

Доц. СОЙФЕР А. М.

ИССЛЕДОВАНИЕ И РАСЧЕТ ПРОДУВКИ БЫСТРОХОДНОГО ДВУХТАКТНОГО ДВИГАТЕЛЯ

1. В связи с развитием двигателей с воспламенением от сжатия и с непосредственным впрыском топлива в цилиндр, следует ожидать быстрого развития двухтактных авиационных двигателей.

2. Непременным условием развития двухтактных авиационных моторов является усовершенствование методов теоретического и экспериментального исследования продувки.

3. Эти исследования должны дать твердую базу для выбора типа и параметров продувки при различных условиях работы мотора и при различных требованиях к последнему (высотные моторы, моторы с наддувом Бюхи и т. д.).

4. Большинство существующих методов аналитического и экспериментального исследования продувки не может удовлетворить возросших требований практики, в основном, по следующим причинам:

а) Экспериментальные исследования преследуют, как правило, узкие практические цели, даже в применении к определенному конструктивному типу двигателя.

б) Отсутствует обобщающая теория продувки, основанная на положениях современной физики (термо-газо-аэродинамика).

Предложенные до настоящего времени „гипотезы продувки“ страдают, в большинстве, крайним схематизмом и не индивидуализированы для различных типов продувки.

в) Значительная часть существующих методов расчета продувки сводится к расчету пропускной способности распределительных органов. Эти методы страдают, во-первых, ограниченностью, обусловленной гипотезой, положенной в основу их, и, во-вторых, упрощения ради, имеют в своих выводах такое множество грубых допущений (а иногда и ошибок), что ценность конечных данных расчета становится весьма сомнительной.

Эксперименты обычно показывают значительное расхождение с данными расчетов.

5. Некоторые исследователи (Цветков, Глаголев, Рябцев и др.), работавшие над вопросами продувки, стремились дать метод расчета собственно продувки, т. е. явлений, происходящих в цилиндре при продувке; однако, будучи ограничены стремлением дать решение системы уравнений продувки в конечном виде, вынуждены основываться на весьма отвлеченных схемах продувки, а также принимать ряд более или менее грубых предположений.

6. Метод расчета продувки, изложенный в настоящей работе, основан в математической части на численном интегрировании системы дифференциальных уравнений продувки. Это позволило избежать большого количества обычно принимаемых допущений.

Результаты расчетов продувки помощью изложенного метода подтверждаются экспериментами в отношении давлений в цилиндре и количества воздуха, вошедшего в последний при продувке.

7. Дальнейшее изучение продувки должно быть направлено в сторону применения методов и теории газо- и аэродинамики при исследовании процессов продувки.

Исследования должны проводиться как на моделях, так и на экспериментальных двигателях.

Метод расчета продувки, изложенный в настоящей работе, может быть развит в указанном выше направлении.

Облегчение расчетов для практического применения может быть достигнуто обобщением результатов, полученных путем численного интегрирования, формулами полуэмпирического характера.

8. Экспериментальные материалы свидетельствуют о том, что развитие теории продувки двухтактного двигателя в соединении с опытными и экспериментальными работами может обеспечить создание двухтактного мощного авиационного двигателя с данными удельной мощности, высотности и экономичности, превышающими данные других типов моторов.

Ниже печатаются частично переработанные извлечения из диссертационной работы.

I. Задачи современного метода расчета продувки

Имеющиеся методы расчета процесса продувки недостаточно совершенны, чтобы их можно было применить для решения ряда сложных задач, которые ставятся практикой современных быстроходных двухтактных двигателей.

Можно коротко определить коренные недостатки, которыми обладают даже наилучшие методы расчета:

1. Крайний схематизм картины процессов, положенной в основу аналитических выражений.

2. Значительная неточность получаемых результатов, связанная с несовершенством применяемых математических приемов и большим числом всевозможных допущений.

Во всех современных методах расчета исследуется аналитически не картина, приближающаяся к действительности с ее многообразными взаимосвязанными элементами и изменяющимися во времени и в пространстве, а схема, не отражающая наших современных представлений о процессах, происходящих в цилиндре двигателя при продувке.

Нам могут возразить, что аналитическое выражение известных нам зависимостей элементов процесса, в виде ряда дифференциальных уравнений, окажется чрезвычайно сложным и представит непреодолимые трудности для разрешения этой системы уравнений.

Мы вполне согласны, что невозможно интегрировать эти уравнения в конечном виде.

В самом деле, мы имеем много примеров, когда конечное интегрирование даже менее сложных зависимостей требует целого ряда допущений и предположений и оставляет настолько неопределенной степень точности конечных результатов расчета, что возникает мысль, не является ли более целесообразным сразу задаться конечными результатами.

Очевидно, что математическая форма, в которой выражают явления продувки, не удовлетворяет расширяющемуся содержанию, которое мы видим в настоящее время в этих явлениях.

Практика некоторых областей технических наук (например, вопросы баллистики) указывает на то, что для интегрирования сложной системы дифференциальных уравнений иногда единственным применимым методом является приближенное численное интегрирование. Этот метод, несколько более сложный и длительный в вычислениях, чем интегрирование в конечном виде, может дать такие результаты, о которых не приходится и мечтать, пользуясь интегрированием в общем виде.

Численное интегрирование может быть проведено с любой, практически необходимой, точностью.

В систему уравнений, принятых для интегрирования, могут быть введены уравнения, оценивающие гидродинамические, конструктивные и прочие особенности продувки двигателя. Уравнения процесса продувки могут быть основаны не только на гипотезе полного мгновенного перемешивания, но могут быть построены по любому закону и даже по закону, изменяющемуся в течение процесса. Вследствие этого имеется возможность выразить явления продувки в зависимости от конструктивных и гидравлических особенностей двигателя.

При таком способе интегрирования, усложнение связей (уравнений), отражающих процессы, и увеличение числа переменных не приводят к невозможности решения системы уравнений, а только увеличивают трудоемкость вычислений.

Ценным качеством такого метода расчета является также возможность принимать любые параметры переменными (коэффициенты истечения, показатели политропы и т. д.), в соответствии с имеющимися данными об их изменении в зависимости от времени или от других величин.

Исходя из изложенного выше, мы представляем себе общую задачу исследования и расчета процесса продувки состоящей из следующих частных задач:

1. Возможно глубокое и точное описание картины продувки на основании экспериментальных и теоретических данных.
2. Выбор схемы или схем продувки, лучше всего отражающих действительную картину продувки.
3. Установление аналитических зависимостей между отдельными элементами продувки, путем составления ряда дифференциальных уравнений, основанных на известных в настоящее время термо-газо- и аэродинамических закономерностях.
4. Поверочный расчет процесса продувки, методом численного интегрирования системы уравнений, с определением в ряде моментов времени (и в ряде точек пространства) всех интересующих нас величин (давление, температура и состав газовой смеси — в первую очередь).

Примечание: Для первоначальных расчетов можно пользоваться обычными методами.

Разработка описанного метода расчета, естественно, начата нами с простейших случаев (изменение только во времени, гипотеза полного, мгновенного смешивания) и усложняется введением дополнительных условий (переход на другие гипотезы продувки, рассмотрение явления в пространстве и т. д.).

Ниже мы приводим основные уравнения для расчета продувки по гипотезе полного и мгновенного смешивания, а также описание хода расчета при помощи численного интегрирования дифференциальных уравнений продувки.

II. Исходные уравнения для расчета продувки

Исходными уравнениями для любого расчета продувки являются:

- а) Характеристические уравнения для газов в цилиндре.
- б) Уравнения истечения для продувочных и выхлопных органов.
- в) Уравнение материального баланса в цилиндре.
- г) Уравнение баланса энергии газа в цилиндре.

Индивидуальные особенности конструкции машины, типа продувки и процесса продувки отражаются в ряде вспомогательных уравнений.

а) Характеристические уравнения для газов
в цилиндре

В общем случае для каждой точки пространства в цилиндре следует составлять свое характеристическое уравнение, так как в каждой точке пространства могут быть иные давление, температура и состав газов.

С большой точностью можно предположить, что по всему объему цилиндра устанавливается одинаковое давление, как бы быстро давление ни изменялось. Наличие колебаний в цилиндре и связанного с ними неравенства давлений по объему цилиндра можно не учитывать, так как период колебаний газа в цилиндре во много раз короче периода продувки.

Далее, в зависимости от принятой гипотезы продувки, можно принять, что состав газа и температура являются постоянными в отдельных областях цилиндра.

Тогда —

$$P_1 V_1 = G_1 R_1 T_1; P V_2 = G_2 R_2 T_2 \text{ и т. д.}$$

$$V_1 + V_2 + \dots = \sum^n V_i = V$$

$$G_1 + G_2 + \dots = \sum^n G_i = G$$

Наконец, при гипотезе полного и мгновенного смешения мы имеем однородный состав газа и равенство температур по всему объему цилиндра —

$$PV = GRT.$$

б) Уравнения истечения для продувочных
и выхлопных органов

Так как давление и температуры протекающих газов изменяются по времени весьма быстро, то мы имеем дело с неустановившимся и даже не с квазиустановившимся процессом. Пользоваться же приходится уравнениями истечения для установившегося состояния.

Тогда для продувочных органов имеем —

$$dG_{\text{п}} = \mu_{\text{п}} \psi_{\text{п}} f_{\text{п}} \sqrt{\frac{P_{\text{п}}}{v_{\text{п}}}} dt; \quad (1)$$

а для выхлопа —

$$dG_{\text{в}} = \mu_{\text{в}} \psi_{\text{в}} f_{\text{в}} \sqrt{\frac{P}{v}} dt. \quad (2)$$

Здесь $G_{\text{п}}$ и $G_{\text{в}}$ — весовое количество в кг продувочного воздуха и газов, проходящих через распределительные органы, $\mu_{\text{п}}$ и $\mu_{\text{в}}$ — коэффициенты истечения продувочных и выхлопных органов.

$$\psi_{\text{п}} = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \left[\left(\frac{P}{P_{\text{п}}} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{P}{P_{\text{п}}} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]} \quad (3)$$

$$\psi_{\text{в}} = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \left[\left(\frac{P_{\text{п}}}{P} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{P_{\text{п}}}{P} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}. \quad (4)$$

$P_{\text{п}}$, P и $P_{\text{р}}$ — кг/м² давления: продувочного воздуха, в цилиндре и в выхлопном коллекторе,

$v_{\text{п}}$, v — м³/кг удельные объемы: продувочного воздуха и газов в цилиндре перед выхлопными органами,

$f_{\text{п}}$ и $f_{\text{в}}$ — м² проходные сечения продувочных и выхлопных органов

в) Уравнение материального баланса =

$$dG = dG_{\text{п}} - dG_{\text{в}}. \quad (5)$$

г) Уравнение баланса энергии в цилиндре

При составлении уравнения баланса энергии Нейманом была допущена ошибка, в дальнейшем повторенная другими авторами, поэтому составление этого уравнения производим подробно.

Продувочный воздух веса dG_n , входящий в цилиндр за время dt , вносит с собой:

Внутреннюю энергию —

$$C_{vn} T_n dG_n.$$

T_n — температура воздуха, входящего в цилиндр.

Потенциальную энергию —

$$AdG_n (P'_n V'_n),$$

P'_n и V'_n давление и удельный объем воздуха, входящего в цилиндр.

Кинетическую энергию —

$$AdG_n \frac{w_n^2}{2g};$$

w_n м/сек — скорость воздуха, входящего в цилиндр.

Элементарная энергия, вносимая в цилиндр продувочным воздухом —

$$dU_n = dG_n \left[C_{vn} T'_n + AP'_n V'_n + A \frac{w_n^2}{2g} \right] = dG_n \left(C_{pn} T'_n + A \frac{w_n^2}{2g} \right).$$

Выхлопные газы веса dG_b , удаляющиеся из цилиндра за время dt , уносят с собой:

Внутреннюю энергию —

$$C_{vb} T_b dG_b$$

T_b — температура газов перед выхлопными органами.

Потенциальную энергию —

$$AdG_b \cdot (PV_b).$$

Кинетическую энергию —

$$AdG_b \frac{w_b^2}{2g}$$

w_b — скорость газов перед входом в выхлопные органы.

Элементарная энергия, уносимая выхлопными газами из цилиндра —

$$dU_b = dG_b \left[T_b C''_v + APV_b + A \frac{w_b^2}{2g} \right] = dG_b \left[T_b C''_p + A \frac{w_b^2}{2g} \right].$$

Разность между элементарной энергией, внесенной в цилиндр продувочным воздухом и удаленной из цилиндра, идет на изменение энергии газа в цилиндре, на совершение внешней работы и удаляется в охлаждающую среду.

Изменение внутренней энергии газовой смеси в цилиндре

$$d(GTC_v).$$

Здесь T — средняя температура в цилиндре,

G — вес газовой смеси в цилиндре.

В случае, когда полного перемешивания не происходит, то G и T — вес газа и его температура в областях, где имеет место смеше-

ние, и выражение для внутренней энергии примет вид — $d\left(\sum^n G_i T_i C_v\right)$. В случае $C_v = \text{idem}$ это выражение численно равно $d(GTC_v)$.

Внешняя работа, передаваемая поршню =

$$APdV = APd(GV).$$

Сумма изменения внутренней энергии и внешней работы может быть выражена через изменение теплосодержания.

Добавляем и вычитаем $A(GV)dP$.

$$d(GTC_v) + APd(GV) + A(GV)dP - A(GV)dP = d(GTC_v) + \\ + Ad(GVP) - AGVdP = d(GTC_p) - AGVdP.$$

Изменение кинетической энергии в цилиндре

$$d\left(GA \frac{\omega^2}{2g}\right).$$

Здесь ω — средняя скорость газов в цилиндре.

Тепло, отводимое в охлаждающую среду — dQ .

Баланс энергии.

$$dG_n \left(C_{pn} T'_n + A \frac{\omega_n^2}{2g} \right) - dG_b \left(C_{pb} T_b + A \frac{\omega_b^2}{2g} \right) = \\ = d(GTC_p) - AGVdP + d\left(GA \frac{\omega^2}{2g}\right) + dQ.$$

Вводим следующие предположения:

а) Пренебрегаем теплом, отведенным во время продувки в охлаждающую среду — $dQ = 0$.

б) Считаем $C_{pn} = C_{pb} = C_p$.

в) Полагаем $T'_n = T_n \left(\frac{P}{P_n} \right)^{\frac{k_1-1}{k_1}}$, так как скорость в продувочных окнах не превышает скорости звука.

г) Полагаем, что в цилиндре преобразования кинетической энергии в другие виды энергии и обратно не происходит.

Тогда,

$$dG_n A \frac{\omega_n^2}{2g} - dG_b A \frac{\omega_b^2}{2g} = d\left(GA \frac{\omega^2}{2g}\right).$$

Уравнение баланса примет вид:

$$d\left(\sum^n G_i T_i\right) C_p = dG_n T_n \left(\frac{P}{P_n}\right)^{\frac{k_1-1}{k_1}} C_p - dG_b T_b C_p + AGVdP. \quad (6)$$

Преобразуем уравнение для случая полного мгновенного смешения, т. е. когда $T_b = T$; $d\left(\sum G_i T_i\right) C_p = dGTC_p$,

$$d(GT) C_p = dG_n T_n \left(\frac{P}{P_n}\right)^{\frac{k_1-1}{k_1}} C_p - dG_b T C_p + AGVdP$$

$$d(GT) C_p = dGTC_p + dTGC_p = dG_n T C_p - dG_b T C_p + dTGC_p;$$

$$AGVdP = \frac{GT}{P} \frac{k-1}{k} C_p dP$$

$$\left(A = \frac{C_p - C_v}{R} = \frac{C_p}{k} \frac{k-1}{k}; \quad \frac{V}{R} = \frac{T}{P} \right).$$

Дифференцируем характеристическое уравнение:

$$dP = \frac{RG}{V} dT + \frac{RT}{V} dG - \frac{P}{V} dV \text{ и значение } dP$$

подставляем в выражение

$$AGVdP = \frac{GTRG}{PV} \frac{k-1}{k} dTC_p + \frac{RTGT}{VP} dGC_p \frac{k-1}{k} - \frac{GT}{P} \frac{P}{V} dVC_p \frac{k-1}{k}.$$

Подставляя в уравнение баланса, получим значение

$$dT = \frac{dGn}{G} \left[T_n \left(\frac{P}{P_n} \right)^{\frac{k_1-1}{k_1}} - T \right] k + \frac{T}{G} (k-1) dG - \frac{T}{V} (k-1) dV. \quad (7)$$

III. Система дифференциальных уравнений продувки и выхлопа

$$1) PV = GRT$$

$$2) \frac{dG}{dt} = \mu_n f_n \psi_n \sqrt{\frac{P_n}{v_n}} - \mu_b f_b \psi_b \sqrt{\frac{PG}{V}} \quad (8)$$

$$3) \frac{dT}{dt} = \frac{T}{G} (k-1) \frac{dG}{dt} - \frac{T}{V} (k-1) \frac{dV}{dt} - \frac{1}{G} \frac{dG_n}{dt} \left[T - T_n \left(\frac{P}{P_n} \right)^{\frac{k_1-1}{k_1}} \right] k. \quad (9)$$

Примечание: Если отношение $\frac{P_n}{P} \leq 1,4$, можно приближенно считать:

$$\left(\frac{P}{P_n} \right)^{\frac{k_1-1}{k_1}} \cong \frac{1}{k_1} + \frac{k_1-1}{k_1} \frac{P}{P_n}$$

при этом допускается ошибка $\cong 1\%$.

Кроме этих основных уравнений, имеем вспомогательные —

$$V = f(t) \quad \text{и} \quad \frac{dV}{dt} = f'(t).$$

Интегрирование указанных дифференциальных уравнений может быть проведено только приближенно, путем численного интегрирования одним из разработанных в настоящее время методов, см. [1], [2], [3], [4] и др.

IV. Численное интегрирование системы уравнений продувки I методом Эйлера

Делим все время подготовительного периода на малые интервалы времени $h = \Delta t''$ (соотв. $\Delta \alpha^\circ = 2-5^\circ$).

Принимаем, что за время Δt величины P , V и T остаются постоянными и равными их значениям в начале периода Δt .

Находим последовательно по уравнению (8) $\frac{dG}{dt}$ и по уравнению (9) $\frac{dT}{dt}$, принимая эти угловые коэффициенты за время Δt постоянными для момента ih

$$\Delta G_i = \frac{dG_{ih}}{dt} \Delta t \quad \text{и} \quad \Delta T_i = \frac{dT_i}{dt} \Delta t$$

и определяем

$$T_{(i+1)h} = T_{ih} + \Delta T_{ih} \quad \text{и} \quad G_{(i+1)h} = G_{ih} + \Delta G_{ih}.$$

Зная G_{i+1} ; T_{i+1} , а также V_{i+1} , по характеристическому уравнению находим P_{i+1} .

Аналогично от точки $i+1$ переходим к точке $i+2$ и т. д.

Общее количество продувочного воздуха, вошедшего за время ih в цилиндр, —

$$G_{nih} = \sum_0^{ih} \frac{dG_n}{dt} \Delta t. \quad (10)$$

Коэффициент продувки в момент времени ih

$$\varphi_{ih} = \frac{G_{пт}}{P_n V_h RT_n}, \quad (11)$$

где P_n и T_n — давление и температура внешней среды.

Определение качества продувки — $\eta_{кп}$.

Имея из расчета величины ΔG_n и ΔG_b в каждый момент для всего процесса продувки, мы можем подсчитать чистоту заряда в цилиндре в конце продувки, последовательно подсчитывая его от точки к точке.

Вес газов в цилиндре в начале первого интервала

$$G_0 = \frac{P_0 V_0}{RT_0};$$

вес газов в конце первого интервала h и в начале второго —

$$G_h = G_0 - \Delta G_{во} + \Delta G_{по}.$$

В этот момент (конец первого интервала и начало второго) количество чистого воздуха в цилиндре будет равно $\Delta G_{по}$, т. е. равно первой порции поступившего в цилиндр продувочного воздуха.

Тогда качество продувки

$$\eta_{кпо} = \frac{\Delta G_{по}}{G_h}.$$

Для конца 2-го интервала вес заряда будет —

$$G_{2h} = G_h - \Delta G_{bh} + \Delta G_{nh}.$$

В этот момент вес чистого воздуха в цилиндре составит из веса вошедшего за данный интервал продувочного воздуха ΔG_{nh} и веса оставшегося от предыдущего интервала продувочного воздуха, т. е. равен —

$$(G_h - \Delta G_{bh}) \eta_{кпо} + \Delta G_{nh}.$$

Качество продувки в конце 2-го интервала —

$$\eta_{кп2h} = \frac{(G_h - \Delta G_{bh}) \eta_{кпо} + \Delta G_{nh}}{G_{2h}}.$$

Для всех дальнейших точек определение $\eta_{кп}$ производится, как и для 2-ой. Напишем общее выражение для любого i -го интервала —

$$\eta_{кпih} = \frac{(G_{ih} - \Delta G_{bih}) \eta_{кп(i-1)h} + \Delta G_{nih}}{G_{(i+1)h}}. \quad (12)$$

Определив коэффициент $\eta_{кп}$ для последней точки периода продувки, можем легко получить коэффициент остаточных газов γ_n и количество чистого воздуха в цилиндре в конце продувки.

V. Численное интегрирование методом Адамса и Штермера

Вводим обозначения:

$$\rho = \frac{dG}{dt} \Delta t \quad (13)$$

$$\rho_b = \frac{dG_b}{dt} \Delta t \quad (14)$$

$$\rho_n = \frac{dG_n}{dt} \Delta t \quad (15)$$

$$\xi = \frac{dT}{dt} \Delta t. \quad (16)$$

Тогда уравнения (8) и (9) можно выразить в следующем виде:

$$\rho = \nu_n f_n \varphi_n \sqrt{\frac{P_n}{V_n}} \Delta t - \nu_B f_B \varphi_B \sqrt{\frac{PG}{V}} \Delta t \quad (17)$$

$$\xi = \frac{T}{G} (k-1) \rho - \frac{T}{V} (k-1) \frac{dV}{dt} \Delta t - \frac{\rho_n}{G} k \left[T - T_n \left(\frac{P}{P_n} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (18)$$

Схема расчета:

Выбираем интервалы времени $h = \Delta t$; ($\Delta \alpha = 2 - 5^\circ$).

Первое приближение получаем при

$$\Delta G = \rho \quad \text{и} \quad \Delta T = \xi.$$

Составляем таблицу первого приближения:

t	G	ΔG	ρ	$\Delta \rho$	T	ΔT	ξ	$\Delta \xi$	P
0 h	G_0 G_h	$\Delta G_0 = \rho_0$	ρ_0 ρ_h	$\Delta \rho_0$	T_0 T_h	$\Delta T_0 = \xi_0$	ξ_0 ξ_h	$\Delta \xi_0$	P_0 P_h

Задано G_0 , T_0 и P_0 .

По уравнению (17) вычисляем ρ_0 .

По уравнению (18) вычисляем ξ_0 .

$$G_h = G_0 + \rho_0 \quad \text{и} \quad T_h = T_0 + \xi_0.$$

$$P_h = \frac{G_h T_h R}{V_h}$$

$$\Delta \rho_0 = \rho_h - \rho_0; \quad \Delta \xi_0 = \xi_h - \xi_0.$$

2-ое приближение:

t	G	ΔG	ρ	$\Delta \rho$	$\Delta^2 \rho$	T	ΔT	ξ	$\Delta \xi$	$\Delta^2 \xi$	P
0	G_0		ρ_0			T_0		ξ_0			P_0
h	G_h	ΔG_0 ΔG_h	ρ_h	$\Delta \rho_0$ $\Delta \rho_h$	$\Delta^2 \rho_0$	T_h	ΔT_0 ΔT_h	ξ_h	$\Delta \xi_0$ $\Delta \xi_h$	$\Delta^2 \xi_0$	P_h
$2h$	G_{2h}		ρ_{2h}			T_{2h}		ξ_{2h}			P_{2h}

Первая строчка берется без изменений из таблицы первого приближения.

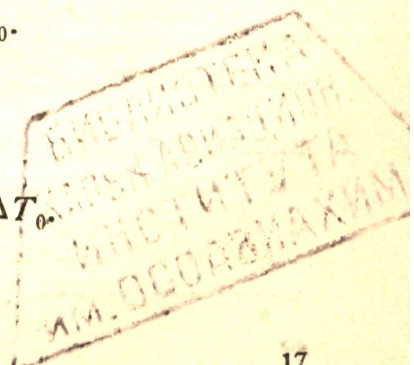
$$\Delta G_0 = \rho_0 + 1/2 \Delta \rho_0; \quad \Delta T_0 = \xi_0 + 1/2 \Delta \xi_0.$$

$$\Delta \rho_0 \quad \text{и} \quad \Delta \xi_0$$

берутся из первого приближения.

$$G_h = G_0 + \Delta G_0 \quad \text{и} \quad T_h = T_0 + \Delta T_0.$$

$$P_h = \frac{G_h T_h R}{V_h}.$$



По уравнению (17) вычисляем ρ_h .
По уравнению (18) вычисляем ξ_h .

$$\begin{aligned}\Delta\rho_0 &= \rho_h - \rho_0 \\ \Delta\xi_0 &= \xi_h - \xi_0 \\ \Delta G_h &= \rho_h + 1/2 \Delta\rho_0 \quad \text{и} \quad \Delta T_h = \xi_h + 1/2 \Delta\xi_0; \\ G_{2h} &= G_h + \Delta G_h \quad \text{и} \quad T_{2h} = T_h + \Delta T_h.\end{aligned}$$

По уравнению (17) вычисляем ρ_{2h} .
По уравнению (18) вычисляем ξ_{2h} .

$$\begin{aligned}\Delta\rho_h &= \rho_{2h} - \rho_h, \quad \Delta^2\rho_0 = \Delta\rho_h - \Delta\rho_0; \\ \Delta\xi_h &= \xi_{2h} - \xi_h, \quad \Delta^2\xi_0 = \Delta\xi_h - \Delta\xi_0.\end{aligned}$$

3-е приближение.

Форма таблицы такая же, как и при 2-м приближении.

Отличие в вычислении ΔG и ΔT , а именно:

$$\begin{aligned}\Delta G_0 &= \rho_0 + 1/2 \Delta\rho_0 - 1/12 \Delta^2\rho_0 \\ \Delta G_h &= \rho_h + 1/2 \Delta\rho_0 + 5/12 \Delta^2\rho_0 \\ \Delta G_{2h} &= \rho_{2h} + 1/2 \Delta\rho_h + 5/12 \Delta^2\rho_0 \\ \Delta T_0 &= \xi_0 + 1/2 \Delta\xi_0 - 1/12 \Delta^2\xi_0 \\ \Delta T_h &= \xi_h + 1/2 \Delta\xi_0 + 5/12 \Delta^2\xi_0 \\ \Delta T_{2h} &= \xi_{2h} + 1/2 \Delta\xi_h + 5/12 \Delta^2\xi_0.\end{aligned}$$

Дальнейшие подсчеты ведутся по уравнениям:

$$\begin{aligned}\Delta G_{ih} &= \rho_{ih} + 1/2 \Delta\rho_{(i-1)h} + 5/12 \Delta^2\rho_{(i-2)h} \\ \Delta T_{ih} &= \xi_{ih} + 1/2 \Delta\xi_{(i-1)h} + 5/12 \Delta^2\xi_{(i-1)h} \\ G_{(i+1)h} &= G_{ih} + \Delta G_{ih}; \quad T_{(i+1)h} = T_{ih} + \Delta T_{ih}.\end{aligned}$$

Давления P_{ih} подсчитываем по характеристическому уравнению

$$P_{ih} = \frac{G_{ih} T_{ih} R}{V_{ih}}.$$

Количество вошедшего продувочного воздуха, коэффициент продувочного воздуха φ , качество продувки $\eta_{кп}$ и коэффициент остаточных газов можно определить по уравнениям (10), (11) и (12), подставляя соответственно вместо ΔG_{vih} и $\Delta G_{пih} - \rho_{vih}$ и $\rho_{пih}$. Более точный подсчет этих величин возможен, но обычно не требуется, так как и при таком расчете относительное значение ошибки невелико.

VI. Точность вычислений по предложенному методу расчета

Точность конечных результатов расчета может быть повышена введением разностей более высоких порядков и достигать, практически говоря, степени точности уравнений, положенных в основу расчета.

Суждение об абсолютной величине ошибки можно иметь, учитывая, что она того же порядка, что и высшая разность. Подробно этот вопрос рассмотрен в специальных работах [1].

В известной мере точность зависит от величины выбранного интервала.

Серия расчетов, проведенных нами, при интервалах $\Delta\alpha = 1^\circ, 2^\circ, 5^\circ$ и 10° , показала, что практической разницы при подсчетах через $1^\circ, 2^\circ$ и 5° нет. При интервале $\Delta\alpha = 10^\circ$ наблюдаются заметные отклонения. Поэтому нами принят как нормальный интервал $\Delta\alpha = 5^\circ$.

Для облегчения расчетов можно выбирать интервалы неравномерные, сгущая их в начале подсчета в момент начала продувки и на экстремальных участках.

Переход от одной величины интервала к другой может быть проведен довольно просто и описан в работе Оппокова [2].

Следует отметить, что проведение расчетов с конечными разностями обладает определенным своеобразием. К этим особенностям следует, например, отнести такую особенность, что допущенная в подсчетах ошибка отражается на искомым величинах не сразу, а лишь через несколько точек, когда величины начнут резко колебаться в своих значениях от точки к точке. Такие же скачки могут получаться в характерных точках, например, в момент открытия продувочных окон, в момент, когда давление в цилиндре, достигнув минимального значения, начнет увеличиваться и т. д.

Первым сигналом возможных в дальнейшем „неприятностей“ являются скачки 2-ой разности. Насколько показывает наш опыт подсчетов, единственным способом ликвидировать возможное нарушение нормального хода расчета является проведение подсчетов от точки, где начались скачки второй разности, как бы сначала, т. е. последовательным приближением, без учета разностей предыдущих точек.

При соблюдении указанных условий изменение интересующих нас величин показывает плавное изменение, свидетельствующее о правильности расчета.

Вопрос о соответствии результатов расчета данным эксперимента рассмотрен ниже.

VII. Проверка предлагаемого метода расчета

Так как изложенный метод расчета дает в результате: значения давлений, температур и состава смеси в процессе продувки и значения этих же величин в конце продувки, а также величины коэффициента продувочного воздуха, то и проверка расчета может быть выполнена путем определения указанных величин на экспериментальном двигателе.

По некоторым причинам мы могли определять на экспериментальном одноцилиндровом двигателе лишь давление в цилиндре и количество продувочного воздуха, вошедшего в цилиндр.

Оборудование для взятия газовых проб из цилиндра было изготовлено и испытано, но несовершенство техники газового анализа не позволило дать достаточно точное определение количества остаточных газов в цилиндре в конце продувки.

Как мы показываем дальше, данных по давлениям в цилиндре и по количеству продувочного воздуха не вполне достаточно для окончательного суждения о сходимости расчета с действительностью. Однако схождение указанных величин является первым необходимым (но недостаточным) условием, определяющим пригодность принятой гипотезы продувки и расчета, построенного на ней.

Коэффициенты входящие в уравнения для расчета продувки, как-то: показатели политроп, коэффициенты истечения и т. д., могут быть скорректированы путем сравнения получающихся в результате расчета кривых давления с индикаторными диаграммами.

В качестве примера такой корректировки приводим корректировку коэффициента истечения выхлопных окон. При первых расчетах было принято, что $\mu_v = 0,65$ и остается постоянной на все время выхлопа. Производя расчет от момента начала выхлопа, мы столкнулись с фактом, что кривая давления, начиная от некоторого угла

поворота после начала выхлопа, довольно резко отстает от действительной кривой в сторону меньших давлений.

Рассматривая данные таблицы подсчетов и сопоставляя кривые, мы пришли к заключению, что причина отклонений может заключаться в том, что коэффициент истечения в действительности является величиной переменной и по мере открытия клапана уменьшается.

На основании экспериментальных данных по коэффициенту истечения клапанов мы построили кривую изменения μ_v в зависимости от открытия клапана и пользовались ею в дальнейшем при расчетах. Данное мероприятие значительно приблизило расчетную кривую к экспериментальной.

Аналогичные операции могут применяться и для других параметров.

Здесь следует отметить, что при известном навыке в подсчетах, таблица данных при расчете оказывается весьма наглядной для учета влияния той или иной величины на основные показатели процесса продувки.

Нами было проведено значительное число расчетов для проверки сходимости с экспериментом и, кроме того, для аналитического исследования вопросов: о влиянии на показатели рабочего процесса изменения фаз распределения и о работе двигателя в высотных условиях.

Некоторые характерные величины приведены в таблице I, а на фиг. 1, 2, 3 и 4 даны участки индикаторных диаграмм, как снятые с двигателя, так и построенные аналитически.

В приложении дана примерная таблица подсчетов II.

В заключение можно сказать следующее:

1. Экспериментальные материалы указывают, что картина продувки может значительно видоизменяться в зависимости от конструктивных параметров:

2. Исследования на моделях и экспериментальном двигателе могут дать материал не только для эмпирического выбора конструктивных элементов и параметров продувки, но и для более или менее точного расчета продувки.

3. Расчет, построенный на гипотезе полного смешения и проведенный при помощи предложенного метода, может дать по давлениям в цилиндре и количеству продувочного воздуха результаты, хорошо сходящиеся с действительностью.

VIII. Возможности дальнейшего развития предложенного метода расчета продувки

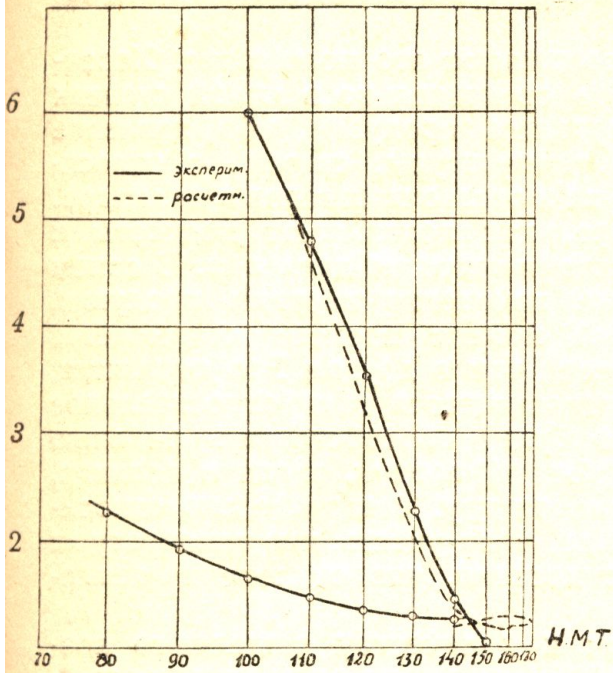
Как показано в предыдущей главе, предложенный метод расчета продувки даже в первоначальной его форме (т. е. на основе гипотезы мгновенного смешения) дает результаты, хорошо сходящиеся по значениям давлений в цилиндре и коэффициента продувочного воздуха с данными экспериментов.

Однако недостаточно получить совпадение только двух указанных величин.

Для полного суждения о точности метода расчета необходима проверка получаемых расчетом температур и состава газовой смеси в различные моменты продувки.

Современная экспериментальная техника позволяет определять указанные величины с достаточной степенью точности. Несомненно, что проверка расчетов сравнением температур и состава газовой смеси, полученных расчетом, на основании гипотезы мгновенного смешения, показала бы в общем случае большие расхождения

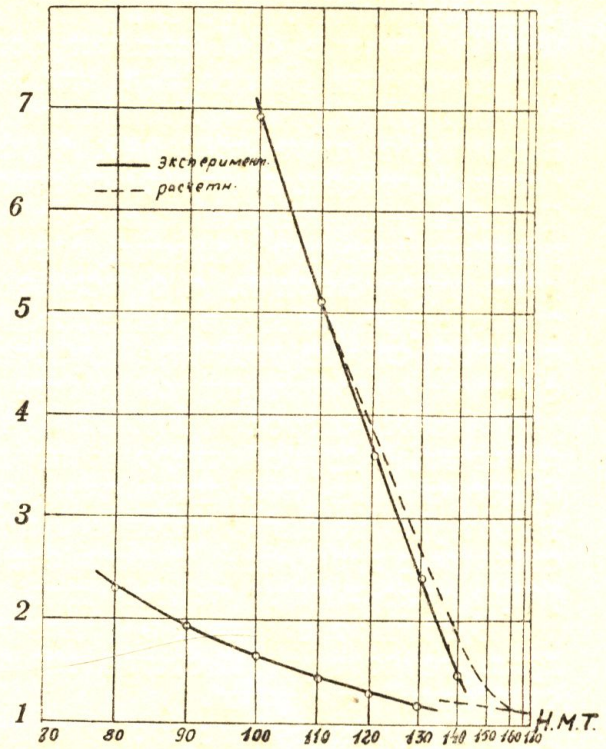
P кг/см²



Фиг. 1

$n = 1350$ об/м
 $P_e = 6,24$ кг/см²
 $C_e = 183,5$ гр/л. с. ч
 φ действ. = 1,256
 φ расч. = 1,279

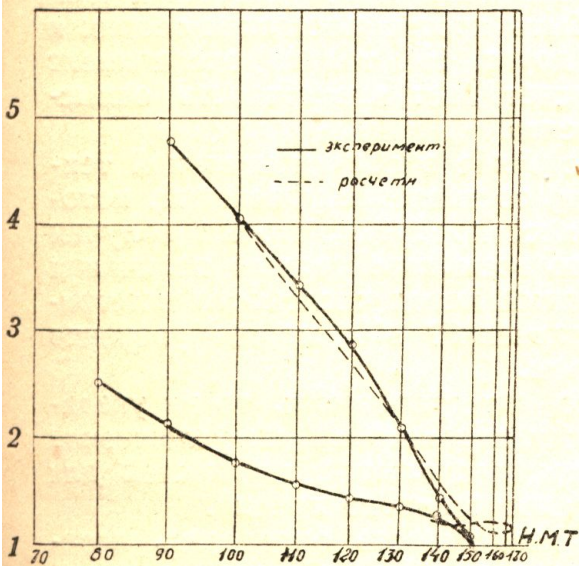
P кг/см²



Фиг. 3

$n = 1350$ об/м
 $P_e = 7,04$ кг/см²
 $P_i = 9,9$ кг/см²
 $C_e = 197$ гр/л. с. ч
 $P_n = 1,418$ кг/см²
 φ действ. = 1,122
 φ расч. = 1,07

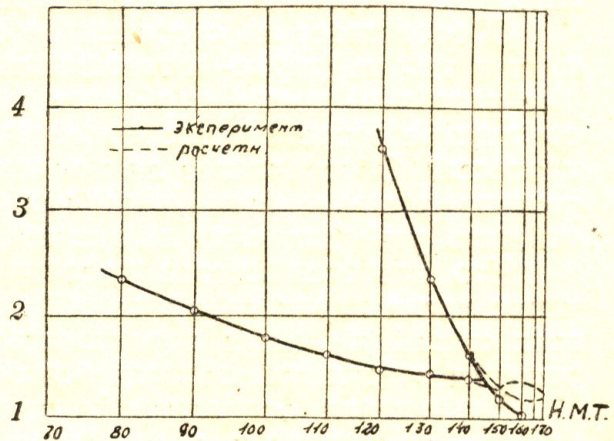
P кг/см²



Фиг. 2

$n = 1400$ об/м
 $P_e = 5,15$ кг/см²
 $P_i = 7,97$ кг/см²
 $C_e = 169,5$ гр/л. с. ч
 $P_n = 1,504$ кг/см²
 φ действ. = 1,504
 φ расч. = 1,48

P кг/см²



Фиг. 4

$n = 1400$ об/м
 $P_e = 5,95$ кг/см²
 $P_i = 9,35$ кг/см²
 $C_e = 183$ гр/л. с. ч
 $P_n = 1,585$ кг/см²
 φ действ. = 1,272
 φ расч. = 1,46

с экспериментальными данными, чем при сравнении давлений и количеств вошедшего воздуха.

Следующие соображения подтверждают это положение. Характер изменения давления в цилиндре сравнительно в малой степени зависит от картины протекания процесса продувки, ибо давление в цилиндре лишь косвенно, через температуры, связано с относительным содержанием чистого воздуха и остаточных газов в цилиндре. Температуры же смеси в цилиндре, как показывают подсчеты и элементарные соображения, мало сказываются на давлении. В самом деле, предположим, что вследствие изменения картины продувки, температура смеси в определенный момент времени оказывается в одном случае падающей медленнее, чем в другом. Это отразится, с одной стороны, на количестве удаляющегося газа (относительное увеличение скорости выхлопа), что будет способствовать падению давления, с другой стороны, продувочный воздух, входя в цилиндр, будет сильнее повышать свою температуру, следовательно относительно увеличивать давление. Наконец, надо учесть, что температуры связаны с давлением такими зависимостями, что отклонения температур мало влияют на давления.

В противоположность давлению и количеству вошедшего воздуха, температура и состав газовой смеси непосредственно связаны с картиной продувки.

Изложенные выше соображения весьма наглядно подтверждаются при проведении расчета продувки и при рассмотрении расчетных таблиц.

Точные эксперименты с определением температур и состава смеси должны будут поэтому показать неудовлетворительность расчета, построенного на гипотезе мгновенного смешения.

Необходимо переходить к другим основам для вывода дифференциальных уравнений продувки.

Очевидно, что выбор гипотезы продувки и вывод уравнений должны основываться на экспериментальных и теоретических данных, причем эксперимент не может быть противопоставлен теории и расчету, ибо они дополняют друг друга. Не только эксперимент дает основу для расчета, но и расчет дает возможность осмыслить, раскрыть содержание эксперимента.

Обеспечивает ли современное состояние экспериментальной техники и теории (термо- и газодинамика) составление уравнений, которые настолько точно отобразят процесс продувки, что мы получим совпадение расчета и эксперимента по всем характерным величинам процесса? Обеспечивает ли примененный метод численного интегрирования решение вышеуказанных уравнений? Мы можем уверенно ответить утвердительно на эти вопросы.

Что касается метода численного интегрирования, то ни увеличение числа параметров и связей между параметрами, ни усложнение этих связей не могут представить принципиальных трудностей для решения задачи при помощи этого универсального приема.

Применение осциллографа дает возможность определить переменную температуру в цилиндре, если не во все моменты цикла и не во всех точках рабочего пространства, то во всяком случае в достаточном объеме для суждения о правильности расчета.

Техника замера температур при помощи тонкой металлической нити, в качестве датчика для осциллографа, уже освоена рядом лабораторий. Взятие газовых проб из цилиндра и их анализ представляют значительно меньшие трудности для экспериментаторов, чем предыдущая задача.

Изучение аэродинамики продувки на плоских и объемных моде-

лях достигло высокой степени совершенства. Примером очень интересных исследований являются работы, проведенные Лютцем [5], [6]. Эти исследования создают уверенность в том, что мы можем очень близко подойти к действительной картине продувки и отразить ее в системе дифференциальных уравнений.

Аэродинамика и газодинамика дают экспериментальные и аналитические решения ряда задач, важных с точки зрения установления закономерностей между элементами продувки. К этим задачам относятся вопросы истечения газов из отверстий, разработанные рядом авторов. Вопросы смещения струи газа с окружающей средой разработаны аналитически Прандтлем и экспериментально проверены рядом исследователей при различных условиях.

Наконец, форма потока продувочного воздуха в цилиндре может быть получена для потенциального потока применением методов современной аэродинамики.

Конечно, специфические условия аэродинамических явлений в цилиндре двигателя при продувке (нестационарное движение, своеобразные формы потока и т. д.) создают различия в процессах с изучавшимися до сего времени в аэродинамике. Очевидно, должны быть поставлены специальные опыты, которые дадут материал для аналитического изучения продувки цилиндра в ее элементах. При этом основные принципы и методы аэродинамики будут сохранены.

Можно представить себе в дальнейшем расчет, в котором будут учтены и другие моменты, например, теплопередача, колебания газа и т. д.

Не претендуя дать окончательные методы для составления уравнений продувки, учитывающих перечисленные моменты, мы рассматриваем ниже несколько типовых примеров, которые могут уяснить форму расчета продувки, постепенно приближающуюся к действительной картине продувки.

Развитие этих методов и их экспериментальное обоснование будут составлять предмет наших дальнейших работ.

Прямоточная продувка с одной прямолинейной струей

Данный случай является простейшим. Из трубки, заполненной газом, последний вытекает через отверстие B в одном конце, через отверстие A втекает воздух, который, перемешиваясь с газами и вытесняя их, осуществляет продувку трубки.

Воздух, входя в газовую среду, перемешивается с последней; законы перемешивания изучены в аэродинамике Прандтлем и его последователями Тольмиеном, Кёттом.

Как показывают эксперименты и элементарные соображения, поток продувочного воздуха и газовой смеси в цилиндре находится в турбулентном состоянии. Это является чрезвычайно важным обстоятельством с точки зрения протекания процесса продувки. Именно турбулентный характер движения газов в цилиндре определяет форму потока, смешение воздуха с продуктами сгорания и скорости в потоке.

Вопросами турбулентности занималось много исследователей. Начиная с Рейнольдса велась работа по экспериментальному исследованию и математическому выражению явлений турбулентности. Прандтль дал рабочую гипотезу турбулентного движения, которая хорошо согласовывается с данными эксперимента. Так как большинство исследователей следовало по пути, намеченному Прандтлем, развивая гипотезу Прандтля и дополняя ее на основе новых данных и в новых условиях, мы кратко излагаем далее теорию турбулентного движения, как она предложена Прандтлем.

По аналогии с молекулярной теорией трения в вязкой жидкости Прандтль считает, что касательное напряжение от турбулентности

$$\tau = -\rho \overline{u_x u_y},$$

где $\overline{u_x}$ и $\overline{u_y}$ — скорости пульсации в направлении основного движения и нормально к нему, далее предполагает, что $\overline{u_x} = l \frac{\partial u_x}{\partial y}$ и называет длину l длиной пути смещения, соответствующей длине свободного пробега молекул в молекулярной теории.

Действительно, если предположить, что частица жидкости пробегает при пульсации длину l пути в направлении, перпендикулярном к средней скорости, то для количества движения, переносимого частицей в тот слой потока, куда она переместится после пробега пути l , будет справедливо выражение $\rho l \frac{\partial u_x}{\partial y}$.

Далее Прандтль полагает, что скорость пульсации, нормальной основному направлению, пропорциональна произведению длины l пути смещения и абсолютного значения $\left(\frac{\partial u_x}{\partial x}\right)$ градиента средней скорости.

Исходя из этих положений

$$\tau = \rho l^2 \left| \frac{\partial u_x}{\partial y} \right| \frac{\partial u_x}{\partial x}. \quad (19)$$

Величина может быть получена из экспериментов, замеряя поле скоростей в потоке. Так, по данным Лютца, на прямом участке потока продувочного воздуха в цилиндре значения l мало изменяются и лежат в пределах 16—20 мм.

Вводя величину l , которую можно определить лишь опытным путем, Прандтль обосновывает целесообразность этого тем, что, во-первых, при больших числах Рейнольдса длина l пути смещения не зависит от скорости потока и, во-вторых, для распределения длины вдоль сечения потока можно установить довольно простую закономерность, а именно $l = \chi y$, где y — расстояние от стенки или радиус основания параболического или параболоидального распределения скоростей, в котором наибольшая скорость и протекающее количество одинаковы с теми же количествами для действительного движения. χ определяется экспериментально, его численные значения близки к 0,12.

Гипотеза Прандтля успешно применяется как для случая потока, ограниченного стенками, так и для особо нас интересующего случая распространения свободных струй в пространстве.

Тейлор высказал гипотезу, по которой касательные напряжения в турбулентном потоке определяются не переносом количества движения, а переносом вихрей. Эта гипотеза дает лучшие результаты при решении тепловых вопросов.

В работах Прандтля, Тольмиена [7], Кёта [8] и др. приводятся положения, имеющие для нас практическое значение. Некоторые из этих положений излагаем ниже.

1. Давление в струе почти точно равно давлению в окружающей среде.

2. Ширина струи весьма точно пропорциональна расстоянию ее от отверстия.

3. Ширина струи пропорциональна длине пути смещения.

4. Скорость в струе по мере удаления от отверстия уменьшается из-за турбулентного трения, но не вследствие увеличения сечения струи, ибо через это сечение проходит все увеличивающаяся масса газовой смеси.

5. Кёт приводит экспериментальные данные о виде струи при

различных относительных скоростях окружающей среды и о распределении скоростей внутри струи.

Основываясь на теории турбулентного движения и данных экспериментов возможно определение для потока с „вполне установившейся турбулентностью“ всех необходимых данных для составления дифференциальных уравнений продувки, а именно:

а) средней и максимальной скорости движущейся струи воздуха и газовой смеси,

б) угла конуса струи или площади сечения последней на любом расстоянии от отверстия,

в) среднего состава газовой смеси в любом сечении струи.

Возможность определения указанных величин явствует из соображений, приводимых ниже.

Имея поток с вполне установившейся турбулентностью, кроме уравнения Прандтля для касательного напряжения от турбулентности $\tau = \rho l^2 \left| \frac{\partial u_x}{\partial y} \right| \frac{\partial u_x}{\partial y}$, можно составить уравнения для изменения количества движения от сечения выходного отверстия до любого другого сечения, приравненное внешней силе

$$m_1 u_{x_1} - m_0 u_{x_0} = \tau f. \quad (20)$$

Здесь m_0 и m_1 — секундные массы газа в двух сечениях струи,

u_{x_0} и u_{x_1} — средние скорости в соответствующих сечениях,

f — условная поверхность трения струи, которую мы можем принять равной поверхности цилиндрической струи, имеющей основание, равное сечению входного отверстия, и высоту, равную расстоянию от входного отверстия до данного сечения.

Кроме указанных двух уравнений, можно воспользоваться следующими допущениями (по Прандтлю).

$$\frac{\partial u_x}{\partial y} \cong \frac{u_m}{y}, \quad (21)$$

тогда

$$\tau = -\rho l^2 \left(\frac{u_m}{y} \right)^2 = -\rho \frac{l^2}{y^2} u_m^2, \quad (22)$$

где u_m — максимальная скорость в струе.

Согласно (21) $u_{m1} = 2u_{x1}$.

Пользуясь этим соотношением, а также экспериментальными данными для длины l либо отношения $\frac{l}{y} = x$, возможно из уравнений (20) и (22) определить площадь искомого сечения, скорость в этом сечении и массу m_1 ; так как давление в струе предполагается неизменным, то масса, подмешавшаяся из окружающей среды, равна $m_1 - m_0$.

Таким образом задача составления уравнений продувки для простейшего случая может быть решена на основании теории турбулентного движения.

К сожалению, мы только весьма приближенно можем применить подобный метод для вывода уравнений при переменных сечениях отверстий и в условиях неустановившейся турбулентности, т. е. для практических случаев.

Возможности использования теории турбулентного движения и в этих случаях мы рассмотрим ниже.

Для наших целей можно считать, что вся продувка разбивается на два периода (сравн. с гипотезой инж. Рябцева). Первый период — от начала продувки до появления продувочного воздуха в выхлопных окнах. Второй период — удаление из цилиндра остаточных газов в смеси с продувочным воздухом. Структуру потока смеси продувочного воздуха и газов рассмотрим в дальнейшем.

Ход расчета I периода продувки

1. Характеристическое уравнение пишем отдельно для области, заполненной только продуктами сгорания, и для области, заполненной воздухом.

Примечание: будем индексом „г“ отмечать данные, относящиеся к продуктам сгорания, индексом „с“ — к газовой смеси воздуха и продуктов сгорания и индексом „п“ — воздуха.

$$P_{\Gamma} V_{\Gamma} = G_{\Gamma} R_{\Gamma} T_{\Gamma},$$

$$P_{\Pi} V_{\Pi} = G_{\Pi} R_{\Pi} T'_{\Pi}.$$

Принимаем равенство давлений во всем объеме цилиндра, т. е.

$$P_{\Gamma} = P_{\Pi} = P;$$

$$V_{\Gamma} + V_{\Pi} = V.$$

Принимаем также

$$R_{\Gamma} = R_{\Pi}.$$

Тогда

$$P V_{\Gamma} = G_{\Gamma} R T_{\Gamma},$$

$$P V_{\Pi} = G_{\Pi} R T'_{\Pi}$$

Сложим почленно оба уравнения —

$$P V = R (G_{\Gamma} T_{\Gamma} + G_{\Pi} T'_{\Pi}).$$

2. Количество воздуха, входящего в цилиндр за элемент времени Δt ,

$$\Delta G_{\Pi} = \mu_{\Pi} \psi_{\Pi} f_{\Pi} \sqrt{\frac{\bar{P}_{\Pi}}{v_{\Pi}}} \Delta t.$$

3. Количество удаляемого газа за элемент времени $\Delta t =$

$$\Delta G_{\Gamma} = \mu_{\Gamma} \psi_{\Gamma} f_{\Gamma} \sqrt{\frac{\bar{P}_{\Gamma}}{v_{\Gamma}}} \Delta t.$$

Расчет ведем в такой последовательности.

1. Как обычно, разбиваем время на небольшие интервалы Δt и в дальнейшем производим численное интегрирование, как было указано для расчета выше.

2. Подсчитываем $\frac{dG_{\Pi}}{dt} \Delta t$ и $\frac{dG_{\Gamma}}{dt} \Delta t$.

3. Обычными методами определяем ΔG_{Π} и ΔG_{Γ} , а также G_{Π} , равное $G_{0\Pi} + \Delta G_{\Pi}$, и G_{Γ} , равное $G_{0\Gamma} + \Delta G_{\Gamma}$.

4. По уравнению $PV = R(G_{\Gamma} T_{\Gamma} + G_{\Pi} T'_{\Pi})$, зная изменение объема V , находим новое давление P .

5. Определяем новую температуру газов, измененную в связи с изменением давления —

$$T_{\Gamma} = T_{\Gamma_0} \left(\frac{P_1}{P_0} \right)^{\frac{k-1}{k}}.$$

Для упрощения относим изменение температуры к концу интервала, что вполне допустимо в связи с медленным изменением T .

Имея все эти данные, можно переходить к следующей точке.

Подобным образом ведем расчет весь первый период продувки. Является важным определить в расчете конец первого периода и начало второго.

Определение момента начала второго периода возможно либо основываясь на теории турбулентного движения, либо задаваясь на

основании экспериментов изменением скорости воздуха при входе в цилиндр.

Как указывалось выше, в настоящее время применение теории турбулентности для наших целей может быть осуществлено лишь весьма приближенно.

Так, для определения длительности первого периода, можно рассматривать поток воздуха, начиная от некоторого момента продувки, как протекающий при вполне установившейся турбулентности. Выбор этого момента можно произвести, ориентируясь по данным расчетной таблицы и исходя из условий:

а) Скорость входа воздуха должна быть такой, чтобы частицы, вошедшие в данный момент в цилиндр, прежде достигли выхлопных органов чем частицы, вошедшие позже,

б) Разность давлений продувочного воздуха и в цилиндре должна обеспечить более или менее постоянную скорость воздуха в цилиндре.

в) Возможно малое изменение площади сечения продувочных окон.

Эти условия могут быть довольно точно соблюдены, и, как нам кажется, вследствие этого возможно произвести расчет развития струи, а значит, и определить момент окончания первого периода продувки.

Законность пользования данными аэродинамики, например, кривыми Кёта, следует хотя бы из хорошей сходимости данных струи по этим материалам с данными, полученными Лютцем при испытании модели. (Нами проведено сравнение для ряда точек).

Бесспорной является необходимость постановки специальных экспериментов для изучения аэродинамики продувки.

Другим методом определения момента начала второго периода может являться предложенный Рябцевым.

Можно приближенно считать, что средняя скорость струи в трубке составляет какую-то долю e от скорости в выходном сечении отверстия w_n и $w = ew_n$.

Согласно опытным данным $e \cong 0,5$.

По приведенным выше уравнениям проводим подсчеты до того момента, когда первые частицы воздуха достигнут выхлопных окон. С этого момента начинается второй период, расчет во втором периоде ведем несколько иначе.

Ход расчета II периода продувки

1. Подсчитываем содержание в цилиндре газов G_r и продувочного воздуха G_n , в начале II периода по данным для конца I периода продувки.

2. Вводя коэффициент формы η_f , считаем, что часть всего объема не продукта и заполнена остаточными газами. Подсчитываем вес этих газов —

$$G_{гм} = \frac{V(1 - \eta_f)}{RT_r}.$$

3. Количество газов, находящихся в смеси с продувочным воздухом $G_{гс} = G_r - G_{гм}$.

4. Считаем, что в потоке смеси воздух и газ распределены неравномерно. Если принять, что распределение воздуха зависит от расстояния по оси потока от отверстия, то относительное содержание воздуха у выхлопного отверстия — $\eta_{кп}^B$ можно выразить как в гипотезе частичного продольного расслоения:

$$\eta_{кп}^B = \eta_{кп} [1 - \lambda (1 - \eta_{кп})].$$

Указанная зависимость получена из таких соображений, предположим:

$$\eta_{кп}^B = f(\eta_{кп})$$

и

$$\eta_{\text{кп}}^{\text{в}} = \alpha + \beta \eta_{\text{к}} + \lambda \eta_{\text{кп}}^2$$

при

$$\eta_{\text{кп}} = 0, \quad \eta_{\text{кп}}^{\text{в}} = 0;$$

тогда

$$\alpha = 0$$

и

$$\eta_{\text{кп}}^{\text{в}} = \beta \eta_{\text{кп}} + \lambda \eta_{\text{кп}}^2$$

при

$$\eta_{\text{кп}} = 1 \quad \text{и} \quad \eta_{\text{кп}}^{\text{в}} = 1;$$

тогда

$$\beta + \lambda = 1; \quad \beta = 1 - \lambda$$

Имеем:

$$\eta_{\text{кп}}^{\text{в}} = (1 - \lambda) \eta_{\text{кп}} + \lambda \eta_{\text{кп}}^2.$$

Если, пользуясь аэродинамическими соотношениями, знать состав смеси в головной части струи и знать общее содержание воздуха и газов, то, подставляя $\eta_{\text{кп}}^{\text{в}}$ в приведенное выше уравнение, можно определить коэффициент λ и при дальнейших подсчетах пользоваться его значением. Иначе, приходится задаваться величиной λ или подбирать ее, сравнивая расчетные величины с экспериментальными.

5. Определяем среднюю температуру у выхлопных органов

$$T_{\text{с}}^{\text{в}} = T_{\text{г}}(1 - \eta_{\text{кп}}^{\text{в}}) + T_{\text{п}}' \eta_{\text{кп}}^{\text{в}}.$$

6. Подсчитываем элементарные количества входящего продувочного воздуха $\Delta G_{\text{п}}$ и удаляемой газовой смеси $\Delta G_{\text{с}}$.

Зная $\eta_{\text{кп}}^{\text{в}}$, можно легко определить, сколько содержится в удаляемой элементарном количестве смеси $\Delta G_{\text{с}}$ воздуха и сколько выхлопных газов.

7. Таким образом для каждого момента будет известно содержание в цилиндре воздуха и выхлопных газов. На основании указанного подсчитываем давление по уравнению —

$$PV = R(G_{\text{г}}T_{\text{г}} + G_{\text{п}}T_{\text{п}}'),$$

которое для данного случая вполне пригодно.

Как и при расчете первого периода, считаем, что температуры изменяются в конце интервала. Температуру газа и воздуха подсчитываем по адиабатическому или политропическому расширению от начального до конечного давления.

8. Зная новое среднее относительное содержание воздуха — $\eta_{\text{кп}}$, можно определить относительное содержание воздуха у выхлопных органов — $\eta_{\text{кп}}^{\text{в}}$ по уравнению частичного расслоения и перейти к расчету следующей точки.

Подсчеты могут быть проведены путем численного интегрирования, аналогично изложенному выше.

9. По окончании процесса продувки можно определить содержание в цилиндре газа и чистого воздуха. Если было сделано предположение, что газ в объеме непродутых областей не вымывается во время второй фазы, то при подсчете окончательного заряда, зная относительную величину непродутых областей (или $\eta_{\text{г}}$), следует учесть газ, заключенный в этих „мешках“.

Переход к более сложным случаям продувки

Прямоточная продувка с несколькими прямолинейными струями. Этот случай можно привести к первому, разбив всю трубку на

отдельные области с одной струей. Иначе, можно рассматривать сумму отдельных струек, как одну струю.

При более тонком расчете, т.е. при расчете, учитывающем явления смешения воздуха с газом, правильнее будет применить первый способ, т.е. разбить цилиндр на отдельные области с одной струей.

Ход расчета тот же, что описан ранее.

Петлевая или поперечная продувка.

Здесь возможно применить тот же прием, что и ранее, выделить трубку с одной струйкой, условно выпрямить ее и вести расчет как в первом случае. Желательно выбирать струйку, имеющую среднюю длину потока. Объем трубки можно брать равным объему потока в цилиндре (т.е. $V_{\eta f}$), деленному на число струек (число продувочных окон).

Здесь следует отметить, что характер движения струйки (криволинейное движение, встречное движение двух соседних струек и т.д.) должен быть учтен дополнительными условиями, к которым может быть отнесен выбор длины l пути смешения. При пользовании аэродинамическими соотношениями учитывается, кроме того, ряд моментов, которые иначе выпадают из анализа. Так, например, очевидно, что отношение площади сечения отверстия к периметру его (гидравлический радиус), определяет интенсивность момента смешения в картине продувки; этот момент в полной мере учитывается при таком методе расчета.

Расчет продувки цилиндра может быть проведен и иначе, а именно: рассматривая весь поток, как одно целое (т.е. не разбивая цилиндра на отдельные трубки).

Здесь уместно повторить, что, давая возможный ход расчета на основе иной, чем принцип полного мгновенного смешения, мы не претендуем дать готовый и окончательный метод и уравнения для расчета продувки любой машины. Нашей задачей являлось показать, что, развивая метод, изложенный выше, мы можем значительно приблизиться к действительной картине продувки, при высокой точности математических переделок.

Как уже неоднократно указывалось, критерием для выбора схемы продувки и критерием для проверки расчета являются эксперимент и закономерности термодинамики и экспериментальной газодинамики.

Методы расчета и уравнения, изложенные в разделах II, III, IV и V, могут быть, с соответствующими изменениями, применены для расчета выхлопа и наполнения 4-тактного двигателя.

Таблица I

Вспомогательные данные к примерному расчету продувки

α°	140	150	160	170	180	190	200	210	220
$fn \text{ см}^2$	6,4	27,2	43	51,3	54	51,4	43,3	27,9	7
$f_B \text{ см}^2$	54,5	64,4	68,6	67	60	48,2	31,4	13,8	2,5
$\frac{dV}{dt} \frac{1}{V}$	40,5	29,5	19	9	0	-9	-18,5	-20,9	-40
$K \text{ л}$	3,1	3,225	3,31	3,36	3,37	3,335	3,31	3,22	3,09
ρ_B	0,6044	0,6012	0,6000	0,6002	0,6028	0,6068	0,6132	0,622	0,634

Т А Б Л И Ц А И

П О Д С Ч Е Т О В П О П Р И М Е Р Н О М У Р А С Ч Е Т У П Р О Д У В К И

Данные: $R\eta = 1,585 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$; $n = 1400 \frac{\text{об}}{\text{мин}}$; в начале продувки $P = 1,6 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$ и $T = 750^\circ \text{К}$.

α°	$\psi_{\text{п}}$	$\psi_{\text{в}} \cdot 1$	$G10^2 \text{ кг}$	$\Delta G10^2 \text{ кг}$	$\eta \cdot 10^2 \text{ кг}$	$\Delta \eta \cdot 10^2 \text{ кг}$	$\Delta^2 \eta \cdot 10^2 \text{ кг}$	$T^\circ \text{ К}$	$\Delta T^\circ \text{ К}$	$\xi^\circ \text{ К}$	$\Delta \xi^\circ \text{ К}$	$\Delta^2 \xi^\circ \text{ К}$	$P \cdot 10^{-4} \text{ кг/м}^2$	$\eta_{\text{п}} \cdot 10^2 \text{ кг}$
140	0	2,031	0,2259	-0,08629	-0,08629			750	-128,224	-128,224			$1,6 \cdot 10^2$	0
150	2,141	0	0,13961		10,07494	+0,16123		6,218		-217,9	-189,7		0,8237	+0,0758 $\cdot 10^2$
140	0	2,031	0,2259	-0,00568	-0,08629	+0,1621		750	-318	-217,9	+159		1,6	0
150	2,138	0	0,22022	+0,1543	+0,0758	-0,1633		432	20,6	-58,9	3,48		0,9	+0,0758 $\cdot 10^2$
160	0,963	2,0	0,37752		-0,077	-0,0012		452,6		-62,3			1,512	0,0505
140	0	2,031	0,2259	-0,08629	0,08629	0		750	-128,224	128,224	0		1,6	0
150	1,461	1,845	0,23425	0,04016	-0,03918	0,01711	0,04711	625,1	-110,2	-134,5	6,3		1,384	0,0518
160	1,481	1,66	0,27441	0,01809	-0,001	0,03818	0,00893	515	-77,73	-96,65	37,85		1,251	0,0732
170	1,997	1,194	0,29256	0,13283	0,07709	0,07809	0,03991	437,27	-77,24	-83,04	13,61		1,1158	0,11363
180	1,548	1,871	0,42539	-0,09759	0,0032	-0,07389	-0,15298	360,03	30,04	-21,12	61,92		1,361138	0,0910
190	1,987	1,165	0,32780	0,1399	0,0906	0,0874	0,03135	390,07	-52,08	-15,54	5,58		1,1167	0,1030
200	1,421	1,442	0,4677	0,05415	0,0341	-0,0563	-0,1439	338	13,107	2,385	17,925		1,3993	0,0805
210	1,636	1,83	0,41353	0,06125	0,36	0,0019	0,0584	351,1	-4,7075	2,59	0,205		1,3212	0,0514
220	0,573	8,025	0,47480		-0,00064	-0,3664	-0,03854	346,4		5,0635	2,4735		1,5628	0,00528

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Крылов А. Н. „Лекции о приближенных вычислениях“. Л. 1933.
- [2] Оппоков Г. В. „Численное интегрирование дифференциальных уравнений“. М. 1932.
- [3] Оппоков Г. В. Численный анализ“. М. 1939.
- [4] Мелентьев П. В. „Несколько новых методов и приемов приближенных вычислений“, М. 1937.
- [5] Lutz O. „Untersuch. über die Spülung von Zweitaktmot.“ Forsch. auf d. G. 1931.
- [6] Lutz O. „Der Spülvorgang bei Zweitaktmot.“ Forsch a. d. G. 1934.
- [7] W. Tollmien. „Berechnung turb. Ausbreitungsvorgange“. Z. AMM — Bd 6, 1926.
- [8] A. Kuethe. „Investigations of the Turbulent Mixing Regions Formed by Jets“. I. of appl. mech. 1935.