

А.С. Орлин

**Процессы выхлопа и
продувки в двухтактных
быстроходных двигателях**

Выпуск 36

**Москва
«Книга по Требованию»**

УДК 656
ББК 39.1
А11

A11 **А.С. Орлин**
Процессы выхлопа и продувки в двухтактных быстроходных двигателях:
Выпуск 36 / А.С. Орлин – М.: Книга по Требованию, 2014. – 99 с.

ISBN 978-5-458-38375-2

ISBN 978-5-458-38375-2

© Издание на русском языке, оформление
«YOYO Media», 2014

© Издание на русском языке, оцифровка,
«Книга по Требованию», 2014

Эта книга является репринтом оригинала, который мы создали специально для Вас, используя запатентованные технологии производства репринтных книг и печати по требованию.

Сначала мы отсканировали каждую страницу оригинала этой редкой книги на профессиональном оборудовании. Затем с помощью специально разработанных программ мы произвели очистку изображения от пятен, клякс, перегибов и попытались отбелить и выровнять каждую страницу книги. К сожалению, некоторые страницы нельзя вернуть в изначальное состояние, и если их было трудно читать в оригинале, то даже при цифровой реставрации их невозможно улучшить.

Разумеется, автоматизированная программная обработка репринтных книг – не самое лучшее решение для восстановления текста в его первоизданном виде, однако, наша цель – вернуть читателю точную копию книги, которой может быть несколько веков.

Поэтому мы предупреждаем о возможных погрешностях восстановленного репринтного издания. В издании могут отсутствовать одна или несколько страниц текста, могут встретиться невыводимые пятна и кляксы, надписи на полях или подчеркивания в тексте, нечитаемые фрагменты текста или загибы страниц. Покупать или не покупать подобные издания – решать Вам, мы же делаем все возможное, чтобы редкие и ценные книги, еще недавно утраченные и несправедливо забытые, вновь стали доступными для всех читателей.



Серия Книжный Ренессанс

www.samizday.ru/reprint

1. ОБЩИЕ СООБРАЖЕНИЯ

Выбор схемы продувки, определение формы и размеров проходных сечений органов распределения, рациональных с точки зрения качества очистки и наполнения цилиндра (что связано с мощностью и экономикой двигателя), является весьма актуальной проблемой, в особенности для быстроходных двигателей.

Процессы выхлопа и продувки чрезвычайно сложны вследствие неустановившегося трехмерного движения газов и воздуха в цилиндре, органах распределения и смежных с цилиндром системах, особенно в быстроходных двигателях.

Поэтому аналитическое решение данной проблемы представляет большие трудности. Некоторые исследователи (Цветков, Шютте, Кернер, Тареев, Цеман и др.) изучали вопросы изменения параметров процесса по времени, но эти исследования относятся большей частью к определению протекания давления в цилиндре на основе уравнений установившегося движения, причем процесс рассматривается как квазистационарный. Указанные работы могут быть использованы лишь для приближенных подсчетов, так как конструктор не всегда располагает значениями коэффициентов истечения, играющих роль поправочных коэффициентов. Во всяком случае для быстроходных двигателей указанным типам расчетов следует отдать известное предпочтение (несмотря на их большую громоздкость) перед расчетами типа Шюле, Креглевского и другими, в которых фигурирует среднее за процесс давление в цилиндре, а также перед расчетами типа Рингвальда, в которых выпадают из поля зрения параметры состояния внутри цилиндра.

Одной из причин расхождения теории и практики для быстроходных двигателей является пренебрежение влиянием ускоренных масс газов в смежных с цилиндром системах, а также в самом цилиндре. Как показывают опыты, из которых упомянем хотя бы опыты, проведенные в ЦИАМ [12]¹, а также опыты Дэвиса², даже при отсутствии трубопроводов большой длины имеет место неустановившееся движение газа. Последнее обуславливает наличие вакуума в цилиндре после открытия продувочных

¹ Цифры указывают на порядковый номер перечисленных в библиографии источников (см. в конце книги).

² Engineering, 18/VI, 25/VI, 1937.

окон и дальнейшее протекание кривой давлений в цилиндре (имеющей волнообразный характер).

В том случае, если подводящие и выхлопные трубопроводы имеют значительную длину, поток допустимо считать в такой схеме одномерным. Это допущение позволяет провести приближенное исследование, основанное на уравнении движения и неразрывности, а также на уравнениях термодинамических процессов.

Так, работы Лутца относятся к определению частоты колебаний давления в цилиндре [72], а также содержат ряд зависимостей, связанных с использованием кинетической энергии газов в выхлопном трубопроводе [73].

При этом Лутц пренебрегает изменением сечений органов распределения при процессе, считая эти сечения равными сечениям трубопроводов, пренебрегает также изменением скорости и плотности газа по длине трубопровода (при использовании уравнения неразрывности и т. д.).

В работе Пишингера [79] дается способ построения кривой протекания давления в цилиндре по времени, в трубопроводах — по времени и длине последних, справедливый в первую очередь для двигателей, характеризующихся наличием коллекторов относительно больших объемов между цилиндрами и трубопроводами, так как Пишингер применяет для процесса течения газов через органы распределения уравнения установившегося движения.

В работе Листа, посвященной разбору того же вопроса, изложен громоздкий, но вместе с тем относительно точный способ построения упомянутых кривых [79].

Автор предложил метод расчета, вытекающий из другого вида уравнения движения, а также из уравнения неразрывности, соотношений адиабатического расширения и других термодинамических зависимостей [12]. Этот метод применим для ряда групп быстроходных двигателей с малыми объемами коллекторов и трубопроводами небольшой длины.

Автор считает, что для ориентировочных подсчетов для двигателей тихоходных и средней быстроходности можно применять уравнения установившегося движения. При более точном расчете данных двигателей, процесс лучше рассматривать как квазистационарный [7]. При этом должны быть известны коэффициенты истечения органов распределения для всех фаз процесса, включающего поправочные множители.

В связи с положениями, указанными выше, возникает необходимость построения такого расчета процесса выхлопа и продувки двухтактных быстроходных двигателей, в котором хотя бы отчасти было отражено действительное протекание процесса. Это позволит более точно определять размеры органов распределения проектируемых машин оригинальной конструкции.

Первым этапом решения данной задачи является исследование, основанное на уравнениях движения и неразрывности одномер-

ного потока. Автор полагает, что полученные результаты можно развить и для схем с любыми размерами выхлопной и подводящей систем. До настоящего времени быстроходные транспортные двигатели строят преимущественно четырехтактными. Литровая мощность двухтактного двигателя больше, чем четырехтактного, в 1,6—1,7 раза при тех же размерах цилиндра; этим преимуществом объясняется стремление к широкому развитию двухтактных быстроходных двигателей.

Сравнивая четырехтактные двигатели с двухтактными, можно отметить следующее. Очистка цилиндров от продуктов сгорания почти во всех конструкциях у четырехтактных двигателей несколько лучше, чем у двухтактных. Вследствие наличия кроме того потерянного хода среднее индикаторное давление у двухтактных двигателей меньше, чем у четырехтактных, несмотря на то, что у двухтактных двигателей давление в начале сжатия больше, чем у четырехтактных. Трудность освоения процесса очистки и наполнения цилиндра двухтактного двигателя при больших числах оборотов и притом при переменном скоростном и нагрузочном режимах является одной из основных причин большего распространения четырехтактных двигателей в транспортных установках.

Механический к. п. д. у двухтактных двигателей меньше вследствие большого расхода мощности на продувочный насос или нагнетатель, особенно в высокооборотных двигателях, работающих при высоком давлении продувочного воздуха. Высокая средняя температура двухтактного цикла, вследствие наличия рабочего хода при каждом обороте, влечет повышение тепловых напряжений в днище поршня, а также крышке и стенках цилиндра и утяжеляет работу поршневых колец. Это обстоятельство обуславливает необходимость принятия специальных мер для охлаждения при конструировании указанных деталей, особенно поршня.

Большой шум продувочных насосов некоторых конструкций устраняется применением ротативных насосов с лопастями винтового профиля.

Следует отметить попутно большее влияние выхлопной системы на процесс в двухтактных двигателях, что, однако, может быть в некоторых случаях использовано для улучшения наполнения и упрощения конструкции (двигатели без продувочного насоса).

К числу преимуществ двухтактных двигателей, кроме большей литровой мощности и, следовательно, меньшего веса и габаритов, нужно отнести большую равномерность хода.

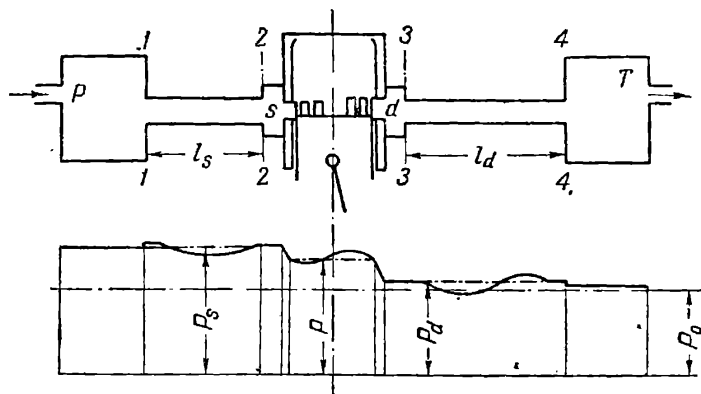
У двигателей с чисто целевым распределением следует отметить простоту конструкций, отсутствие выхлопных клапанов, а также удобство осуществления реверса.

Нет сомнения, что при дальнейших исследованиях процесса, конструктивных форм и работы быстроходных двухтактных двигателей будут выявлены рациональные схемы конструкций и размеры распределительных органов и двигателей в целом, которые найдут широкое применение для транспорта.

2. ПРОТЕКАНИЕ ПРОЦЕССА В ЦИЛИНДРЕ

На фиг. 1 приведена схема цилиндра двухтактного двигателя, выхлопного и продувочного коллекторов (камер) и трубопроводов. При расчете и исследовании продувки часто считают, что процесс протекает по следующей схеме:

а) с момента открытия выхлопных органов происходит истечение продуктов сгорания с критической скоростью в выхлопную систему до тех пор, пока давление в цилиндре не упадет до



Фиг. 1. Схема цилиндра двухтактного двигателя.

критического; с понижением давления ниже критического скорость истечения падает более интенсивно, чем во время истечения при критической скорости, которая пропорциональна квадрату корню из абсолютной температуры;

б) после открытия продувочных органов (начинающегося при давлении в цилиндре, превышающем давление в ресивере) воздух втекает в цилиндр, вытесняя продукты сгорания через выхлопные органы в выхлопной трубопровод; предполагают, что давления в ресивере p_s , в цилиндре p_i и в выхлопном трубопроводе p_d постоянны по времени.

Остановимся подробнее на схеме протекания процессов выхлопа и продувки, что имеет значение для быстроходных машин.

Можно считать, что в момент начала открытия выхлопных органов давление в цилиндре постоянно по всему объему. Давление в выхлопной системе, как показывают эксперименты, непостоянно вследствие того, что процесс затухания волн в трубопроводе, оставшихся от предыдущих циклов, полностью не закончен. Это замечание относится в первую очередь к высокооборотным двигателям с большими углами фаз процесса выхлопа и продувки и высокими значениями давления в начале процесса выхлопа.

В момент начала открытия выхлопных органов скорость течения газов из цилиндра равна нулю. По мере дальнейшего открытия скорость возрастает, достигая в какой-то момент максимума, причем при наличии каналов соответствующей формы она может быть сверхзвуковой. Указанный период разбега довольно трудно исследовать аналитически. Можно, однако, предполагать, что он весьма непродолжителен, особенно для выхлопа через щели.

Давление в выхлопной камере и в начале трубопровода повышается вследствие втекания в коллектор продуктов сгорания; скорость течения последних по трубопроводу также возрастает. Повышенное давление в выхлопной камере и в начале трубопровода передается по трубопроводу в виде волны давления, позади которой остается вакуум. Когда волна достигает крайнего сечения трубопровода, граничащего с выхлопным горшком или атмосферой, в зависимости от конструкции (сечения 4—4 на фиг. 1) волна отражается при уменьшенной амплитуде с обратным знаком. Отраженная волна давления движется со скоростью звука в обратном направлении, и ее амплитуды суммируются с амплитудами положительной волны, непрерывно текущей по трубопроводу. Отраженная волна, достигнув коллектора, отражается далее от сечения 3—3, что сказывается на величине давления в коллекторе и на протекании давления в цилиндре по времени. Волны давлений значительно меньших амплитуд возникают и в цилиндре.

Резюмируя изложенное, отмечаем, что изменение давления в цилиндре в рассматриваемую фазу по времени происходит вследствие расширения и истечения газов в область переменного давления по времени и пространству при воздействии ускоренных масс газов и распространении блуждающих волн в выхлопной системе и цилиндре.

С уменьшением объема коллектора возрастает влияние ускоренного столба выхлопных газов на процесс в цилиндре. Если коллектор плавно переходит в трубопровод и нет резких изменений сечений, то повышение давлений при втекании продуктов сгорания относительно невелико, в особенности если сечение выхлопного трубопровода значительно.

С понижением давления в цилиндре ниже критического по отношению к выхлопной системе скорость истечения падает более интенсивно, чем во время истечения при критической скорости. Однако при наличии трубопровода достаточно большой длины падение скорости задерживается, что увеличивает вакуум.

Открытие продувочных органов начинается в быстроходных двигателях обычно при давлении в цилиндре, превышающем давление в продувочном коллекторе (в подводящей системе). Быстрое нарастание время-сечения выхлопа и быстрое падение давления в цилиндре после открытия продувочных органов след-

ствие влияния ускоренных масс газов предупреждает заброс продуктов сгорания в продувочный коллектор при выигрыше в полном время-сечении продувки. Кроме того, в начале процесса продувки, который, как это можно предполагать, начинается значительно позже момента выравнивания давления в цилиндре и ресивере, продукты сгорания в цилиндре охватываются относительно широким потоком продувочного воздуха, поступающего из уже открытых на значительную величину продувочных органов. Направляемый последними продувочный воздух стремится идти по определенному пути, зависящему от типа продувки, формы поршня, конструкции и размеров продувочных органов, отношения $S:D$ и ряда параметров процесса.

Можно предполагать, что в начале процесса преобладает вытеснение продуктов сгорания воздухом, так что в выхлопной трубопровод поступают, главным образом, продукты сгорания. По мере течения процесса увеличивается интенсивность перемешивания воздуха с продуктами сгорания в цилиндре, и в выхлоп попадает смесь.

В начале продувки давление в продувочном коллекторе падает вследствие вытекания из него продувочного воздуха. В подводящем трубопроводе освобождается волна давления, движущаяся со звуковой скоростью от сечения 2—2 (фиг. 1) по направлению к ресиверу, отражающаяся далее от сечения трубопровода 1—1, граничащего с ресивером. При большом объеме ресивера давление в нем во время процесса можно считать при исследовании постоянным. Отраженная волна возвращается в коллектор, влияя на величину давления в последнем.

После открытия продувочных окон давление в цилиндре, которое в дальнейшем условимся считать постоянным по всему объему цилиндра, продолжает падать под влиянием ускоренных масс газов при значительной площади открытия выхлопных органов по сравнению с площадью открытия продувочных. Давление падает ниже атмосферного даже при отсутствии выхлопного трубопровода вследствие истечения газов с высокой скоростью из цилиндра, что обуславливает понижение давления в последнем, продолжающееся до вакуума значительной глубины. После этого давление в цилиндре повышается, а затем может опять несколько понизиться. Дальнейшие волны имеют меньшие амплитуды, иногда же почти совсем исчезают.

Таким образом, как и во время первой фазы процесса, протекание давления в цилиндре во время продувки является следствием течения газов через продувочные и выхлопные органы. Течение происходит при переменных по времени давлениях в камерах (в которые возвращаются отраженные волны давлений) при воздействии ускоренных масс газов в трубопроводах. Кроме того, в цилиндре имеются мертвые зоны, влияющие в свою очередь на распределение давлений по цилиндру и на качество продувки. К концу процесса давление может значительно повы-

ситься, что связано с влиянием ускоренного столба газов в продувочном трубопроводе, в особенности при наличии фазы наддува, а также с влиянием сжатия.

Продувочные и выхлопные аппараты быстроходных двигателей характеризуются большей частью малыми объемами продувочных и выхлопных коллекторов или их отсутствием. Это способствует усилению явлений неустановившегося процесса во всей системе, а также непосредственно в органах распределения и в смежных с ними областях.

Из приведенного краткого обзора видно, насколько сложен механизм процесса продувки и выхлопа двухтактного двигателя.

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССА

Решение задачи о процессе продувки двухтактного двигателя в общем виде представляет большие трудности. В этом случае следует обращаться к дифференциальным уравнениям движения (уравнениям Эйлера), уравнениям неразрывности и состояния.

Если пренебречь силами трения, которые выражаются через производные второго порядка, то уравнения движения газа для трехмерного потока можно представить в следующем виде:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = X - u \frac{\partial u}{\partial x} - v \frac{\partial u}{\partial y} - w \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial t}; \quad (1)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = Y - u \frac{\partial v}{\partial x} - v \frac{\partial v}{\partial y} - w \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial v}{\partial t}; \quad (2)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = Z - u \frac{\partial w}{\partial x} - v \frac{\partial w}{\partial y} - w \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial t}; \quad (3)$$

где p — давление;

ρ — плотность;

x, y, z — координаты, характеризующие положение движущейся частицы газа;

u, v, w — составляющие скорости, параллельные осям координат;

X, Y, Z — массовые силы;

t — время.

Уравнение неразрывности имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho w)}{\partial z} = 0. \quad (4)$$

Уравнение состояния при адиабатическом процессе:

$$p = c \rho^k, \quad (5)$$

где $c = \text{const}$.

Приведенные уравнения представляют собой систему совокупных дифференциальных уравнений с частными производными, интегрирование которых связано с получением произвольных постоянных и произвольных функций. Произвольные постоянные

ные определяются из начальных условий, произвольные функции — из пограничных.

В том случае, если подводящие и выхлопные трубопроводы имеют значительную длину, поток газов в такой схеме можно считать одномерным. Цилиндр, а также выхлопной горшок и ресивер, в первом грубом приближении можно рассматривать как расположенные на пути потока газовые массы, не учитывая аэродинамики течения воздуха и газов в цилиндре. Это допущение позволяет провести приближенное исследование, основанное на приведенных выше уравнениях, которые в данном случае упрощаются. Весьма возможно, что и при коротких подводящих и выхлопных трубопроводах допустимо базироваться при исследовании на подобной схеме; однако решение этого вопроса является особенно сложной задачей. Во всяком случае при решении рассматриваемой задачи целесообразно стремиться к использованию уравнений одномерного потока при условии введения соответствующих поправочных коэффициентов, устанавливаемых на основе опыта.

Пренебрегая массовыми силами, имеем¹:

$$\omega \frac{\partial \omega}{\partial x} + \frac{\partial \omega}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}; \quad (1')$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial (\omega p)}{\partial x} = 0 \quad \text{или} \quad \frac{\partial p}{\partial t} + \omega \frac{\partial p}{\partial x} + \rho \frac{\partial \omega}{\partial x} = 0; \quad (4)$$

$$p = c\rho^k. \quad (5)$$

Уравнение неразрывности при использовании производных по t и x уравнения (5) легко привести к виду:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \omega \frac{\partial p}{\partial x} + pk \frac{\partial \omega}{\partial x} = 0. \quad (4')$$

Уравнения одномерного потока использованы М. А. Левиным, Листом, Пишингером и автором для построения кривых протекания давлений в трубопроводах и цилиндре двигателя. Для малых значений скорости потока и малых давлений, когда форма волны остается при движении примерно постоянной, слагаемыми, имеющими множителем ω , можно пренебречь. В результате введения средней плотности ρ_0 и преобразований уравнения приводятся к следующим:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x}; \quad (1'')$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial x} = -\frac{1}{a^2 \rho_0} \frac{\partial p}{\partial t}. \quad (4'')$$

Интегралы последних уравнений использованы во многих работах при исследовании колебаний в трубопроводах.

¹ В дальнейшем скорость в одномерном потоке будем обозначать ω .

При больших перепадах давлений и больших скоростях форма волны изменяется при движении. Этот вопрос рассматривается в работах Римана [84] и Хюгонио [83].

При наличии волн разрежения отдельные части волны расходятся; отдельные части волн сжатия нагоняют друг друга и в результате непрерывная волна может где-либо обратиться в разрывную (ударную) волну, скорость распространения которой будет больше скорости звука.

В связи с явлениями теплопроводности математический разрыв непрерывности физически невозможен. Скачок давления возникает на отрезке длиной около 0,001 мм, что показано Прандтлем.

4. ВЫХЛОП ДО НАЧАЛА ПРОДУВКИ

Прходные сечения органов распределения обычно рассчитывают на основе уравнений установившегося движения.

Удачным подбором значений начальных параметров, показателя политропы расширения и коэффициентов истечения, которые играют уже роль поправочных коэффициентов, можно привести к удовлетворительному согласованию теорию и практику. Приравнявая в уравнении (1') производную $\frac{\partial w}{\partial t}$ нулю, после простых преобразований получаем:

$$w \frac{\partial w}{\partial x} dx = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{\partial x} dx,$$

$$w dw = -\frac{g}{\gamma} dp,$$

$$\frac{w^2}{2g} = -\int v dp,$$

где v — удельный объем газа, γ — удельный вес.

Принимая процесс расширения газа при истечении адиабатическим и используя соответствующие термодинамические зависимости, приходим к известному уравнению для скорости (теоретической):

$$w = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p v \left[1 - \left(\frac{p_d}{p} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}$$

и далее к уравнению для расхода:

$$G = \mu w f_v \gamma_v = \mu f_v \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \left[\left(\frac{p_d}{p_i} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_d}{p_i} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]} \times \\ \times \sqrt{\frac{p_i}{v_i}} = \mu f_v \psi \sqrt{\frac{p_i}{v_i}},$$

где f_v — площадь сечения выхлопных органов;

μ — коэффициент истечения в период выхлопа до начала продувки.

Для надкритической области выражение расхода имеет вид:

$$G = \mu f_B \psi_{\max} \sqrt{\frac{p_i}{v_i}} = \mu f_B \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \sqrt{\frac{2gk}{k+1}} \sqrt{\frac{p_i}{v_i}}.$$

Истечение газа происходит при изменяющемся объеме и давлении в цилиндре, а также при изменяющемся поперечном сечении выхлопных окон или клапанов. Температура в цилиндре во время данной фазы процесса обычно колеблется в пределах от 500 до 1200°, что соответствует значениям k от 1,29 до 1,32. Приняв $k = 1,3$, получим: $\psi_{\max} = 2,09$.

Приравнивая разность между начальным весом газа в цилиндре и оставшимся количеством его после истечения за t сек. выражению расхода газа за то же время, переходя к дифференциальной форме и преобразуя, получаем следующее соотношение¹:

$$\frac{f_B dt}{V_i} = - \frac{1}{m\mu \sqrt{p_0 v_0}} \frac{\left(\frac{p_i}{p_0}\right)^{\frac{1}{2m} - \frac{3}{2}}}{\psi} d\left(\frac{p_i}{p_0}\right) -$$

$$- \frac{1}{\mu \sqrt{v_0 v_0}} \frac{1}{\psi \left(\frac{p_i}{p_0}\right)^{\frac{1}{2} - \frac{1}{2m}}} \frac{dV_i}{V_i}.$$

Здесь V_i — переменный объем цилиндра, p_0 и v_0 — параметры состояния газа внутри цилиндра в начале процесса, m — показатель политропы расширения в цилиндре. Интегрируя и вынося постоянные множители за знак интеграла, получаем:

$$\int \frac{f_B dt}{V_i} = - \frac{1}{m\mu \sqrt{p_0 v_0}} \int \frac{\left(\frac{p_i}{p_0}\right)^{\frac{1}{2m} - \frac{3}{2}}}{\psi} d\left(\frac{p_i}{p_0}\right) -$$

$$- \frac{1}{\mu \sqrt{p_0 v_0}} \int \frac{1}{\psi \left(\frac{p_i}{p_0}\right)^{\frac{1}{2} - \frac{1}{2m}}} \frac{dV_i}{V_i}.$$

Интегрирование распространяется или на период предвращения процесса, т. е. на процесс до открытия продувочных органов, или на весь процесс выхлопа до момента начала продувки, за который в первом приближении можно принять момент выравнивания давления в цилиндре и ресивере или, точнее, соответствующий значению давления в цилиндре

$$p_n = p_s - (0,1 \div 0,3) \text{ кг/см}^2.$$

¹ Подробнее см. книги Schüle, Technische Thermodynamik, вып. II, 1930; перевод под редакцией М. В. Носова, 1938. Б р и л и н г [2]; О р л и н [11] и др.