} + a^2}}, \quad (6)$$

где
$$a = \frac{2}{\sin \beta_{1p} (\sin \beta_{1p} - 2r/t)} - \left(\frac{1}{\sin \beta_{1p} - 2r/t} \right)^2 - 2. \quad (7)$$

Выбирая знак «-» перед внутренним радикалом в формуле (6) будем иметь значение β_{1n1} , соответствующее положительному предельному углу атаки δ , превышая который будем получать отрыв. При этом $\beta_{1n1} < \beta_{1p}$. Если задать знак «+», получим предельное значение угла β_{1n2} , соответствующее отрицательному углу атаки, здесь имеем $\beta_{1n2} > \beta_{1p}$. Из формул (6) и (7) видно, что с увеличением параметра $2r/t$, задающего толщину профиля, зона нечувствительности $\beta_{1n2} - \beta_{1n1}$ решетки будет расширяться. Это соответствует известной рекомендации о том, что для снижения потерь в импульсных турбинах, работающих в широком диапазоне изменения углов атаки, нужно выбирать профили с утолщенными передними кромками.

Следует учесть, что для решеток с β_{1p} близким к $\pi/2$, значение β_{1n2} будет лежать в квадранте $[\pi/2, \pi]$. Сопловые решетки с $\beta_{1p} = \pi/2$ имеют симметричную зону нечувствительности к углу атаки. В результате упрощения формулы (6) для них получим

$$\beta_{1r1} = \arcsin \frac{1 - 2r/t}{\sqrt{1 - 4r/t(1 - 2r/t)}}; \quad \beta_{1r2} = \pi - \arcsin \frac{1 - 2r/t}{\sqrt{1 - 4r/t(1 - 2r/t)}}. \quad (8)$$

При $\beta_1 < \beta_{1n1}$ и $\beta_1 > \beta_{1n2}$ сечение наибольшего сужения основного потока d_m будет меньше d_{1p} , и вблизи входа в канал между пластинами образуется отрывная зона. Для определения потерь расширения оторвавшейся струи до сечения присоединения в соответствии с представлением о внезапном расширении воспользуемся теоремой Борда-Карно, согласно которой потери расширения ΔE_I соответствуют скоростному напору от потерянной скорости $\Delta E_I = (v_m - v_{1p})^2 / 2$.

Переходя к рассмотрению течения в реальной решетке турбинных профилей, как указывалось выше, кроме отрывных потерь необходимо учесть профильные потери расчетного режима ΔE_p , фактически равные суммарному значению всех профильных потерь на участке нечувствительности к углу атаки. Следует отметить, что для турбин, работающих в составе КДВС со значительным изменением параметров на входе, по сравнению с отрывными эти потери незначительны. Следуя Степанову Г.Ю., при расчете обтекания в широком диапазоне изменения углов атаки их будем считать неизменными и известными из опытных данных для рассматриваемых типов решеток. Согласно определению [4] $\Delta E_p = \zeta_p v_{2t}^2 / 2$, где v_{2t} - скорость на выходе их решетки при течении без потерь. В случае без потерь уравнение энергии для сечений наибольшего сечения и выхода из решетки имеет вид:

$$p_m / \rho + v_m^2 / 2 = p_2 / \rho + v_{2t}^2 / 2. \quad (9)$$

а в случае с учетом отрывных ΔE_I и потерь расчетного режима ΔE_p соответственно:

$$p_m / \rho + v_m^2 / 2 = p_2 / \rho + v_2^2 / 2 + (v_m - v_{1p})^2 / 2 + \zeta_p v_{2t}^2 / 2. \quad (10)$$

Приравнивая правые части этих уравнений, получим

$$\frac{v_2^2}{v_{2t}^2} \left[\left(\frac{v_m - v_{1p}}{v_2} \right)^2 + 1 \right] + \zeta_p = 1. \quad (11)$$

Пользуясь уравнениями неразрывности

$$\rho v_m d_m = \rho v_{1p} (t \sin \beta_{1p} - 2r), \quad (12)$$

$$\rho v_{1p} (t \sin \beta_{1p} - 2r) = \rho v_2 t \sin \beta_2, \quad (13)$$

определением коэффициента потерь в турбинных решетках $\zeta = 1 - \psi^2 = 1 - v_2^2 / v_{2t}^2$ и, исходя из соотношения (11), получим окончательно:

$$\zeta = 1 - \frac{1 - \zeta_p}{1 + \left\{ t \sin \beta_2 \left[1/d_m - 1/(t \sin \beta_{1p} - 2r) \right] \right\}^2}. \quad (14)$$

Значение d_m в эту формулу подставляется из (5).

Иногда при исследовании турбинных решеток оценку влияния потерь удобнее производить с помощью скоростных коэффициентов ψ . Для таких случаев, учитывая связь между ζ и ψ из (14) легко получить

$$\psi = \sqrt{\frac{1}{1 + \left\{ t \sin \beta_2 \left[1/d_m - 1/(t \sin \beta_{1p} - 2r) \right] \right\}^2}} \cdot \sqrt{1 - \zeta_p} = \psi_1 \cdot \psi_p, \quad (15)$$

где ψ_p - скоростной коэффициент расчетных профильных потерь, ψ_1 - скоростной коэффициент, учитывающий отрывные потери. Индекс «1» подчеркивает тот факт, что отрывные потери условно отнесены ко входной части решетки.

В случаях, когда высота l каналов решетки от входа к выходу изменяется, в (13) необходимо подставить соответствующие значения l_{1p} и l_2 , при этом несколько изменится вид формул (14) и (15).

Проверка полученных расчетных зависимостей для отрывных потерь была произведена по описанным в литературе результатам продувок большого числа решеток. На рис.2 изображены расчетные характеристики $\zeta = \zeta(\beta_1)$ и соответствующие экспериментальные данные А.И.Кириллова [5] для 6 решеток ленинградского завода «Экономайзер» и Брянского машиностроительного завода.

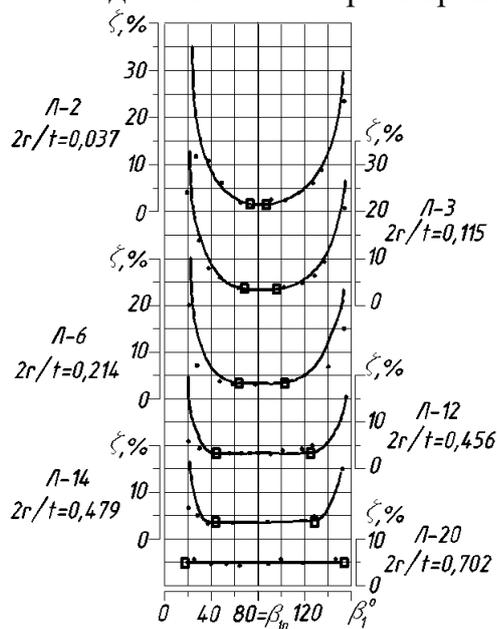


Рис.2. Зависимость профильных потерь от угла входа потока в решетки: • - эксперименты А.И.Кириллова [5]; — результаты расчета потерь; □ расчетные предельные углы отрыва β_{1n}

Все решетки реактивного типа с последовательно возрастающим параметром $2r/t$, $\beta_{1p} = 80^\circ$, $\beta_2 = 18^\circ$. Продувка проводилась на режиме числа $M_{2t} = 0,5$ ($\lambda_{2t} = 0,534$). На рис.3 показаны расчетные характеристики $\zeta = \zeta(\beta_1)$ и результаты соответствующих продувок 7 реактивных и активных решеток из атласа М.Е.Дейча и др. [6]. Как видно из этих рисунков, расчетные и экспериментальные данные хорошо согласуются в широком диапазоне углов входа и параметра толщины решетки на входе $2r/t$, определяющего зону нечувствительности к углу атаки.

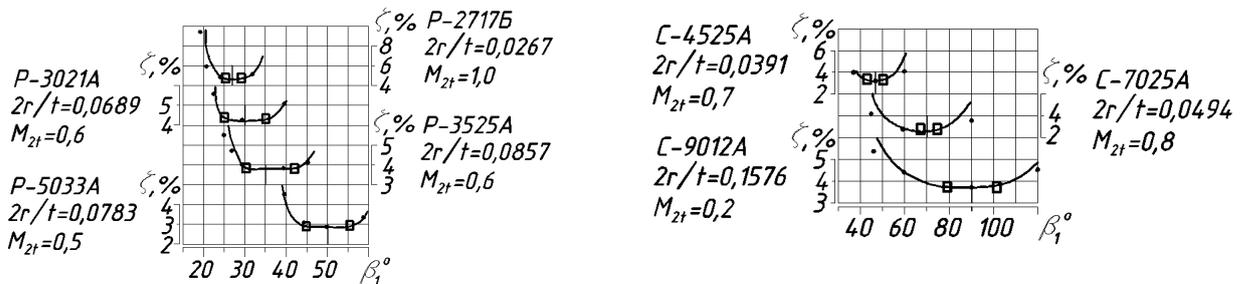


Рис.2. Зависимость профильных потерь от угла входа в рабочие и сопловые решетки решетки: • - эксперименты М.Е.Дейча [6]; — - результаты расчета потерь; □ - расчетные предельные углы отрыва β_{1n}

Отметим, что важным достоинством полученных расчетных формул является простота и отсутствие эмпирических коэффициентов.

Литература:

1. Степанов Г.Ю. Гидродинамика решеток турбомашин.- М.: Физматгиз, 1962.- 512 с.
2. Гришин Ю.А., Круглов М.Г. Влияние угла атаки и радиуса скругления передней кромки на потери в решетке профилей // Энергомашиностроение.-1976. – N 12.- С.30-32.
3. Grishin Y., Krouglov M. Calcul des pertes de l'ecoulement et construction des caracteristiques des grilles d'aubes // Entropie.- 1979.- № 86. - P.40-45.
4. Жирицкий Г.С., Локай В.И. и др. Газовые турбины двигателей летательных аппаратов.- М.: Машиностроение, 1971.- 620 с.
5. Кириллов А.И. Влияние больших углов атаки на аэродинамические характеристики решеток профилей реактивного типа //Энергомашиностроение: Ученые записки аспирантов и соискателей ЛПИ. Л, 1964.- С.63 - 68.
6. Дейч М.Е., Филиппов Г.А., Лазарев Л.Я. Атлас решеток осевых турбин.- М.: Машиностроение, 1965.- 92 с.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТРЫВНЫХ ПОТЕРЬ В РАБОЧИХ КОЛЕСАХ РАДИАЛЬНО-ОСЕВЫХ ТУРБИН

Гришин Ю.А. (МГТУ им.Н.Э. Баумана)

Для наддува ДВС транспортного назначения применяются турбокомпрессоры (ТКР) с радиально-осевыми турбинами (РОТ). Условия работы этих турбин характеризуются большой нестационарностью потоков. В результате на входе в рабочие колеса углы атаки могут достигать весьма значительных величин, что приводит к возникновению отрывных зон и больших потерь отрывного течения. В настоящее время отсутствуют достоверные методики расчета этих потерь, которые, очевидно, необходимы при исследованиях, разработке и адаптации ТКР, работающих в составе КДВС.

Первая и самая важная особенность, которую надо учесть при рассмотрении течения в решетках РОТ, это вторичное циркуляционное течение в межлопаточных каналах со скоростью u_s на радиусе r_l входа в колесо в направлении, противоположном переносной скорости u . При этом фактической переносной скоростью на входе будет величина $u-u_s$. В результате действительный угол входа потока в колесо в относительном движении β_s , определяющий фактический угол атаки δ и соответствующие отрывные потери на входных кромках, будет отличаться уг-