TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

#### № 47

1953 г.

Л. Я. ТАБАЧНИКОВ канд. техн. наук

## І. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВОЗМУЩАЮЩЕЙ ФУНКЦИИ, создаваемой выпускными газами двухтактного двигателя внутреннего сгорания

II. К ВОПРОСУ ИССЛЕДОВАНИЯ КОЛЕБАНИЙ Давлений в выпускных системах двухтактных двигателей с газовой турбиной на конце

> ENSV Teaducte Akadeemia Kestraanstondu

P.14732

Серия А



ЭСТОНСКОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО ТАЛЛИН 1953



## I. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВОЗМУЩАЮЩЕЙ ФУНКЦИИ, СОЗДАВАЕМОЙ ВЫПУСКНЫМИ ГАЗАМИ ДВУХТАКТНОГО ДВИГАТЕЛЯ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

Исследования, связанные с изучением влияния динамических процессов, происходящих в трубопроводах двигателей внутреннего сгорания, на мощность двигателя, начали проводиться еще в 1893 году. Однако лишь в последнее время эти исследования приобрели особое значение в связи с введением газотурбинного наддува четырех- и, особенно, двухтактных двигателей.

Отметим, что в четырехтактных двигателях без наддува на рабочий процесс оказывают влияние динамические процессы, происходящие во всасывающих трубопроводах, в то время как в двухтактных — в выпускных трубопроводах. Объясняется это тем, что давление начала сжатия у четырехтактного двигателя определяется давлением перед в сасывающими клапанами в момент их закрытия, а у двухтактного — давлением за выпускными органами (которые обычно закрываются последними).

Так как особенно большие перспективы имеют двухтактные двигатели с прямоточными системами продувок и с газотурбинным наддувом, рассмотрим явления, происходящие в выпускных трубопроводах, которые и влияют на рабочий процесс двухтактного двигателя.

Многие экспериментальные работы (в том числе и автора) показывают, что под влиянием периодических возмущений, создаваемых вытекающими газами, в выпускном трубопроводе возникают вынужденные колебания газов.

При совпадении или кратности собственных частот среды, заполняющей выпускной трубопровод (Л. 7), и

3

частот вынуждающего фактора (будем его называть «возмущением») возникают резонансные колебания.

Эти колебания оказывают существенное влияние на уменьшение или увеличение мощности двухтактных двигателей, особенно с кривошинно-камерной системой продувки. Известны случаи, когда наличие этих колебаний снижало мощность двигателя до <sup>1</sup>/<sub>3</sub> от запроектирован-





ной (Л. 1). На рис. 1 (наверху) показано, как колебания в выпускном трубопроводе (за выпускными органами) ухудшают продувку и наполнение двигателя. Действительно, в период продувки за выпускными органами проходит волна с положительной амплитудой и мешает хорошей очистке цилиндра двигателя. К моменту закрытия выпускных органов пониженное противодавление, создаваемое колебаниями, способствует уменьшению наполнения двигателя, т. е. понижению его мощности.

На рис 1 (внизу) показано, как колебания в выпускном

трубопроводе способствуют наполнению двигателя и увеличению его мощности.

Таким образом, правильно организованные вынужденные колебания в выпускном трубопроводе могут значительно повысить мощность двигателя.

Для теоретического исследования вынужденных колебаний необходимо уметь определить возмущение в функции угла поворота коленчатого вала.

Ниже приводятся соображения, позволяющие определить не только характер возмущения, создаваемого вытекающими газами, но и численные значения гармонических составляющих этого возмущения.

Процесс выпуска у четырехтактных и двухтактных двигателей сходен. Действительно, возмущение, создаваемое выпускными газами четырехтактного двигателя, состойт из двух пик: одного, получающегося при свободном выпуске, другого — вызванного выталкивающим ходом поршня. У двухтактных двигателей, во второй фазе процесса (принужденный выпуск), роль поршня играет продувочный воздух, вытесняющий продукты сгорания. При развитии процесса продувки наблюдается или частичное перемешивание продувочного воздуха с продуктами сгорания (контурные системы продувок) или послойное вытеснение их (прямоточные системы продувок) [Л. 4]. Таким образом следует ожидать, что и у двухтактного двигателя возмущение имеет два пика.

Колебания давлений и скоростей в выпускном трубопроводе четырехтактного двигателя, как уже было сказано, мало влияют на характер возмущения. В двухтактном двигателе это влияние сказывается, в основном, во второй фазе процесса (принужденный выпуск), происходящем при малых перепадах давлений.

Однако в первой фазе вытекает бо́льшая часть продуктов сгорания, обладающая при этом повышенным теплосодержанием. Поэтому будем в дальнейшем предполагать, что реакцией среды на возмущение можно пренебречь.

Можно показать, что продольные колебания газов в выпускных системах, при некоторых допущениях, динамически подобны крутильным колебаниям механических систем с распределенными массами.

Допущение о малой реакции среды (эластические моменты, вызываемые крутильными колебаниями) на возмущающие моменты более оправдано и справедливо при рассмотрении крутильных колебаний, чем при рассмотрении продольных колебаний газов в выпускных трубопроводах.

Возмущением для среды, заполняющей выпускной трубопровод, является скорость или перемещение выпускных газов за выпускными органами. Для определения возмущения воспользуемся методом проф. А. С. Орлина, рассматривающего процесс истечения как процесс квазистационарный (Л. 2 и 3).

При этом предполагается, что при малом угле поворота кривошипа давление и температура в цилиндре двигателя постоянны, а истечение происходит при постоянном перепаде давлений через сечения, которые также предполагаются постоянными на рассматриваемом малом участке поворота коленчатого вала.

Далее делаются следующие допущения:

1. Газ идеальный.

2. Расширение газов в цилиндре происходит по политропическому-, а истечение — по адиабатическому процессу.

3. Давление продувочного воздуха и противодавление постоянны.

Затем выводятся зависимости, позволяющие определить весовой расход воздуха за малый промежуток времени:

$$\Delta G = \frac{P_2 V_2}{RT_2} - \frac{P_1 V_1}{RT_1};$$
(1)

где P, V, T — давление, объем цилиндра и температура, отнесенные к началу (индекс «1») или к концу (индекс «2») рассматриваемого участка. Неизвестными являются параметры газа в конце участка (т. е.  $P_2$  и  $T_2$ ). Для их определения проф. А. С. Орлин (Л. 2 и 3) предлагает следующие зависимости (учитывая, что  $6n \, d\alpha = dt$ ).

а. Надкритическая фаза истечения:

$$P_{2} = \frac{P_{1}}{\left[\frac{\mu_{0}\sqrt{T_{1}}}{0,295(V_{1}-V_{2})}\int f_{\beta}dt + 0,153\ln\frac{V_{2}}{V_{1}} + 1\right]^{\frac{1}{0,115}}};$$
 (2)

б. Подкритическая фаза истечения:

$$P_{2} = \frac{0,305 P_{r}}{\left[\frac{\mu_{1} \sqrt{T_{1}}}{0,166 (V_{1}+V_{2})} \int f_{\beta} dt + 1,77 + 0,27 \ln \frac{V_{2}}{V_{1}}\right] \left(\frac{P_{r}}{P_{1}}\right)^{0,115} - 1,49};$$
(3)

в. Продувка и принужденный выпуск:

$$P_{2} = P_{1} \frac{V_{1}}{V_{2}} \frac{T_{2}}{T_{1}} + \frac{RT_{2}}{V_{2}} \left[ \mu_{s} \frac{\Psi_{s}P_{s}}{\sqrt{RT_{s}}} \int_{0}^{\mathcal{A}t} \mathbf{f}_{s} \mathrm{dt} - \mu_{B} \frac{\Psi_{B}(P_{1}+P_{2})}{\sqrt{RT}} \int_{0}^{\mathcal{A}t} \mathbf{f}_{B} \mathrm{dt} \right], \quad (4)$$

где индексы: «S» — относится к продувочному воздуху, а «B» — выпускным газом, f(t) — площадь проходных сечений (функция времени), а  $\mu$  — коэфициент истечения.

4. Температуру в конце каждого участка  $(T_2)$ , до начала продувки, можно определить из уравнения политропы следующим образом: в период продувки температура в цилиндре зависит от многих факторов, каждый из которых может служить предметом особых исследований.

Исходя из условия полного перемешивания продувочного воздуха и продуктов сгорания (без учета теплоотдачи), пользуясь уравнением теплового баланса, получаем:

$$T_2 = \frac{\varDelta G_s T_s + \frac{PV}{RT} T_1}{\varDelta G_s + \frac{PV}{RT}};$$
(5)

где  $T = \frac{T_1 + T_2}{2}$ , а  $\Delta G_s$  — вес продувочного воздуха, поступающего в цилиндр двигателя за время « $\Delta$ t». Уравнения (4) и (5), определяющие  $P_2$  и  $T_2$ , решаются подбором, что требует значительной затраты времени. При

бором, что требует значительной затраты времени. При этом температура смеси воздуха и остаточных продуктов сгорания на последнем участке получается на 75— 100° больше температуры начала сжатия. Последнее объясняется влиянием неучитываемых потерь на теплоотдачу. Что касается принятия закона изменения температуры в цилиндре во время продувки в виде (Л. 2 и 4)

$$T = T_1 e^{-b\alpha}, \tag{6}$$

где *а* — угол поворота коленчатого вала, то это хотя и ускоряет значительно процесс расчета давлений в ци-

циндре, но при этом получаемая кривая температур по уравнению (6) даже по характеру резко отличается от характера изменения кривой температур, полученных при использовании уравнения (5).

Ряд расчетов, проведенных нами, показывает, что уравнение (6) полезно использовать как первое приближение для определения p = p(a) и  $\Delta G = \varphi(a)$ , знание которых, в свою очередь, дает возможность уточнить температуру в конце каждого участка  $(T_2)$ , пользуясь уравнением (5).





Второе приближение дает значение температуры на последнем участке, мало отличное от температуры начала сжатия; при этом характер изменения температур в цилиндре не искажается.

Таким образом, в результате расчета, проведенного по участкам, определяются значения  $P_2$  и  $T_2$  для конца каждого участка, а затем по уравнению (1) расход газов через выпускные окна.

В дальнейшем получаемую зависимость предлагается использовать для определения возмущения. Отложим по оси абсцисс углы поворота коленчатого вала, а по оси ординат — веса вытекших газов. Соединяя середины ординат (рис. 2) получаемых прямоугольников, мы получим кривую, характеризующую мгновенный расход выпускных газов.

Очевидно, суммарный вес вытекших газов будет соответствовать площади, ограниченной кривой и осью абсцисс.

По уравнению неразрывности это же количество выпускных газов должно войти в выпускной патрубок, где объем газов будет определяться условиями среды в начале патрубка, т. е. ее температурой и давлением.

Каждая порция выходящих газов попадает в область переменных температур и давлений. В целях упрощения



Рис. З. Схема спектра шума выпуска по Калуге.

задачи и возможности получения решения мы уже сделали допущение о постоянстве противодавления.

Возмущение за выпускными окнами может быть задано в виде давлений, перемещений или скоростей. Так, например, Клуге предложил характеризовать спектр шума выпуска четырехтактных двигателей объемными скоростями. Однако закон изменения объемных скоростей заменялся фиктивными в виде прямоугольников (рис. 3). Продолжительность каждого возмущения определялась из весьма грубого предположения, что объем выпускных газов за клапанами увеличивался в 3 раза, а максимальная амплитуда определялась из не менее грубого предположения, что

$$A_{max} = a \cdot S_{cp},\tag{7}$$

где а — скорость звука (в м/сек),

 $S_{cp}$  — среднее значение площади открытия клапана. Эти допущения дают заведомо завышенный результат. Поэтому для четырехтактных двигателей остается справедливым расчетный метод с использованием данных испытаний [Л. 5] при определении объемных скоростей.

Попытка К. Неймана [Л. 6] получить объемную скорость выпускных газов для двухтактного двигателя не может быть признана удачной, т. к. К. Нейман вовсе не рассматривал процесс продувки двигателя и ввел средние значения площадей органов распределения за цикл. Имея мгновенный расход выпускных газов в функции угла поворота коленчатого вала, будем далее исходить из условия, что процесс дросселирования является процессом изотермическим. Газ, вытекающий из цилиндра в трубопровод, расширяется от давления  $P_{i}$  (в цилиндре), до давления  $P_r$  (в выпускном трубопроводе); при этом занимаемый им объем будет равен

$$(\Delta V_r)_i = \Delta G_i \frac{RT_i}{P_r} (M^3), \qquad (8)$$

где  $T_i$  — температура газов в цилиндре (функция угла поворота коленчатого вала),

*P* — противодавление. Объемная скорость:

$$U_i^* = \frac{(\Delta V_r)_i}{\Delta \alpha} = \frac{\Delta G_i}{\Delta \alpha} \frac{RT_i}{P_r} \left( \frac{M^3}{r_{\text{pag}}} \right), \tag{9}$$

ИЛИ

$$U_i^* = 6n \frac{\Delta G_i}{\Delta t} \frac{RT_i}{P_r} \left( \frac{M^3}{ce\kappa} \right); \tag{10}$$

где n — число оборотов двигателя.

Для получения возмущения в виде объемного перемещения достаточно уравнение (9) проинтегрировать по времени.

Вышеприведенные зависимости были использованы для расчета возмущения двух типов двухтактных двигателей с прямоточными системами продувок — прямоточно-клапанной (двигатель 8Д  $\frac{165}{178}$ , при 1270 об/мин. развивает мощность в 500 лс) и прямоточно-щелевой (1НК-65, при 1200 об/мин. развивает мощность в 10 лс).

Сравнение результатов показывает, что у двигателя 8Д 165 178 объемная скорость истечения нарастает медленней, чем у двигателя 1НК-65, что объясняется более медленным нарастанием время-сечения у первого (с прямоточно-клапанной системой продувки).

Далее, полученную периодическую функцию с периодом, равным  $2\pi$ , заданную в интервале от  $a_1^0 - a_2^0$  (период открытия выпускных органов) и равную нулю в остальных точках, раскладываем в тригонометрический ряд и получаем гармонические составляющие возмущения, задаваемого в виде объемной скорости.

Для получения возмущения в виде объемного перемещения используем то обстоятельство, что ряд для объемных перемещений  $(W_i)$  получается простым интегрированием функции  $U_i^*$ ; при этом, как известно, сходимость ряда улучшается.

Воспользуемся опубликованными результатами расчета выпуска и продувки двигателя  $8 \prod \frac{165}{178}$  [Л. 4]. Определяем весовую и объемную скорости выпускных газов (рис. 4), заданных в интервале от  $a_1 = 94,25^{\circ}$ до  $a_2 = 227,5^{\circ}$ .

Раскладываем полученную периодическую функцию для объемной скорости в ряд

 $U_i^* = 174, 5 \cdot n + 305n \cos(\omega t + 142^\circ) +$ 

 $+ 140,2 \cdot n \cos(2\omega t + 293^{\circ}) + 99,2n \cos(3\omega t + 20^{\circ}) +$ 

 $+ 107,2n\cos(4\omega t + 112^{\circ}10') + 112n\cos(5\omega t + 238^{\circ}20') +$ 

 $+79,7n\cos(6\omega t + 10^{\circ}15') + 39,2n\cos(7\omega t + 132^{\circ}15') +$ 

$$+26,6n\cos(8\omega t + 202^{\circ}) + 38,4n\cos(9\omega t +$$

 $+ 224^{\circ}20') + \dots \frac{M^3}{CEK}$ 

После интегрирования получаем гармонические коэфициенты возмущающей функции, заданной в виде объемных перемещений. Учитывая, что площадь сечения вы-



пускного патрубка равна 100 см<sup>2</sup>, получаем гармонические коэфициенты в виде перемещений:

 $\begin{array}{l} C_0 = 1,74nt \ \mathrm{cm} = 0,017 \ \ \mathrm{m}; \ C_5 = 2,15 \ \mathrm{cm} = 0,0215 \ \mathrm{m}; \\ C_1 = 29,2 \ \mathrm{cm} = 0,292 \ \mathrm{m}; \\ C_2 = 3,16 \ \mathrm{cm} = 0,067 \ \mathrm{m}; \\ C_3 = 3,16 \ \mathrm{cm} = 0,0316 \ \mathrm{m}; \\ C_4 = 2,68 \ \mathrm{cm} = 0,0268 \ \mathrm{m}; \\ \end{array} \begin{array}{l} C_5 = 2,15 \ \mathrm{cm} = 0,0215 \ \mathrm{m}; \\ C_6 = 1,28 \ \mathrm{cm} = 0,0128 \ \mathrm{m}; \\ C_7 = 0,538 \ \mathrm{cm} = 0,0054 \ \mathrm{m}; \\ C_8 = 0,319 \ \mathrm{cm} \approx 0,0032 \ \mathrm{m}; \\ C_4 = 2,68 \ \mathrm{cm} = 0,0268 \ \mathrm{m}; \\ \end{array} \begin{array}{l} C_9 = 0,41 \ \mathrm{cm} = 0,0041 \ \mathrm{m}; \ \mathrm{m} \ \mathrm{m}. \ \mathrm{m}. \ \mathrm{m}. \end{array}$ 

Из рассмотрения гармонических коэфициентов для возмущения, заданных в виде перемещений, видно, что наибольшей является 1-ая гармоника. Это объясняет и тот факт, что резонансные колебания 1-го порядка (для одноцилиндрового двигателя) более всего влияют на мощность, развиваемую двигателем.

На рис. 5 приведены результаты расчета, проведенного для определения весовой и объемной скоростей выпускных газов у двигателя 1НК-65. Гармонические коэфициенты для возмущения, заданного в виде скорости (площадь сечения патрубка равна 38,5 см<sup>2</sup>), будут равны:

$$U_0 = 13,7 \frac{M}{ce\kappa}; \quad U_1 = 23,6 \frac{M}{ce\kappa}; \quad U_2 = 14,65 \frac{M}{ce\kappa}$$
 и т. д.

Гармонические коэфициенты возмущающей функции, заданной в виде перемещения, будут следующие:

$$C_1 = 0,189$$
 м;  $C_2 = 0,0594$  м;  $C_3 = 0,0191$  м;  
 $C_4 = 0,0224$  м;  $C_5 = 0,0210$  м.

Как и для двигателя  $8 \prod \frac{165}{178}$ , здесь наиболее сильной получается первая гармоника возмущения.

ВЫВОДЫ. Знания гармонических коэфициентов возмущения (полученного в виде объемной скорости или объемного перемещения) позволяют провести исследование вынужденных колебаний газов в выпускном трубопроводе двухтактного двигателя, т. е. определить фазу и



амплитуду колебаний давлений за выпускными органами и в любом месте выпускного трубопровода. Результаты этого исследования дадут возможность провести уточненный расчет продувки двигателя, правильно спроектировать выпускную систему, являясь к тому же этапом, позволяющим уточнить расчет газовой турбины, которая работает на пульсирующем потоке выпускных газов двигателя.

#### ЛИТЕРАТУРА

 А. А. Рябцов — «О механизме явлений в выхлопном устройстве двухтактного двигателя». Дизелестроение № 1 — 1938 г. 2. А. С. Орлин — «Двухтактные быстроходные двигатели»,

2. А. С. Орлин — «двухтактные оыстроходные двигатели», ГОНТИ — 1947 г.

3. А. С. Орлин — «Двухтактные легкие двигатели», Машгиз, 1950 г.

4. В. А. Ваншейдт — «Судовые двигатели внутреннего сгорания», (теория) 1950.

5. Л. И. Инзель — «Основы глушения шума выхлопа двигателей внутреннего сгорания», Машгиз, 1949 г.

6. K. Neuman — «Die Dynamische Wirkung der Abgassäule in den Auspuffleitungen von Kolbenmaschinen» VDJ Bd. 63 — 1919 г.

7. Л. Табачников — «К вопросу о динамических процессах, происходящих в выпускных трубопроводах двухтактных двигателей». Труды Ленинградского кораблестроительного института Выпуск Х — 1952 г.

## II. К ВОПРОСУ ИССЛЕДОВАНИЯ КОЛЕБАНИЙ ДАВЛЕНИЙ В ВЫПУСКНЫХ СИСТЕМАХ ДВУХТАКТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ С ГАЗОВОЙ ТУРБИНОЙ НА КОНЦЕ

#### § 1. Постановка вопроса

Динамические явления, происходящие в выпускных системах двигателей (и особенно у двухтактных), в последнее время привлекают все бо́льшее и бо́льшее внимание со стороны исследователей.

Объясняется это тем, что индикаторная мощность двигателей зависит от коэффициента наполнения рабочего цилиндра, который во многом определяется давлением в цилиндре двигателя в начале сжатия.

В свою очередь, давление в начале сжатия зависит от динамических процессов, происходящих во всасывающих (четырехтактных) или выпускных (двухтактных) системах двигателей.

Особенно большие перспективы имеют двухтактные двигатели с наддувом. Однако у них динамические явления в трубопроводе за выпускными органами оказывают еще бо́льшее влияние как на работу двигателя, так и на работу газовой турбины [Л. 12 и 15]. Даже у четырехтактных двигателей с газотурбинным наддувом, у которых давление вначале сжатия определяется, в основном, давлением перед всасывающими клапанами, динамические явления в выпускном трубопроводе потребовали создания разделенных трубопроводов [Л. 1].

Отметим, что установка газовой турбины обычно увеличивает противодавление, а следовательно, и давление продувочно-наддувочного воздуха.

Однако если в период продувки двухтактного двигателя давление за выпускными органами будет ниже

2 Л. Я. Табачников.

среднего (за счет колебательных процессов) — установка газовой турбины может лишь незначительно повысить сопротивление продувочно-выпускной системы.

Аналитические исследования динамических процессов, происходящих в выпускных системах, обычно проводятся для систем одноцилиндрового двигателя. При этом рассматривается прямой трубопровод постоянного сечения, открытый в атмосферу. Иногда полученные результаты, без достаточных на то оснований, переносят на выпускные системы с газовой турбиной на конце [Л. 5 и 6].

При исследовании этих вопросов обычно исходят из двух различных точек зрения. Первая — рассматривает газ как тело, лишенное упругости. Тогда движение частицы газа в любом месте трубопровода является функцией только времени. Столб газа, заполняющий трубопровод, получает ускорение как неупругое тело [Л. 3, 5, 11, 15, 16 и др.].

Лауреат Сталинской премии проф. А. С. Орлин, весьма много и успешно работающий в этой области, показал [Л. 4], что результаты опытов и расчетов (базирующихся на формулах, полученных из рассмотрения газа как неупругой среды) удовлетворительно совпадают только для коротких трубопроводов. Приближенные зависимости, предлагаемые Кругловым [Л. 5], в основу которых положена методика проф. Орлина, также имеют весьма ограниченное применение.

Вторая точка зрения рассматривает газ, заполняющий выпускной трубопровод, как упругую среду, в каждой точке которой давление, скорость, перемещение являются функцией времени и положения данной точки вдоль выпускного трубопровода [Л. 6, 7, 8, 12, 17 и др.]. Проведенные эксперименты показывают, что последняя точка зрения более правильна.

Аналитические исследования динамических явлений в выпускных трубопроводах многоцилиндровых двухтактных двигателей, по утверждению некоторых авторов [Л. 15, 18, 19], не могут быть проведены из-за трудностей исследования. Однако имеются попытки решить и эту задачу [13, 20, 21]. В результате проведения динамической аналогии между продольными колебаниями газов и колебаниями кручения механических систем с распределенными массами были получены [Л. 8] уравнения, позволяющие подсчитать собственные частоты ряда выпускных систем. Результаты расчетов удовлетворительно совпали с результатами опытов. Эксперименты показали также, что и в коротких трубопроводах наблюдались колебания давлений (и скоростей) высоких частот.

Наибольший интерес представляют исследования свободных и вынужденных колебаний в выпускных системах двухтактных двигателей с газотурбинным наддувом.

Ниже приводится приближенный метод определения амплитуд и фаз колебаний давлений в любом месте выпускного трубопровода с газовой турбиной на конце.

Газовая турбина может быть заменена, с достаточной для практики степенью точности, диафрагмой эквивалентного сечения («Эквивалентной диафрагмой»). Проведенные эксперименты показали [Л. 9], что такая замена вполне возможна. Таким образом, при изложении, далее мы будем рассматривать выпускной трубопровод с диафрагмой на конце.

Измерения, проведенные на работающих двигателях, показывают, что падение давлений вдоль выпускных систем равно нескольким единицам или десяткам мм ртутного столба.

Введение в рассмотрение диафрагмы позволяет пренебречь всеми видами сопротивлений, по сравнению с сопротивлением диафрагмы. Действительно, перепад давлений в турбине доходит до нескольких сотен мм ртутного столба.

Исследуя колебания давлений с учетом сопротивления только диафрагмы (пренебрегая всеми остальными видами сопротивлений), находим динамическую аналогию с колебаниями кручения, возникающими в судовой установке. Известно, что при одноузловой форме колебаний кручения, винт совершает колебания большой амплитуды. При этом работа сил сопротивлений винта во много раз превосходит демпфирование от других видов сопротивлений (например, упругий гистерезис, трение о

2\*

воздух, демпфирование генератора и т. д.). Поэтому при расчете амплитуд вынужденных колебаний одноузловой формы обычно принимается во внимание только работа демпфирования винта.

### § 2. Вынужденные колебания газов в выпускном трубопроводе одноцилиндрового двигателя с диафрагмой на конце.

Рассмотрим выпускной трубопровод, объединяющий несколько цилиндров, с диафрагмой на конце. Очевидно, что вынужденные колебания будут происходить вследствие возмущений, создаваемых за выпускными органами (окна, клапаны), и возмущения, создаваемого наличием диафрагмы.



Рис. 1.

Под «возмущением» мы будем понимать перемещение частиц газа (или их скорость), создаваемое выпускными газами в начале выпускного трубопровода или перед диафрагмой. Схематически (рис. 1) возмущения можно представить в виде перемещения (или скорости) поршней, установленных в начале трубопровода (возмущения, создаваемые газами за выпускными органами) и в месте установки диафрагмы (возмущение, создаваемое диафрагмой).

Обозначим возмущения, у цилиндров « $W_i$ » (предполагаем их заданными), а у диафрагмы — «R». Тогда колебания давлений перед диафрагмой будут равны геометрической сумме

$$\overrightarrow{P} = \overrightarrow{P}_W + \overrightarrow{P}_R,$$

(1)

где  $P_W$  — давления, создаваемые у диафрагмы возмущениями, заданными у цилиндров, а

 $\tilde{P}_{R}$  — давления, создаваемые у диафрагмы возмущениями (R), возникшими в результате действия самой диафрагмы.

Механическая система, динамически эквивалентная рассматриваемой, может быть представлена в виде многоцилиндрового двигателя, на конце которого насажен диск с вязким трением. Для определения амплитуд колебаний в месте посадки диска следует рассмотреть колебания от момента, эквивалентного всем моментам, дей-



Рис. 2.

ствующим слева от диска (момент «M»), и от момента, создаваемого силой сопротивления диска с вязким трением, помещенного в конце валопровода (момент «T»). Предположим, что сопротивление диафрагмы (также как и сопротивление, создаваемое вязким трением) п р оп о р ц и о н а л ь н о п е р в о й с т е п е н и с к о р о с т и. Такая зависимость близка к действительности, что объясняется тем, что малые колебания скоростей и давлений происходят около установившегося движения, скорость которого не равна нулю. На участке, далеко отстоящем от начала координат (рис. 2), несмотря на общую квадратичную зависимость между расходом и перепадом давлений, при малых отклонениях, эта зависимость может быть принята, с достаточной степенью точности, линейной. Это делает возможным в динамически эквивалентной механической системе, совершающей колебания кручения, вместо диафрагмы на конце трубопровода представить диск на конце валопровода с вязким трением, сопротивление которого пропорционально первой степени скорости.

Порядок определения  $\overrightarrow{P}_{W}$  и  $\overrightarrow{P}_{R}$  перед диафрагмой будет следующий:

Рассмотрим какую-либо гармонику (например первую) возмущения, создаваемого выпускными газами, выходящими через выпускные органы (окна, клапана и т. д.). На общем ходе рассуждения выбор гармоники не сказывается. (Порядок определения возмущения дан в статье [Л. 10]). Тогда возмущение слева от диафрагмы может быть представлено в виде

$$W = \sum_{i=1}^{N} W_i \sin\left(\omega t + \varphi_i\right), \qquad (2)$$

где  $W_1, W_2 \ldots$  амплитуды колебаний перемещений слева от диафрагмы, вызванные возмущениями, создаваемыми за выпускными органами I, II и др. цилиндров двигателя.

 $\varphi_1, \varphi_2 \dots$  соответствующие фазовые углы.

Для простоты рассмотрим вначале прямой выпускной трубопровод одноцилиндрового двигателя с заданным возмущением на одном конце и диафрагмой на другом (рис. 3). В начале трубопровода возмущение равно (фазовый угол принят = 0)

 $W_{\rm I} = W_1 \sin \omega t \,. \tag{3}$ 

Возмущение, создаваемое диафрагмой, можно представить в виде

$$R_{\rm I} = R_1 \sin (\omega t - \delta), \qquad (4)$$

где амплитуда «R<sub>1</sub>» и фазовый угол «δ» подлежат определению.

Обозначим «*P<sub>g</sub>*» действительную амплитуду давлений. «*W<sub>g</sub>*» действительную амплитуду перемещений. Рассмотрим участок трубопровода от цилиндра двигателя до диафрагмы. Перемещения в любой точке трубопровода выражаются равенством [Л. 8]

$$W = W_0 \sin\left(\frac{\omega}{a}x + \gamma\right) \sin \omega t, \tag{5}$$

где W<sub>0</sub> — амплитуда колебаний перемещений,

- ω частота колебаний,
- а средняя скорость распространения колебаний;
- у фазовый угол.

За положительное направление принимаем направление от двигателя к диафрагме (рис. 3). На границе слева (x = 0) задано перемещение уравнением (3). Поэтому

$$W_0 = \frac{W_1}{\sin\gamma} \tag{5a}$$



Рис. 3.

полагаем, что в месте установки диафрагмы (x = l) трубопровод закрыт (действие диафрагмы заменено перемещением газов, подчиняющихся закону, выраженному уравнением 4).

Следовательно, при x = l; W = 0;  $\sin\left(\frac{\omega l}{a} + \gamma\right) = 0$ ;  $\frac{\omega l}{a} + \gamma = \kappa \pi$  при  $\kappa = 0$ ;  $\gamma = -\frac{\omega l}{a}$  $\sin \gamma = -\sin\frac{\omega l}{a}$ .

Переписав уравнение (5а), получаем его в виде:

$$W_0 = -\frac{W_1}{\sin\frac{\omega l}{a}}.$$
 (56)

Колебания давлений вдоль трубопровода могут быть выражены уравнением [Л. 8]

$$P_{WX} = -\varrho_0 \cdot \omega \cdot W_0 \cdot \cos \frac{\omega}{a} (x - l) \sin \omega t.$$
 (6)

где  $\varrho_0$  — средняя плотность газа. Учитывая равенство (56), получаем:

$$P_{WX} = + \varrho_0 \cdot a \cdot \omega \cdot W_1 \frac{\cos \frac{\omega}{a} (x - l)}{\sin \frac{\omega l}{a}} \sin \omega t; \qquad (7)$$

при x = l

$$\mathcal{P}_{Wl} = \frac{\varphi_0 \cdot a \cdot \omega}{\sin \frac{\omega l}{a}} W_1 \sin \omega t; \qquad (7A)$$

где *Р<sub>w1</sub> —* колебания давлений в конце трубопровода при условии, что конец трубопровода закрыт.

Колебания давлений перед диафрагмой вследствие перемещения, которое эквивалентно возмущению, создаваемому диафрагмой, выражаются уравнением

$$R = R_0 \sin\left(\frac{\omega x}{a} + \gamma^*\right) \sin\left(\omega t - \delta\right), \tag{8}$$

где γ<sup>\*</sup> — фазовый угол, подлежащий дальнейшему определению. Оставляя прежним положительное направление отсчета, для колебаний давлений получаем равенство:

$$P_{RX} = -\varrho_0 \cdot a \cdot R_0 \cos\left(\frac{\omega x}{a} + \gamma^*\right) \sin\left(\omega t - \delta\right); \quad (9)$$

Зная, что при x = 0  $R = R_1 \cdot \sin(\omega t - \delta)$ при x = -l R = 0; (место действия перемещения  $W_1$  — для диафрагмы является закрытым концом). Определяем:

$$P_{R0} = -\varrho_0 \cdot a \cdot \omega \cdot R_1 \operatorname{ctg} \frac{\omega l}{a} \sin \left(\omega t - \delta\right); \tag{10}$$

где  $P_{R}$  — колебание давлений в конце трубопровода от возмущений, создаваемых диафрагмой. Обозначим:

$$\frac{\varrho_{0} \cdot a \cdot \omega}{\sin \frac{\omega l}{a}} = K_{1};$$

$$- \varrho_{0} \cdot a \cdot \omega \cdot \operatorname{ctg} \frac{\omega l}{a} = K_{2};$$
(11)

Из уравнений (7А), (10) и (11) получаем следующие

$$\left.\begin{array}{l}
P_{Wl} = K_1 W_1 \sin \omega t; \\
P_{R_0} = K_2 R_1 \sin (\omega t - \delta); \\
K_2 = -K_1 \cos \frac{\omega l}{a};
\end{array}\right\}$$
(12)

В системе уравнений (12) нам неизвестны амплитуда  $(R_1)$  и фазовый угол ( $\delta$ ). После их определения легко могут быть найдены амплитуда и фазовый угол колебаний давлений, имеющиеся в действительности.

Перед диафрагмой происходят колебания не только давлений, но скоростей и перемещений газов.



Рис 4.

Очевидно, что колебания действительных скоростей  $(U_g)$  о пережают колебания действительных перемещений  $(W_g)$  на угол  $=\frac{\pi}{2}$ . Полагаем, что сопротивление диафрагмы пропорционально первой степени скорости. Колебания скоростей находятся в одной фазе с колебанием давлений. Отсюда следует, что колебания действительных перемещений отстают на угол  $=\frac{\pi}{2}$  от колебаний действительных давлений. Дальнейшее решение задачи удобно и наглядно проводится геометрическим способом (рис. 4).

Отложим по горизонтали вектор  $P_{wi}$ , имеющий нулевую фазу. Тогда вектор  $P_{R0}$  направлен под углом  $\delta$  к горизонтали. Вектор действительных колебаний давлений  $(P_g)$  будет о пережать вектор  $P_{R0}$  (равный вектору  $W_g$  — действительным колебаниям перемещений) на угол  $=\frac{\pi}{2}$ .

Из построений следует, что неизвестные амплитуды колебаний равны:

$$P_g = P_{Wl} \cos\left(\delta - \frac{\pi}{2}\right) = P_{Wl} \sin\delta; \qquad (13)$$

$$P_{R_0} = P_g \operatorname{tg} \left( \delta - \frac{\pi}{2} \right) = -P_g \operatorname{ctg} \delta; \qquad (14)$$

Но из равенств (12) и (14) следует, что

$$P_{R_0} = K_2 R_1 = -P_g \operatorname{ctg} \delta; \qquad (15)$$

Учитывая же уравнение (13), получаем

$$P_{R_0} = -P_g \operatorname{ctg} \delta = -P_{WI} \cos \delta; \qquad (15A)$$

Для определения 3-х неизвестных ( $P_g$ ,  $R_1$ ,  $\delta$ ) мы имеем только два уравнения (15 и 15А). Третье уравнение может быть получено при использовании зависимости между сопротивлением диафрагмы и колебанием скорости.

Пренебрегая изменением плотности в диафрагме, напишем уравнение движения газов в виде

$$\varrho_0 \cdot U \cdot \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial x}.$$

Интегрируя вдоль линии тока

$$\frac{\varrho_0}{2} \left( U_{gp}^2 - U_{mp}^2 \right) = P_{mp} - P_a \,, \tag{16}$$

где  $U_{gp}$  и  $U_{mp}$  — скорости в диафрагме и трубопроводе соответственно  $P_{mp}$  и  $P_a$  — давление в трубопроводе и за диафрагмой (снаружи). Путем преобразований уравнения (16) и уравнения неразрывности, написанного в виде:

$$U_{mp}f_{mp} = \mu \cdot U_{gp} \cdot f_{gp} \tag{17}$$

(где и — коэффициент расхода) получаем уравнение

$$\frac{\varrho_0 \cdot U_{mp}^2}{2} \left[ \left( \frac{f_{mp}}{\mu f_{gp}} \right)^2 - 1 \right] = P_{mp} - P_a \qquad (18)$$

Обозначим

$$\left(\frac{f_{mp}}{\mu \cdot f_{gp}}\right)^2 - 1 = \xi , \qquad (19)$$

где *ξ* — коэффициент диафрагмы, а

 $\mu \cdot f_{gp}$  — площадь эквивалентного сечения.

Уравнение (18) можно переписать в более удобном для исследования виде:

$$\xi \frac{\varrho_0}{2} U_{mp}^2 = P_{mg} - P_a.$$
 (20)

Будем полагать, что наружное давление (*P*) величина постоянная, а скорость и давление в трубопроводе представим в виде:

$$P_{m_{p}} = \overline{P}_{m_{p}} + \Delta P_{m_{p}} = \overline{P}_{m_{p}} \left( 1 + \frac{\Delta P_{m_{p}}}{P_{m_{p}}} \right);$$

$$U_{m_{p}} = \overline{U}_{m_{p}} + \Delta U_{m_{p}} = \overline{U}_{m_{p}} \left( 1 + \frac{\Delta U_{m_{p}}}{\overline{U}_{m_{p}}} \right);$$

$$(21)$$

где  $\overline{P}_{mp}$ ,  $\overline{U}_{mp}$  — средние значения давлений и скоростей,  $\Delta P$  и  $\Delta U$  — переменные части давлений и скоростей. Подставляя в равенство (20), получаем:

$$\xi \frac{\varphi_0}{2} \overline{U}_{mp}^2 \left( 1 + \frac{\mathcal{A}U}{\overline{U}_{mp}} \right)^2 = \overline{P}_{mp} \left( 1 + \frac{\mathcal{A}P}{\overline{P}_{mp}} \right) - P; \qquad (20A)$$

Пренебрегая в уравнения 20А второй степенью отношения  $\frac{\Delta U}{U_{mp}}$ , получаем следующие два уравнения:

$$\xi \frac{\varrho_0}{2} \overline{U}_{mp}^2 = \overline{P}_{mp} - P_a; \qquad (22)$$

$$\xi \cdot \varrho_0 \cdot U_{mp} \cdot \varDelta U_{mp} = \varDelta P_{mp}. \tag{23}$$

Исследуем равенство (23), т. к. оно дает зависимость между колебанием скоростей и давлений перед диафрагмой. Перейдем к принятым обозначениям

$$\Delta U_{mp} = \frac{\delta}{\delta_t} (\overline{R}_1) = \frac{\delta}{\delta_t} [R_1 \sin (\omega t - \delta)] = \omega R_1 \cos (\omega t - \delta);$$
  
$$\Delta P_{mp} = \overline{P}_g \sin \left(\omega t - \delta + \frac{\pi}{2}\right) = P_g \cos (\omega t - \delta).$$

27

Подставляя в уравнение (23), получаем

$$\xi \cdot \varrho_0 \cdot U_{mp} \cdot \omega \cdot R_1 = P_g,$$

откуда

$$R_1 = \frac{P_g}{\xi \cdot \varrho_0 \cdot \overline{U}_{mp} \cdot \omega}; \qquad (24)$$

обозначим

$$\frac{1}{\xi \cdot \varrho_0 \cdot \overline{U}_{mp} \cdot \omega} = K_0; \tag{25}$$

и перепишем уравнение (24) в виде:

$$R_1 = K_0 P_g. \tag{24A}$$

Из уравнений (15) и (24А) следует

$$K_2 \cdot R_1 = K_2 \cdot K_0 \cdot P_g = -P_g \operatorname{ctg} \delta;$$

ИЛИ

$$K_2 \cdot K_0 = -\operatorname{ctg} \delta. \tag{26}$$

Теперь можно определить и остальные неизвестные. Из уравнения (13)

$$P_{g} = P_{wl} \cdot \sin \delta = \frac{P_{wl}}{\sqrt{1 + (K_{0} \cdot K_{2})^{2}}};$$
(27)

и из равенства (15)

$$R_1 = \frac{k_0 \cdot P_{wl}}{\sqrt{1 + (K_0 \cdot K_2)^2}}.$$
(28)

Уравнения 26, 27 и 28 полностью определяют все неизвестные  $(\delta, P_g, R_1)$ .

Уравнения были выведены при условии отсутствия резонанса. При резонансе (например, одноузловой формы колебаний)

$$\sin \frac{\omega l}{a} = 0; \qquad \frac{\omega l}{a} = \pi$$
  

$$K_1 \to \infty;$$
  

$$K_2 \to \infty.$$

Из уравнения (28) следует, что:

$$R_1 \bigg| = \lim_{\substack{K_1 \to \infty \\ K_2 \to \infty}} \frac{K_0 \cdot K_1 \cdot W_1}{\sqrt{1 + (K_0 \cdot K_2)^2}} = \lim_{K_2 \to \infty} \frac{W_1}{-\cos\frac{\omega l}{a}\sqrt{\left(\frac{1}{K_0 K_2}\right)^2 + 1}}$$

$$R_1 |_{K_0 \to \infty}^{K_1 \to \infty} = \pm W_1; \qquad (29)$$

т. е. величина  $R_1$  является конечной. Заметим, что по равенству (26) при изменении « $K_2$ » в пределах от  $0 \le K_2 \le \infty$  фазовый угол меняется в пределах  $\frac{\pi}{2} \le \delta \le \pi$ , т. е. угол « $\delta$ » является тупым.

Таким образом могут быть определены колебания давлений перед диафрагмой в выпускном трубопроводе одноцилиндрового двигателя как в случае резонанса, так и вдали от него.

Уравнения (7) и (10) позволяют определить колебания давлений в любом месте трубопровода.

### § 3. Определение колебаний давлений перед диафрагмой в коллекторе многоцилиндрового двигателя с диафрагмой на конце

Если при резонансе в выпускном трубопроводе одноцилиндрового двигателя, амплитуды перед диафрагмой равнялись таковым в начале трубопровода — в коллекторе многоцилиндрового двигателя такая зависимость не соблюдается.

Будем полагать, как и ранее, что возмущения за выпускными органами рабочих цилиндров заданы в виде перемещений (будем их называть «возмущениями у цилиндров»), сдвинутых друг относительно друга на фазовый угол. Для двухтактных двигателей это смещение равно углу заклинки кривошипа относительно кривошипа, принятого за начальный. При дальнейшем исследовании рассмотрим отдельно синусную и косинусную составляющие возмущения у цилиндра; т. е.

$$W_{\rm I} = W_1 \sin (\omega t + \psi_1)$$
  
 $W_{\rm II} = W_2 \sin (\omega t + \psi_2)$  и т. д.,

где W1, W2 — амплитуда возмущений, а

29

 $\psi_1, \psi_2$  — фазовые углы возмущения у I, II и др. цилиндров.

Возмущение на *Р*-том цилиндре можно представить в виде

 $W_p = W_p \sin(\omega t + \psi_p) = A_p \sin \omega t + B_p \cos \omega t$ 

где  $A_p = W_p \sin \psi_p$ ,  $B_p = W_p \cos \psi_p$ .

Как видно из формы аргументов, мы рассматриваем первый порядок возмущения, что, конечно, не сказывается на общности дальнейших исследований.

Рассмотрим выпускную систему с числом цилиндров равным «*P*». Предположим, что возмущение задано в виде:

$$W_{\rm I} = A_1 \sin \omega t, \tag{30}$$

приложено только за выпускными органами 1-го цилиндра, — возмущения у всех других цилиндров равны нулю. В конце трубопровода стоит диафрагма, действие которой на колебания мы представим в виде задаваемого периодического перемещения.

Исходя из этих допущений, производим вычисление действительных апмлитуд колебаний давлений, а также определяем и фазовый угол.

При графоаналитическом способе определения собственных частот мы предполагали, что выпускные органы цилиндров закрыты [Л. 8], и построение начинали с точки, лежащей на оси абсцисс (оси давлений). При условии, что в конце открытого трубопровода отсутствуют колебания давлений, в случае правильного определения собственной частоты, последняя точка построения попадала на ось ординат (ось перемещений).

При вынужденных колебаниях (при заданном перемещении) построения начинаются из некоторой точки, не лежащей на оси обсцисс. Ордината этой точки будет соответствовать, в масштабе чертежа, заданному перемещению.

Конечные значения амплитуд давлений и перемещений для гармонических составляющих возмущений не зависят от масштаба построений, что следует непосредственно из физической сущности колебаний и легко доказывается графическими построениями. Предполагая затем, что перемещения заданы только во 2-ом цилиндре в виде

$$W_{\rm II} = A_2 \cdot \sin \omega t, \tag{30A}$$

пользуясь таким же методом, определяем колебания давлений и перемещений перед диафрагмой, от возмущения  $W_{\rm II}$ .

Задавая последовательно возмущения в виде уравнения (30) у цилиндров II, III, IV и т. д., определяем соответствующие им колебания давлений и перемещений в месте установки диафрагмы. Геометрическая сумма их дает суммарные вектора колебаний давлений и перемещений перед диафрагмой от синусных составляющих возмущений, приложенных у цилиндров.

Повторяем аналогичные построения для косинусных составляющих возмущений, заданных у цилиндров; в результате геометрического сложения получим суммарные вектора колебаний давлений и перемещений перед диафрагмой от косинусных составляющих возмущений.

Суммированием составляющих получим вектора, определяющие амплитуду и фазовый угол колебаний давлений и перемещений перед диафрагмой от возмущений, заданных на цилиндрах. Обозначим их соответственно через  $\overline{W}^*$  и  $\overline{P}^*$ .

Однако действительное значение вектора  $\overline{P}_{g}$  отличается от полученного ( $\overline{P}^{*}$ ) вследствие влияния диафрагмы.

Обозначим действительные значения векторов колебаний давлений и перемещений соответственно через « $\overline{P}_{g}$ » и « $\overline{R}$ ».

Диафрагма своим действием вызывает перемещение  $\ll R_1 \gg$ , равное по величине  $\ll W^* \gg$  (полученному нами перед диафрагмой от возмущений, заданных у цилиндров).

Амплитуда перемещения, вызываемая диафрагмой, связана с амплитудой действительных давлений равенством (см. равенство 24А).

$$R_1 = k_0 \cdot P_g.$$

Зная, что сдвиг фаз равен  $\frac{\pi}{2}$ , определяем вектор  $\overline{P}_{g}$ .

Величина « $k_0$ » определяется из равенства (25). Вектор  $\overline{P}_g$ , дающий закон колебаний давлений перед диафрагмой (с учетом сопротивления диафрагмы), отличается от вектора  $\overline{P}^*$  по величине и фазе, что объясняется наличием свободных колебаний ( $\overline{P}_{cb}$ ). Очевидно, (рис. 5)

$$\overline{P}_g = \overline{P} + \overline{P^*}.$$
(31)

Зная  $P_{cb}$  перед диафрагмой, определяем, при резонансе, колебания давлений в любом сечении трубопровода многоцилиндрового двигателя с диафрагмой на конце.



Рис. 5.

По диаграммам, построенным для вынужденных колебаний (синусная и косинусная составляющие), мы определяем составляющие для интересующего нас сечения. Величина амплитуды свободных колебаний давлений для данного сечения находится из графического построения, служащего для определения частоты свободных колебаний. Зная величину  $\overline{P}_{cb}$  для конца трубопровода, определяем величину  $\overline{P}_{cb}$  для рассматриваемого сечения (напомним, что при расчете частот свободных колебаний значения амплитуд колебаний давлений и перемещений были выбраны нами произвольно, т. к. абсолютные значения их нас не интересовали). Суммируя три вектора (синусную и косинусную составляющую вектора  $\overline{P}^*$  для данного сечения с вектором  $\overline{P}_{cb}$ ), определяем амплитуду и фазу колебаний давлений для данного сечения.

# § 4. Сравнение расчетных и экспериментальных данных

Рассмотрим, в качестве первого примера, вынужденные колебания газов в выпускном трубопроводе двигателя 1HK-65 (рис. 6). Выпускной трубопровод диаметром 70 мм имел длину 7,45 м; диафрагма диаметром 12,1 мм установлена на расстоянии 6,57 м от выпускных окон. При давлении  $P_r = 1,37$  кг/см<sup>2</sup> и средней темпера-



Рис. 6.

туре выпускных газов  $T_r = 623^\circ$  абс. средняя плотность выпускных газов равна:

$$\varrho_0 = \frac{P_r}{g \cdot R \cdot T_r} = \frac{1,37 \cdot 10^4}{9,81 \cdot 29,3 \cdot 623} = 0,0765 \frac{\kappa \Gamma \cdot c \epsilon \kappa^2}{M^4},$$

где R — газовая постоянная, принимаемая равной 29,3  $\frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{кг}^{\circ} \text{абс}};$ 

g — ускорение силы тяжести, равное 9,81 м/сек<sup>2</sup>. Дроссельное число (19)

$$\xi = \left(\frac{F_{mp}}{f_{_{\theta K \theta}}}\right)^2 - 1 = \left(\frac{38,5}{1,077}\right)^2 - 1 = 1277,$$

где  $f_{_{HKB}} = 1,077$  см<sup>2</sup> было определено из условий опытов. Результаты испытаний двигателей с газотурбинным

3 Л. Я. Табачников.

наддувом показывают [Л. 9], что для средней скорости в трубопроводе, равной 70 м/сек, дроссельное число меняется в узких пределах

$$11 \leqslant \xi \leqslant 14,5.$$

Принимая  $\xi = \left(\frac{F_{mp}}{f_{_{9KB}}}\right)^2 - 1 = 14$ , определяем, что  $f_{_{9KB}} =$ 

 $\frac{F_{mp}}{\sqrt{15}}$ . Средняя скорость газов в трубопроводе, в условиях экспериментов, была равна 7,6 м/сек.

Следовательно, эквивалентное сечение трубопровода

$$F_{mp}^{1} = F_{mp} \frac{7.6}{70} = 38.5 \cdot \frac{7.6}{70} = 4.18 \text{ cm}^{2}$$

и  $f_{\mathfrak{s}\kappa\mathfrak{g}} = \frac{4.18}{\sqrt{15}} = 1,075$  см<sup>2</sup> (т. е. близко к результату, полученному при испытаниях).

Резонанс второго порядка (согласно расчету свободных колебаний) будет при n = 1000 об/мин. Исследуем вначале вынужденные колебания вдали от резонанса, например, при n = 1200 об/мин. По равенствам (11, 12, 15) определяем коэфициенты

$$K_2 = 15920 \text{ Kr/M}^3;$$
  
 $K_1 = -18020 \text{ Kr/M}^3;$   
 $K_0 = -5,35 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{\text{M}^3}{\text{Kr}}$   
 $K_0 = 0,00852; \ (\delta = 85^\circ 10').$ 

Вычисляем амплитудное значение вектора  $P_{wl}$ . При исследовании вынужденных колебаний

$$P_{wl} = K_1 \cdot C_{II} \cdot \sin\left(2\Omega t + \varphi_2\right),$$

где  $C_{\rm II}$  — гармонический коэфициент ряда, в который может быть разложена возмущающая функция [Л. 10]. Для суммарного расхода воздуха и топлива, равного 115 кг/час,  $C_{\rm II}$  = = 0,0595 м.

Ω — частота возмущения.

 $\varphi_2$  — соответствующий фазовый угол.

Для расхода воздуха и топлива, равного 79,8 кг/час, амплитудное значение  $\overline{P}_{wl}$  равно:

$$P_{wl} = -18020 \cdot 0,0591 \frac{79,8}{115} - = -744$$
 кг/м<sup>2</sup>.

По формуле определяется  $R_2 = -3,97 \cdot 10^{-3}$  м. Далее определяем амплитудное значение вектора  $\overline{P}_g$ 



Рис. 7.

 $P_{g} = -744 \cdot \sin 85^{\circ}10' = -741 \text{ кг/м}^{2}$ 

и окончательно

3\*

$$\overline{P}_g = -741 \sin\left(2\Omega t + \varphi_2 - \delta + \frac{\pi}{2}\right) =$$
  
= 741 sin(2\Omega t + 200°40').

Для определения колебаний давлений за выпускными окнами двигателя (в начале трубопровода на расстоянии 0,215 м) пользуемся тем, что диафрагма вызывает возмущение в конце трубопровода

$$R \sin (2\Omega t + \varphi_2 - \delta),$$

### и определяем $\overline{P}_g$ в начале трубопровода

 $\overline{P}_{g} = 680 \sin (2\Omega t + 10^{\circ}40') \text{ kg/m}^{2},$ 

т. е. сдвиг фаз между колебаниями в начале и в конце трубопровода равен 290°. Амплитуда колебаний в начале трубопровода в мм ртутного столба равна 50 мм Нg при экспериментах она получилась равной 67 мм Hg (рис. 7).





Расчет при резонансе n = 1005 об/мин, по указанным формулам, дает:

$$K_{0} = \frac{1}{\xi \cdot 2\Omega \cdot \rho_{0} \cdot \overline{U}_{mp}} = 8,62 \cdot 10^{-6} \text{ kg/m}^{3}$$

$$P_{g} = \frac{W_{2}}{K_{0}} = \frac{0,0594 \cdot \frac{68}{115}}{8,62 \cdot 10^{-6}} = 4070 \text{ kg/m}^{2} \rightarrow 299 \text{ mm Hg},$$

где 68 кг/час — расход воздуха при п = 1005 об/мин. В этом случае колебания в начале трубопровода сдви-

нуты по фазе на 180° относительно колебаний перед диафрагмой. На рис. 8 приведены результаты расчетов И испытаний. Из сравнения ИХ видно, что при резонансе амплитуды колебаний получились в два раза больше, чем экспериментальные, следовательно, колебания давлений при резонансе демпфируются в большей степени, чем это учитывается расчетом. Последнее может быть объяснено тем, что при колебаниях со столь большими амплитудами не сохраняется линейная зависимость между колебаниями скоростей и давлений перед диафрагмой; соответственно возрастают демпфирующие силы.

Если минимальная амплитуда колебаний становится ниже наружного давления, демпфирующие силы еще более увеличиваются за счет выталкивания и засасывания газов через диафрагму.

Проведем исследование колебаний давлений в выпускном коллекторе двигателя 8D 165 (рис. 9). Собственная частота одноузловой формы колебаний, определенная графо-аналитическим методом [Л. 8], получилась равной (рис. 10)



Рис. 9.

### N<sub>1</sub> = 5050 кол/мин.

Максимальное число оборотов двигателя n = 1270 об/мин, поэтому нас могут интересовать резонансы 4 ÷ 8 порядков. Сила резонансов различных порядков определяется, при исследовании крутильных колебаний, так называемой геометрической суммой относительных амплитуд ( $\Sigma a$ ) [Л. 2]. Пользуясь динамической аналогией,



Рис. 10.

на рис. 11 показываем (предполагая, что форма свободных и вынужденных колебаний при резонансе совпа-



Рис. 12.

дает) значительную силу резонанса 5-го порядка, по сравнению с которым резонансами остальных порядков можно пренебречь.



Рис. 11.

Определим колебания давлений при резонансе 5-го порядка (п ≈ 1000 об/мин). Примем амплитуду возмущения за выпускными клапанами первого цилиндра равной единице, а фазовый угол равным нулю. Пользуясь фазовой диаграммой для 5-го порядка, опреде-

1 порядок	5 порядок	
номера цилинаров	относительные амплитуды	
	npu sin wt	npu cos wt
I	1	0
I	0, 707 '	0,707
Ш	0, 707	-0,707
I	0	1
¥	0	-1
V	- 0,707	0,707
VI	-0,707	-0,707
¥11	-1	0

Таблица 1.

ляем относительные амплитуды для синусной и косинусной составляющих (таблицу 1). Далее производим графические построения для синусной (рис. 12) и для косинусной (рис. 13) составляющих.

Остановимся несколько подробней на этих построениях. Методика подобных построений уже изложена [Л. 8 и 13]. Каждое из них производится с учетом возмущений за выпускными органами цилиндров двигателя (табл. 1).



Рис. 13.



В связи с этим при переходе, например, от участка «З» к участку «5» на границе между ними, перемещения в к о н ц е участка должны быть такими, чтобы удовлетворялось условие в н а ч а л е участка (т. е. в виде синусной и косинусной составляющих задаваемого перемещения). Задачу определения, например, абсциссы точки 4 (рис. 13) можно решить подбором или аналитически.



Рис. 15.

В результате сложения синусной и косинусной составляющих перемещений перед диафрагмой (рис. 15) получаем амплитуду вектора перемещений W\*, равную 2,4 см (в масштабе чертежа), или с учетом масштаба:

$$W^* = 0.0215 \cdot 2.4 = 0.0513$$
 M

и тогда

$$P_g = \frac{W^*}{K_0} = \frac{0,0513}{0,262 \cdot 10^{-4}} = 0,196 \cdot 10^4 \,\mathrm{kr/m^2} = 0,196 \,\mathrm{kr/cm^2}.$$

На рис. 14 определяется фазовый угол вектора  $P_g$ , а также вектор  $P_{cb}$ . Знание вектора  $\overline{P}_{cb}$  дает возможность определить колебания давлений в любом месте трубопровода. Из результатов построения, проведенного для определения колебаний давлений в начале патрубка

1-го цилиндра (рис. 15), получаем сдвиг фаз между этими колебаниями и колебаниями давлений перед диафрагмой, равный 140°, а величину амплитуды ≈ 0,25 кг/см<sup>2</sup>.

На рис. 16 (сплошной линией) дана кривая колебаний давлений, записанная осциллографом. Несмотря на то, что двигатель двухтактный и восьмицилиндровый, на один оборот двигателя приходится 5 полных колебаний, т. е. имеет место резонанс 5-го порядка. Пунктирной линией на рис. 16 нанесена расчетная кривая (с учетом фазового угла 5-ой гармоники).



Рис. 16.

Из их сравнения видно удовлетворительное совпадение расчетных и опытных амплитуд колебаний давлений и некоторое расхождение их по фазам. Последнее объясняется допущениями, которые были введены в расчет.

В заключение автор приносит благодарность докт. техн. наук доц. А. М. Кац за ряд ценных советов, учтенных при выполнении данной работы.



#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. А. Ваншейдт Судовые двигатели внутреннего сгорания (теория). 1950 г.
- 2. И. А. Лурье Крутильные колебания в дизельных установках. 1940 г.
- 3. А. С. Орлин Двухтактные быстроходные двигатели. 1947 г.
- 4. А. С. Орлин Двухтактные легкие двигатели. 1950 г.
- 5. М. Г. Круглов Исследование смены рабочего тела в быстроходном двухтактном двигателе. Канд. диссертация, МВТУ — 1949 г. 6. Л. А. Филоненко — Исследование выхлопа и продувки
- быстроходных двигателей с учетом неустановившегося движения газов в выхлопном трубопроводе. Канд. диссертация, ХММИ — 1949 г.
- 7. М. А. Хайлов Расчетное уравнение колебаний давлений во всасывающем трубопроводе. Изд. бюро новой техники, 1948 г.
- 8. Л. Я. Табачников О динамических явлениях, происходящих в выпускных трубопроводах двухтактных двигателей. Труды ЛКИ — 1952 г. Выпуск Х. Л. Я. Табачников — Замена газовой турбины эквивалент-
- 9. ной диафрагмой. Труды ЛКИ. Выпуск XI (в печати).
- Л. Я. Табачников Определение возмущающей функции, создаваемой выпускными газами двухтактного двигателя внутреннего сгорания. Труды ТПИ (см. данный выпуск). 11. Dennison — Transaction of the ASME, 30. XI. 1933 г.
- 12. P. Kornacker Motortechnische Zeitschrift, VI. 1942 г.
- T. Warming Transactions of the ASME, vol. 68 1946 г. W. Binder Jahrbuch der Luftfahrforschung, 1941 г. 13.
- 14.
- Sonderheft Dieselmaschinen, VII 1937 г. (статьи 15. Пфлаума, Лутца и др.)
- 16. O. Lutz Ingenieur Archiv Nr. 6 1935 r.
- 17. K. Neuman V. D. J. Bd. 63 1919 г.
- P. H. Schweitzer The Motor Ship, vol. XXV, 1944 r.
   P. H. Scweitzer Transactions of the ASME, vol. 74 May 1952 г.
- 20. H. List Der Ladungwechsel der Verbennungskraftmaschinen. Berlin, 1949 r.
- 21. Keller M. T. Z. № 2 1952 г.



### оглавление.

I.	Определение возмущающей функции, создаваемой вы-	
	пускными газами двухтактного двигателя внутреннего	
	сгорания	3
	Литература	16
1.	К вопросу исследования колебаний давлений в выпускных	
	системах двухтактных двигателей с газовой турбиной на конце	17
	§ 1. Постановка вопроса	17
	§ 2. Вынужденные колебания газов в выпускном трубопро-	
	воле олношилин прового лвигателя с лиафрагмой на	
	KOHIIE	20
	§ 3. Определение колебаний давлений перед диафрагмой в	
	коллекторе многоцилиндрового двигателя с диафрагмой	
	на конце	29
	§ 4. Сравнение расчетных и экспериментальных данных.	33
	Литература	44
	emoparypa	Kan
	原则语义 Touduate AKacasem	

N.CSMI

Редактор П. Мурел. Технический редактор Х. Коху. Корректоры А. Тихане и Н. Круглова.

Сдано в набор 15. IV 1953. Подписано к печати 14. VII 1953. Тираж 800. Формат бумаги 54 × 84. <sup>1</sup>/16. Печатных листов 3. По формату 60×92 печатных листов 2,46. Учетно-издательских листов 1,81. MB-08964. Типография имени Ханса Хейдеманна, Тарту, Валликраави 4. Заказ № 1772.

Цена руб. 1.30

TKO