

## Функционирующий с конечной скоростью идеальный цикл Брайтона как последовательность диссипативных структур

**Б.Х. ПЕРЕЛЬШТЕЙН,**  
канд. техн. наук  
(КГТУ – КАИ, Казань)

*Рассматриваются известные результаты экспериментов в области энергетики, интерпретированные ранее как эффекты. Устанавливается, что данные эффекты являются частным проявлением более общих процессов, которые можно рассматривать как последовательность диссипативных структур, приводящих к локальным сигнатурным изменениям энтропии.*

Основные положения теории турбомашин и теории двигателей закладывались в 20 – 50-е годы прошлого века. За последние два-три десятилетия произошел оп-ределенный прорыв на фундаментальном уровне в области термодинамики необратимых процессов (термокинетики). Лидером стала Брюссельская школа, возглавляемая лауреатом Нобелевской премии И. Пригожиным. Более глубокое, с современных научных позиций, рассмотрение хорошо известных экспериментальных факторов и некоторых теоретических посылок в области энергетики с целью создания новых эффективных установок является предметом данной работы.

**Постановка проблемы.** В настоящее время необходимо осмысление через призму новейших фундаментальных воззрений [1, 2] известных результатов экспериментов:

- рост полного давления в аэротермопрессоре при отводе тепла в потоке [3, 4];
- повышение давления в конденсирующих инжекторах ( $\pi_{к.инж} > 4...6$ ) при неизменности полных тепло-содержаний на входе и выходе [5, 6];
- увеличение теплоперепада при нестационарном истечении в пустоту до двух и более раз относительно максимального значения («теоретически» возможного) [7];
- эффект Ранка – Хилша [8] с разложением закрученного потока на холодный и горячий.

Этот процесс тормозится сложившейся теорией термостатики, преподаваемой в ряде технических вузов, на базе которой сформулированы положения современной термодинамики. Совершенно неудовлетворительно придавать подобным явлениям статус «эффектов» и этим закрывать вопрос. Фактор времени (скорость протекания процесса) в энергетике в основном связывают с потерями гидравлической природы. Это большое упрощение проблемы.

Можно обратиться и к открытию [9]. В опытах получено дополнительно до 120 – 140 % к исходной тяге. В резюме открытия сообщается: «Установлено неизвестное ранее явление аномально высокого прироста тяги в газовом эжекционном процессе с пульсирующей активной струей при определенных механико-геометрических соотношениях в потоке, обусловленное тем, что в эжекционном канале возникает течение раз-

деленных (слабо смешивающихся) структур газа с преимущественным увеличением дополнительной массы в волнах разряжения, характеризующимся малой диссипацией энергии».

Во всех рассматриваемых в [3 – 9] системах имеется неравновесность – поток и введенное в него возмущение. В аэротермопрессоре возмущением является отвод тепла, в конденсирующем инжекторе – фазовый переход с отводом энергии от пара к капельной жидкости. При неустановившемся истечении в пустоту – нестационарность самого потока (ускорение). В трубке Ранка – Хилша возмущение – это наложенное на поток поле центробежных сил, в [9] возмущение – взаимодействие пульсирующей активной струи с пассивным потоком (нестационарный теплообмен). К этому можно добавить, что возмущением является также подвод энергии в протекающий через компрессор и турбину поток рабочего тела и отвод энергии из него.

Полученные на базе этих экспериментов теоретические данные удовлетворяют пониманию диссипативной структуры как состоянию, которое (на основании фундаментальных данных Брюссельской школы термодинамики) может генерировать энтропию как со знаком «плюс», так и со знаком «минус» (локально). Ранее при исследовании рассматриваемых процессов в [3 – 9] исключали из рассмотрения энтропийный анализ, что обедняло науку, в том числе и многочисленные публикации по этим темам и диссертации.

При рассмотрении в [1] диссипативных структур как открытых систем, в которых при отклонении от равновесия и при введении возмущения возникает вероятность перехода в более упорядоченное состояние (или наоборот), обычно ссылаются на так называемые ячейки Бенара (1900 год), на реакцию Белоусова – Жаботинского. Здесь полезно отметить следующее. В своем знаменитом «Девятом мемуаре»

Р. Клаузис, записав известное выражение

$$\Delta S_{1-2} = \int_1^2 \frac{dQ_e}{T},$$

относил его (в современной терминологии) к закрытым системам и к процессу, протекающему бесконечно мед-

ленно. Для подобных систем данная запись совершенно верна. Р. Клаузиус никогда не занимался открытыми поточными (неравновесными) системами, где возможны процессы с локальным уменьшением энтропии (естественно, с ростом энтропии в системе в целом). О необходимости более широкого понимания Второго начала термодинамики говорили А.И. Вейник, А.А. Гухман и многие другие ученые [10 – 14]. Феномен И. Пригожина в определенной мере связан с тем, что его, безусловно, выдающиеся работы легли на вспаханную почву. Хотя восприятие новых идей протекало очень сложно. В частности, Б.П. Белоусову при жизни не удалось опубликовать ни одной работы о своих революционных результатах, касающихся изучения процессов с самоорганизацией. Только после смерти он был удостоен Государственной премии (1980 г.).

**Постановка задачи данного исследования.** В цикле Брайтона, функционирующем в реальном времени (с конечной скоростью, термокинетический процесс), на линии сжатия и нагрева генерируется энтропия со знаком «плюс» (скачки уплотнений в сверхзвуковом компрессоре, тепловое сопротивление в камере сгорания подтверждены в эксперименте). Здесь происходит ввод энергии в поток – в неравновесность. На линии отвода тепла в потоке генерируется энтропия со знаком «минус» (в азотермопрессоре), что подтверждено экспериментально, но подчас интерпретировалось как «эффект» [4]. Повторимся, в азотермопрессоре происходит отвод энергии в потоке. Развитие этого положения к процессам расширения – применительно к реактивным турбинам новых форм и новых параметров функционирования – может привести к интересным результатам и, как следствие, созданию высокоэффективных энергетических установок [10 – 12]. На существующих турбинах это локальное уменьшение энтропии ниже точности эксперимента.

**Изложение основного материала с обоснованием полученных научных результатов.** Изменим привычную точку зрения на давно известные события и рассмотрим совместно дифференциальное уравнение Первого закона термодинамики для горизонтального гидравлически идеального потока открытой поточной термомеханической системы – простого ГТД [12]:

$$dQ_e = du + d(pv) + wdw + dL_{\text{техн}}, \quad (1)$$

и уравнение для определения энтропии

$$\Delta S_{1-2} = \int_1^2 \frac{dQ_e}{T}, \quad (2)$$

где  $Q_e$  – количество тепла, поток тепла (Дж/кг);  $u$  – внутренняя энергия (Дж/кг);  $p$  – давление (Н/м<sup>2</sup> = Н·м/м<sup>3</sup> = Дж/м<sup>3</sup>), измерение давления в Дж/м<sup>3</sup> наиболее физично: отражает уровень энергии (Дж), заключенной в кубическом метре действующего вещества (м<sup>3</sup>);  $v$  – удельный объем (м<sup>3</sup>/кг);  $w$  – скорость (м/с);  $L$  –

работа (Дж/кг);  $S$  – энтропия (Дж/кг·К);  $T$  – термодинамическая температура (К). Подставим в уравнение (2) значение  $dQ$  из (1):

$$\begin{aligned} \Delta S_{1-2} &= \int_1^2 \frac{dQ_e}{T} = \int_1^2 \frac{dQ_e}{T^* \tau(\lambda)} = \\ &= \int_1^2 \frac{du}{T^* \tau(\lambda)} + \int_1^2 \frac{d(pv)}{T^* \tau(\lambda)} + \int_1^2 \frac{wdw}{T^* \tau(\lambda)} + \int_1^2 \frac{dL_{\text{техн}}}{T^* \tau(\lambda)}, \quad (3) \end{aligned}$$

где  $T^*$  – значение температуры газа, рассчитанное по параметрам торможения;  $\tau(\lambda)$  – газодинамическая функция отношения температур;  $\lambda$  – приведенная скорость потока.

Решив совместно два достоверных (на современном уровне знаний) уравнения (1) и (2), мы получаем следующее: мера изменения энтропии в энергонезависимом потоке будет тем больше (при фиксированном  $T^*$ ), чем ниже его статическая температура. Из (3) также следует, что при переходе энергии от части введенного в систему тепла  $dQ_e$  в работу на валу турбины  $dL_{\text{техн}}$  можно ожидать изменения энтропии как функции скорости этого перехода. И, как будет показано далее, при традиционных скоростях изменение ниже точности эксперимента, на высоких скоростях – приемлемое и значимое для практического использования.

Существующие турбины подтверждают все теоретические предпосылки теории турбомашин. Это естественно: современные турбины – продукт этой теории и они обеспечивают адиабатный кпд по заторможенным параметрам порядка  $\eta_{\text{ад}}^* = 0,92 - 0,93$ , но эксергический кпд этих турбин низок и не превышает величину  $\eta_{\text{эк}}^* = 0,6 - 0,7$ . Изучать в рамках термостатики рассматриваемые новые термомеханические системы с их адиабатным кпд некорректно. Если мы пойдем по пути уточнения некоторых положений теории турбомашин, то можно будет получить другие формы турбомашин, другие рекомендуемые параметры их функционирования и другой результат по эксергическому кпд.

**Обоснование выдвинутых положений.** Обратимся к некоторым базовым выкладкам и посмотрим, как в них вводился ряд допущений (подчас и неосмысленно). Известно уравнение Бернулли в дифференциальной форме:

$$\frac{dp}{\rho} + d\left(\frac{w^2}{2}\right) + dL_{\text{техн}} = 0. \quad (4)$$

На базе (1) с использованием (4), приняв четыре допущения, приходят к известному выражению:

$$\frac{k}{k-1} RT_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{k-1/k} \right] + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} = L_{\text{техн}}. \quad (5)$$

*Первое допущение.* В процессе преобразований (4) к (5) для вычисления интеграла  $\int dp/\rho$  надо знать зави-

симось между  $p$  и  $\rho$ . Достаточно произвольно принимается баротропная модель течения  $p/\rho^n = \text{const}$  при  $n = \text{const}$ . Отметим, условие баротропности совершенно необоснованно накладывает связь на любые два члена в Первом начале.

**Второе допущение.** Без достаточных оснований для идеального процесса полагают, что  $n = k$ . Условие изоэнтропности ( $dS_i \rightarrow 0$ ) в соответствии с фундаментальной теоремой И. Пригожина [1] относительно верно только для термодинамических состояний, близких к равновесию. В иных случаях, при существенно высоких скоростях (в состояниях, далеких от равновесия), при внесении возмущения (отвода работы) условие  $n = k$  может и не выполняться.

**Третье допущение.** Течение в сопловом аппарате и реактивном сопле на стенде – энергоизолированное. Течение в рабочем колесе турбины и реактивном сопле в полете – энергонеизолированное. Разные физические явления описываются одним и тем же выражением (уравнением Бернулли или родственным ему). С какого уровня параметров ( $\lambda_w$ ;  $T_1^*/T_2^*$ ) значимо влияние третьего допущения?

**Четвертое допущение.** Исторически сложилось так, что в общепринятой методике расчета турбин используется идея относительного движения (рис. 1). В относительном движении  $T_{w1}^* = T_{w2}^*$  и обычно  $L_w = 0$ . Но физически мы получаем работу на валу турбины как функцию разности полных температур в абсолютном движении:  $L_i = c_p(T_1^* - T_2^*)$ , которая, как правило, определяется через эквивалентное изменение кинетической энергии в относительном движении  $(w_1^2 - w_2^2)/2$ . С учетом реальной геометрии имеем:

$$L_u = u(w_1 \cos \beta_1 + w_2 \cos \beta_2).$$

Вне анализа и рассмотрения остается реакция системы на последовательность понижения полной температуры в абсолютном движении на траектории расширения газа в рабочем колесе реактивной турбины. Другими словами, мы имеем неравновесную систему (скорость) и введенное в эту систему возмущение (отвод энергии). Эти два определяющих фактора являются базовыми для генерации энтропии и в существующей теории турбомашин не отражаются.

При изучении физики процесса инвариантность координат в инерциальной системе с позиций принципа

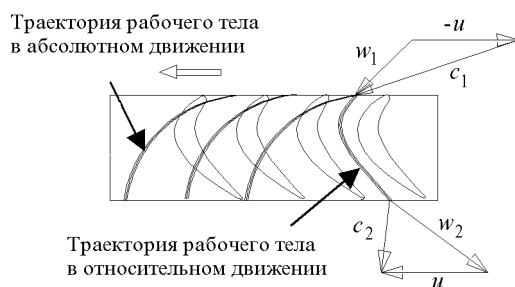


Рис. 1. Относительная и абсолютная траектории движения рабочего тела

относительности Галилея не гарантирует возможной потери информации на какой-либо координате. Это и происходит при использовании существующих методик расчета турбин, в которых не учитывается в термодинамическом плане скорость отвода энергии от рабочего тела на рабочем колесе (скорость понижения полной температуры в абсолютном движении). Рассматривая получение работы в относительном движении ( $L_w = 0$ ), нужно понимать, что это не более как удобная вычислительная функция и ее нельзя абсолютизировать до автономного физического существа. Не могут существовать координаты, где не соблюдается Первое начало. К сожалению, этот фактор в учебной литературе отражается недостаточно ясно.

Отметим еще один важный аспект. Тяга турбореактивного двигателя в полете, в эксперименте (летающей лаборатории), как правило, меньше на 3 % и более от расчетного значения. Автор подозревает, что в процессе движения летательного аппарата на номинальном режиме само сопло входит в нерасчетный режим, так как неточно рассчитывается его площадь по причине ошибочно определенной температуры газа на срезе. В полете эта температура (в абсолютном движении, как объективно существующая реальность) будет ниже, чем на стенде.

Реактивное сопло в полете можно рассматривать как частный случай рабочего колеса турбины с бесконечно большим радиусом ( $R \rightarrow \infty$ ). Учет работы, затраченной на передвижение летательного аппарата при заданной скорости полета, и зависимость от площади реактивного сопла требуют дальнейшего осмысления. Следовательно, только для реактивного сопла можно указать 2 фактора, которые необходимо детально осмыслить (с целью дальнейшего уточнения общепринятой методики). Во-первых, это – корректировка площади сопла из-за падения полной температуры при полете, во-вторых, поправка скорости истечения в реактивном сопле как процесса, протекающего в диссипативной структуре (в данном случае с локальным уменьшением энтропии из-за отвода энергии в потоке, т.е. энергии, идущей на передвижение ЛА).

**Перспективы дальнейших исследований в данном направлении.** Учет изменения полной температуры в абсолютном движении на траектории расширения для классических реактивных турбин (понижение внут-

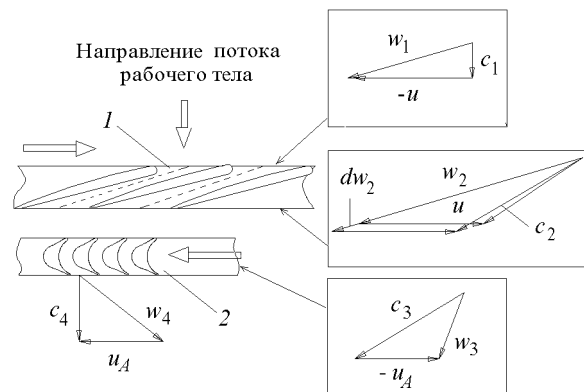


Рис. 2. Турбина новых форм (суперреактивная турбина): 1 – рабочее колесо; 2 – биротативное рабочее колесо





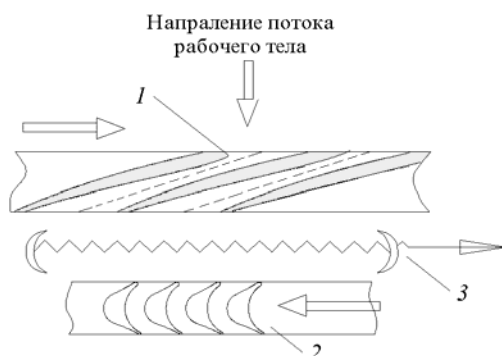


Рис. 7

бочкообразные резонаторы 3. Оценочные расчеты показали, что даже на стандартном рабочем теле излучение может составить до 0,5 – 0,7 % от располагаемой мощности на рабочем колесе турбины 1. В обычных газодинамических лазерах актуален вопрос об источнике энергии для их функционирования – здесь этот вопрос не возникает. Реализация излучения из-за эксергии рабочего тела обусловлена локальным уменьшением энтропии. При распространении этого подхода, например, на авиационные двигатели перспективы могут оказаться самыми неожиданными. Но лучшими условиями для функционирования подобного устройства является вакуумная замкнутая система с программированным составом рабочего тела.

На рис. 8 показана турбинная ступень для работ при умеренных окружных скоростях (1 – сопловой аппарат, 2 – рабочее колесо, 3 – биротативное рабочее колесо). В рабочем колесе 2 минимальное сечение «горла» находится в районе входной кромки. Здесь так же, как и в турбине на рис. 2 (рабочее колесо 1), энергообмен происходит при высоких сверхзвуковых скоростях. Отметим, что в биротативном рабочем колесе, как и во всяком активном колесе, даже со сверхзвуковым входом, в относительном движении прохождение рабочего тела в межлопаточном канале после скачков уплотнения – дозвуковое. Если системы, изображенные на рис. 2, 7, требуют для своего удовлетворительного функционирования окружных скоростей порядка 700 м/с и выше, то окружная скорость на рабочем колесе 2 турбинного венца (рис. 8) может быть порядка 500 – 600 м/с.

Подведем некоторые итоги. Представим термодинамическую картину в существующих турбинах на статистическом уровне: в рабочем колесе турбины происходит переход энергии хаоса [2] (вращательной, колебательной и поступательной энергий молекул) в порядок (крутящий момент на валу). Этот процесс протекает при относительных скоростях рабочего тела как целого при  $\lambda_w = 0,6 - 0,7$  (феноменологический взгляд). При этих скоростях изменение КПД – в пределах точности эксперимента. При существенно более высоких скоростях ( $\lambda_w = 1,3 \dots 1,7$ ) вращательная и колебательная энергия молекул обедняется в пользу поступательной, которую мы умеем реализовать в виде работы вала. При введении

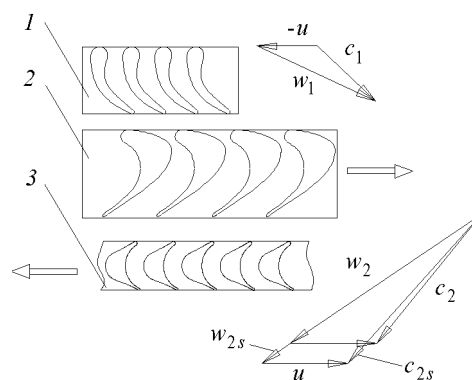


Рис. 8

скорости в качестве термодинамической величины (феноменологический взгляд), используя аппарат газодинамики, можно рассчитать изменение энтропии (на базе соотношений, родственных (7) – (9)) и приращение скорости в относительном или в абсолютном движении (6). Сам механизм производства энтропии в неравновесной системе (потоке) при введении в него возмущения (подвод или отвод энергии) может быть вскрыт и описан только аппаратом статистической механики. Но введение скорости в качестве термодинамической величины при использовании аппарата газодинамики позволяет получить интересный нас результат. Таким образом, необходим интегрированный подход (статистический и феноменологический), который позволит сформулировать новый взгляд на работу тепловых машин и показать путь от энергий молекул до энергии, передаваемой через вал потребителю. Теория двигателей, и в частности теория турбомашин, требует осовременивания на базе достижений фундаментальной физики и термодинамики.

Ограниченность построения термодинамики (точнее, термостатики) на концепции обратимости вполне оправдана уровнем науки середины XIX века. Исключение из фундаментальной термодинамики термодинамической скорости (времени) обедняет эту науку, сужает наши представления и ограничивает разработку термомеханических открытых поточных систем нового типа (термокинетических систем) [7, 8] с элементами самоорганизации (синергетическими процессами). Главная задача состоит в том, чтобы, опираясь на объективно существующее свойство поточной материи (потока) при введении в него возмущения, найти те новые параметры функционирования и новые конструктивные конфигурации, которые позволят создавать новые высокоэффективные энергосистемы.

Таким образом, рассмотрение цикла Брайтона, функционирующего в реальном времени, как последовательности диссипативных структур может создать предпосылки для разработки новых эффективных силовых установок.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пригожин И., Кондепуди Д. Современная термодинамика. От тепловых двигателей до диссипативных структур. М.: Мир, 2002. 461 с.
2. Эткинс П. Порядок и беспорядок в природе. М.: Мир, 1987. 224 с.
3. Вулис Л.А. Термодинамика газовых потоков. Л.: Энергоатомиздат. Ленинград. отд-ние, 1950. 305 с.
4. Ерофеев В.Л. Повышение мощности и экономичности газосиловой установки речного судна путем использования термогазодинамического эффекта: Автореф. дис. ... канд. техн. наук / Ленинград. ин-т водного транспорта. Л., 1970. 30 с.
5. Гришунин М.М., Севастьянов А.П. и др. Паротурбинные установки с органическими рабочими телами. Л.: Машиностроение, Ленинград. отд-ние, 1988. 219 с.
6. Фисенко В.В. Аппарат «Фисоник» – новая энергосберегающая технология // Промышленная энергетика. 1999. № 11. С. 31 – 34.
7. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука. Гл. редакция физ.-мат. лит., 1966. 370 с.
8. Меркулов А.П. Вихревой эффект и его применение в технике. М.: Машиностроение, 1969. 183 с.
9. Кудрин О.И., Квасников А.В., Челомей В.Н. Явление аномально высокого прироста тяги в газовом эжекционном процессе с пульсирующей активной струей // Открытия в СССР (1986). М.: ВИННИПИ, 1987. С. 21 – 23.
10. Вейник А.И. Термодинамика необратимых процессов. Минск: Наука и техника, 1966. 359 с.
11. Гухман А.А. Об основаниях термодинамики. М.: Энергоатомиздат, 1986. 324 с.
12. Перельштейн Б.Х. Кинетические уравнения состояния и энергии для неравновесных энергонеизолированных течений // Газотурбинные и комбинированные установки: Тез. докл. всесоюз. конф. / МВТУ. М., 1987. С. 11.
13. Перельштейн Б.Х., Верещагин И.В., Кильдеев Р.А. Математическая модель высокотемпературной охлаждающей турбины и концепция ее развития // Сб. докл. международ. конф. «Актуальные проблемы математического моделирования и автоматического проектирования в машиностроении» / Казан. авиац. ин-т. Казань, 1995.
14. Перельштейн Б.Х. К энтропийному анализу теплового сопротивления в камере сгорания ГТД и «эффекта» азротермопрессии // Изв. вузов. Авиационная техника. 2003. № 1. С. 77 – 80.
15. Алексеев Г.Н. Энергоэнтропика. М.: Знание, 1983. 192 с.
16. Pflaum W., Hause W. Leistungserhöhung der Gasturbine durch Absenkung des Spannungsenddruckes // MTZ. 1968. Bd. 29. № 1. S. 21 – 29.
17. Макаров В.Н., Лосев С.А. Газодинамические лазеры при невысоких начальных температурах // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. Вып. 3. С. 78 – 81.

Идентификационный номер  
31.10.05

## Ideal Brayton Cycle Functioning with a Finite Velocity as a Sequence of Dissipative Structures

B.KH. PEREL'SHTEIN

*We consider the known results of experiments in the field of power engineering that were previously explained as effects. We establish that these effects are a particular manifestation of more general processes that can be considered as a sequence of dissipative structures resulting in local signature variations of entropy.*