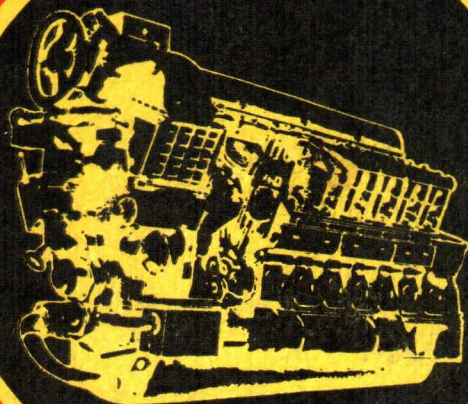
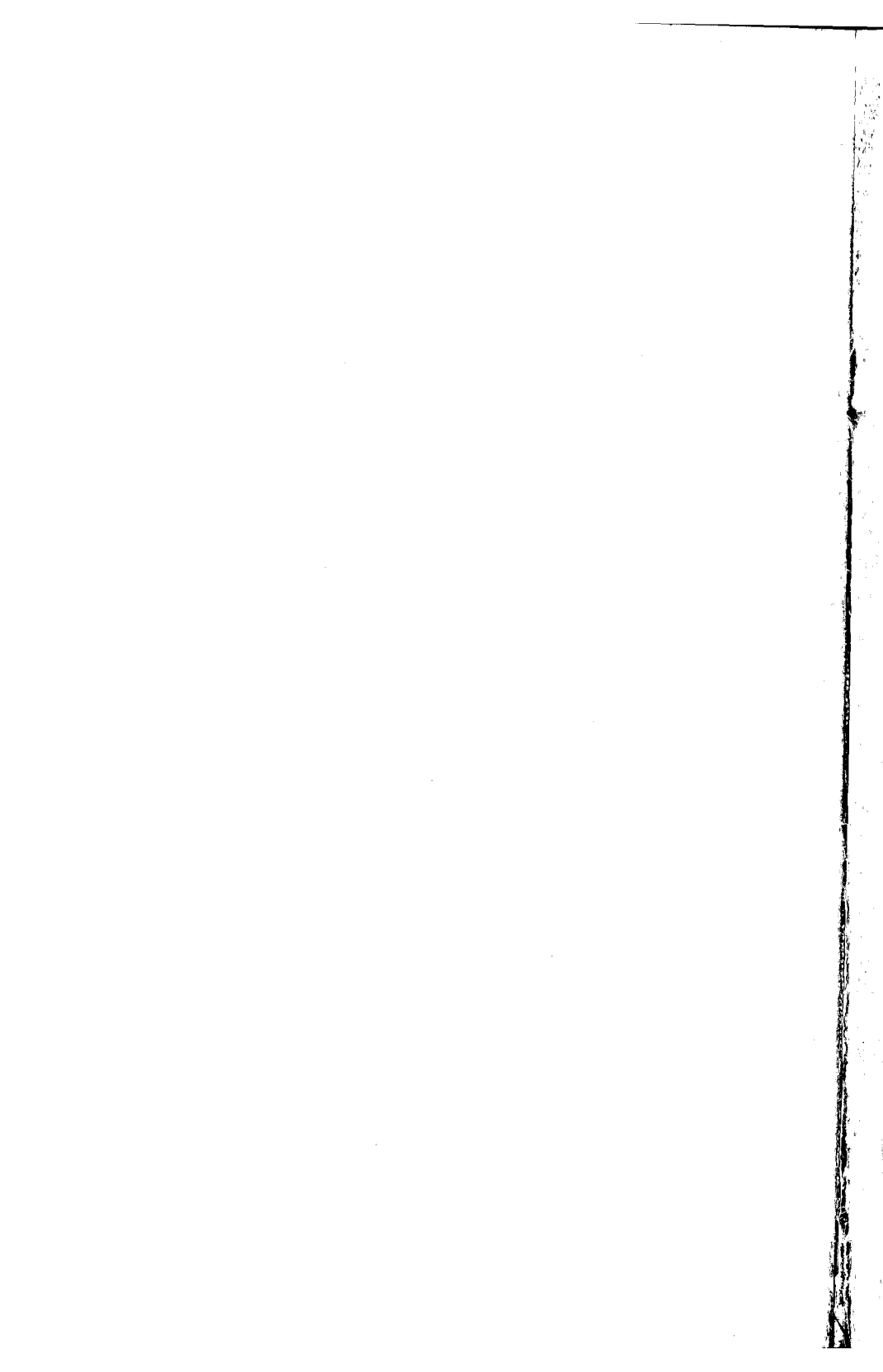


Г. Б. Розенблит

# ТЕПЛОПЕРЕДАЧА В ДИЗЕЛЯХ





621.436

2643

Г. Б. РОЗЕНБЛИТ

# ТЕПЛОПЕРЕДАЧА В ДИЗЕЛЯХ

24239 / 7 8



«МАШИНОСТРОЕНИЕ»  
Москва  
1977

Рецензент д-р техн. наук **Д. Н. Вырубов**

**Розенблит Г. Б.** Теплопередача в дизелях. М., «Машиностроение» 1977, 216 с.

В книге излагаются основные вопросы теории, расчета и экспериментального исследования теплопередачи в современных дизелях.

Рассмотрены методы исследования суммарной и радиационной составляющей теплоотдачи. Дано обобщение опытных данных по исследованию нестационарной теплоотдачи. Приводятся критериальные зависимости для расчета мгновенных значений коэффициентов конвективной теплоотдачи с учетом влияния особенностей процесса сгорания, а также методика расчета радиационной составляющей теплообмена.

Изложены вопросы расчета температурных полей в стенках камеры сгорания при использовании ЭВМ и АВМ и даны рекомендации по определению граничных условий. Рассмотрены также некоторые методы измерений при исследовании теплопередачи.

Книга рассчитана на инженерно-технических и научных работников, специализирующихся в области двигателей внутреннего сгорания.

Табл. 11, ил. 94, список лит. 39 назв.



## Введение

Современные тенденции в развитии дизелей характеризуются стремлением к форсированию рабочего процесса, обеспечивающего получение высоких удельных массогабаритных показателей, и к достижению высокой экономичности и надежности.

Создание форсированных дизелей, повышение мощности и экономичности которых достигается главным образом с помощью наддува, значительно затрудняется ростом тепловой нагрузки наиболее ответственных деталей цилиндропоршневой группы. Это связано с тем, что повышение давления наддува (с соответствующим увеличением подачи топлива), вызывая рост давления газов в течение рабочего цикла, интенсифицирует теплоотдачу от газа к стенкам рабочего цилиндра. Вследствие этого увеличивается количество теплоты, передаваемой от газа к стенке, и становится затруднительным отвод этого тепла в систему охлаждения. При этом температура стенок растет и баланс тепла устанавливается при более высокой температуре.

Тепловое состояние деталей цилиндропоршневой группы является одним из основных факторов, определяющих работоспособность дизеля и его эксплуатационную надежность. Прочность деталей цилиндропоршневой группы дизеля в большой степени зависит от уровня температур в стенках этих деталей и температурных градиентов, которые обуславливают величину термических напряжений. Следует учесть, что величина термических напряжений, например в поршне, в 2—3 раза больше напряжений, вызываемых механической нагрузкой.

При высокой температуре стенок в масле происходит быстрое образование смол, асфальтенов и других тяжелых соединений, что может вызвать заедание колец и, как следствие, задир поршней. Даже тонкий слой лаковых отложений на внутренних поверхностях поршней, охлаждаемых маслом, резко ухудшает теплоотдачу от поршней и приводит к перегреву, так как термическое сопротивление лаковых отложений примерно в 100 раз больше, чем, например, чугуна. Тепловые потери в системе охлаждения оказывают существенное влияние на индика-

**торный К.П.Д.** дизеля, они определяют поверхность холодильников, следовательно, их массу и размеры, а также мощность вентиляторов и насосов хладагентов.

Если при проектировании дизелей используют термодинамические методы расчета и анализа рабочего процесса и производят тепловые расчеты с целью получения основных параметров работы, то расчеты по теплопередаче, позволяющие хотя бы ориентировочно определить температуры, а затем и термические напряжения в станках деталей, образующих камеру сгорания, как правило, не производят. В настоящее время при разработке конструкций деталей, наиболее нагруженных в тепловом отношении (поршни, гильзы и крышки цилиндра, клапаны и др.), главным образом используется предыдущий опыт. Поэтому конструкторам и экспериментаторам приходится затрачивать много времени и средств на трудоемкую доводочную работу. В то же время успехи, достигнутые в решении задач теплопередачи, например, методом электротепловой аналогии или с помощью ЭЦВМ, дают возможность еще в процессе конструирования получать данные о температурном состоянии проектируемых деталей. В свою очередь полученные температурные поля позволяют с помощью ЭЦВМ или сеточных моделей (с итерационными устройствами), предназначенных для решения однородных бигармонических уравнений, определить термические напряжения в деталях.

Вместе с тем, несмотря на исключительно важное практическое значение теплопередачи, она является наименее разработанным разделом теории двигателей внутреннего сгорания. Это объясняется, с одной стороны, большой сложностью процессов теплопередачи в дизелях, в цилиндрах которых в течение рабочего цикла имеют место главные виды передачи тепла;

конвективная теплоотдача;

теплоотдача радиацией от трехатомных газов конечных продуктов сгорания;

радиация «копящего» пламени, возникающего в процессе горения распыленного топлива. Движение воздушного заряда с большими скоростями в процессе впуска, а также «взрывной» характер сгорания вызывают значительную турбулентность газа, находящегося в замкнутом объеме рабочего цилиндра. Все это в большой степени влияет на конвективный теплообмен, а также оказывает несомненно влияние и на степень радиации. При этом процессы, протекающие в цилиндре, циклически изменяются во времени, а давление, температура и скорость газа в течение одного и того же цикла изменяются в весьма широких пределах. Таким образом, в рабочем цилиндре имеет место нестационарная сложная теплоотдача от газа к стенкам.

Большие трудности встречаются также и при исследовании теплоотдачи от стенок деталей цилиндропоршневой группы

к охлаждающим жидкостям. Системы охлаждения деталей, образующих камеру сгорания, отличаются разнообразием форм поперечных сечений каналов и, следовательно, переменностью скоростей движения охлаждающей жидкости и турбулентности потока. Это вызывает различие в локальной теплоотдаче в охлаждающую жидкость и затрудняет обобщение опытных данных с целью получения критериальных уравнений для коэффициентов теплоотдачи от стенок в охлаждающие жидкости.

С другой стороны, приходится констатировать, что вопросам исследования теплопередачи в поршневых двигателях в течение всей истории их развития не уделялось должного внимания. Достижения современной теплотехники — использование принципов теории подобия и теплового моделирования — не нашли еще широкого применения в исследовании теплопередачи в современных форсированных дизелях.

В результате всего этого в теории и практике дизелестроения до настоящего времени в большинстве случаев еще пользуются эмпирическими формулами Нуссельта—Бринлинга и Эйхельберга. Эти формулы не имеют глубокого теоретического и экспериментального обоснования и были получены в результате обработки опытных данных по испытаниям тихоходных нефорсированных двигателей и в калориметрических бомбах. При удачном выборе постоянных величин, характеризующих скорость движения газов в цилиндре, они обеспечивают получение более или менее достоверных результатов лишь для суммарного количества тепла, переданного за весь цикл. Однако в настоящее время эти формулы не отвечают ни уровню развития общей теории теплопередачи, ни требованиям современного дизелестроения. Поэтому в последние годы делаются попытки, с одной стороны, «модернизировать» устаревшие формулы, с другой — предлагаются новые формулы.

«Модернизация» устаревших формул не меняет их основной структуры, а заключается лишь в уточнении коэффициентов, входящих в указанные формулы, для дизеля данного типа.

Предложенные в последнее время рядом исследователей новые формулы были получены на основе экспериментов на нефорсированных двигателях, в основном тихоходных (например, формула Эльзера), или на основе использования известных критериальных зависимостей для случая теплообмена при вынужденном движении газа в трубе (формула Вошни). Кроме того, в этих формулах газодинамические условия теплообмена характеризуются средней скоростью поршня, т. е. так же, как и в формулах Нуссельта и Эйхельберга.

Для глубокого исследования рабочего процесса необходимо иметь закономерности, определяющие теплообмен на любом участке цикла. При этом должны учитываться газодинамические особенности протекания того или иного процесса в течение рабочего цикла. Это необходимо для определения потерь тепла

в систему охлаждения и для анализа влияния этих потерь на индикаторные показатели.

Для решения другой весьма важной задачи — определения температурных полей в стенках деталей, образующих камеру сгорания, — необходимо иметь закономерности, определяющие теплообмен на любом участке тепловоспринимающей поверхности камеры сгорания. В связи с этим должны учитываться газодинамические условия теплообмена на различных участках тепловоспринимающей поверхности.

Одним из условий решения указанных выше задач теплопередачи является знание граничных условий со стороны охлаждающих жидкостей. Однако специальных исследований теплоотдачи от стенок к охлаждающим жидкостям при натуральных испытаниях дизелей было проведено очень мало. Поэтому практически до настоящего времени отсутствовали зависимости для коэффициентов теплоотдачи в охлаждающие жидкости.

Настоящая книга является попыткой обобщить результаты исследований теплопередачи, проведенных при натуральных испытаниях современных дизелей с газотурбинным наддувом типа 16ЧН  $\frac{25}{27}$  (2Д70,3Д70), 10ДН  $\frac{20,7}{2 \times 25,4}$  (10Д100), 6ЧН  $\frac{31,8}{33}$  (Д50), 4ЧН  $\frac{12}{14}$  (СМД18Н), двухтактного дизеля с контурной поперечно-щелевой продувкой 4Д  $\frac{19}{30}$ , а также газового двухтактного двигателя 11ГД100. Таким образом, объекты исследования представляют собой дизели различной тактности, размерности, быстроходности, с различными системами наддува и газообмена.

Применение при исследовании теплопередачи в дизелях единой методики, основанной на теории подобия, позволило получить обобщенные расчетные выражения для различных случаев теплообмена, которые могут быть использованы и уже используются конструкторами и исследователями в практической работе.



# Особенности сложного теплообмена между газом и стенками камеры сгорания и теоретические предпосылки его исследования

В течение всего рабочего процесса, и в особенности в процессе горения и расширения, происходит передача тепла от газов к охлаждающей жидкости через стенки рабочего цилиндра. При этом имеют место все три вида передачи тепла: конвекция, теплопроводность, радиация. Вместе с тем наиболее сложным является процесс теплоотдачи от газа к стенкам, что предопределяется особыми газодинамическими и термодинамическими условиями теплообмена.

Большая сложность процесса теплообмена между газом и стенками камеры сгорания вызывает также необходимость в рассмотрении теоретических предпосылок метода исследования.

## Газодинамические и термодинамические условия теплообмена

Рабочий процесс современных дизелей характеризуется высокими параметрами рабочего газа. Это вызвано необходимостью реализации высоких средних индикаторных давлений при повышенных общих степенях сжатия  $\epsilon_{об} = \epsilon_{дл\kappa}$ , где  $\epsilon_{д}$  — степень сжатия дизеля;  $\kappa_{\kappa}$  — степень сжатия наддувочного воздуха в компрессоре.

При установившемся режиме рабочий процесс дизеля состоит в непрерывном повторении рабочего цикла, в течение которого давление, температура, плотность, скорость и химический состав газа меняются в больших пределах. Это вызывает изменение таких теплофизических параметров газа, как коэффициент теплопроводности  $\lambda$ , теплоемкость  $c_p$ , коэффициент температуропроводности  $a$ , вязкость  $\nu$  и др.

В табл. 1 приведены максимальные и минимальные значения некоторых параметров, соответствующие одному и тому же рабочему процессу для нескольких типов современных дизелей, теплопередача в которых была исследована.

Из приведенных данных видно, что в течение рабочего процесса, например, давление газов изменяется в 50—70 раз, температура примерно в 5 раз, плотность газа в 10—14 раз, тангенциальная составляющая скорости газа в 5—20 раз, коэффи-

## Термодинамические и газодинамические параметры рабочего процесса дизелей

Параметры	10ДН $\frac{20,7}{2 \times 25,4}$	16ЧН $\frac{25}{27}$	4ЧН $\frac{12}{14}$	ЧД $\frac{19}{30}$
$P$ , кгс/см <sup>2</sup> . . . . .	98/1,9	110/2,3	88/1,25	60/1,1
$T$ , К . . . . .	1600/370	1650/340	1960/388	1750/370
$w$ , м/с . . . . .	120/25	60/3	40/3	50/7
$\rho$ , кг/м <sup>3</sup> . . . . .	20,8/1,75	22,8/2,3	15,3/1,1	11,7/1,015
$\lambda$ , ккал/(м·ч·°С) . . . . .	0,112/0,027	0,113/0,0255	0,144/0,028	0,132/0,027
$c_p$ , ккал/(кг·°С) . . . . .	0,322/0,241	0,322/0,240	0,336/0,242	0,33/0,241
$a$ , м <sup>2</sup> /ч . . . . .	0,064/0,0168	0,046/0,0154	0,105/0,028	0,0807/0,032

Примечание. В числителе даны максимальные значения параметров, в знаменателе — минимальные.

коэффициент теплопроводности в 4—5 раз и т. д. Приведенные данные характеризуют амплитудные значения параметров.

Для полного анализа влияния термодинамических и газодинамических параметров рабочего процесса на теплообмен в цилиндре необходимо рассмотреть изменение этих параметров в течение каждого из процессов, чья последовательная совокупность составляет рабочий цикл. Это необходимо также и для того, чтобы определить, влияние каких параметров на теплоотдачу в данном процессе является преобладающим. Однако прежде, чем перейти к анализу каждого из процессов, необходимо с позиций гидродинамической теории теплообмена дать общую характеристику газодинамических условий в цилиндре дизеля.

Процесс конвективного теплообмена между рабочей средой (газ, жидкость) и поверхностью тела представляет собой перенос тепла, осуществляемый в основном благодаря перемещению элементов рабочей среды. Причем наиболее интенсивный перенос тепла от газа (жидкости) к поверхности стенки или в обратном направлении производится потоками газа, перемещающимися по направлению нормали к поверхности. В то же время широкий опыт показывает, что движение газа вдоль поверхности может сопровождаться достаточно интенсивным перемещением элементов газа также в направлении нормали к поверхности (следовательно, и к основному движению) и при этом обеспечивать интенсивный теплообмен между газом и поверхностью. Таким образом, интенсивность теплообмена определяется не только общим характером движения газа (жидкости) в целом, но и детальной структурой потока.

Если с этой точки зрения рассмотреть газодинамические условия в камере сгорания дизеля, то можно указать на следующее. Вектор скорости газа  $w$  в цилиндре может быть

представлен геометрической суммой тангенциальной составляющей  $\vec{\omega}_\tau$ , радиальной  $\vec{\omega}_r$  и осевой  $\vec{\omega}_y$ , направленной по оси цилиндра. Тогда по нормали к поверхностям крышки цилиндра и доньшка поршня направлена осевая составляющая скорости  $\vec{\omega}_y$ , вдоль этих поверхностей тангенциальная составляющая  $\vec{\omega}_\tau$  и радиальная  $\vec{\omega}_r$ . К поверхности гильзы цилиндра направлена по нормали радиальная  $\vec{\omega}_r$ , а вдоль нее  $\vec{\omega}_\tau$  и  $\vec{\omega}_y$ . Следовательно, поток газа, воздействующий на поверхности крышки цилиндра, доньшка поршня и гильзы цилиндра, характеризуются скоростью  $\omega = \sqrt{\omega_\tau^2 + \omega_r^2 + \omega_y^2}$ .

Далее следует учесть, что в процессе сгорания в цилиндре дизеля возникает колебательное движение газа. Скорость<sup>1</sup>  $\omega_{зк}$  этого движения хотя и не является переносной скоростью, однако характеризует степень генерирования вторичных течений, направленных по нормали к поверхности, ограничивающей камеру сгорания.

Тогда в первом приближении в качестве определяющей скорости газа в цилиндре дизеля можно рассматривать для крышки цилиндра и доньшка поршня

$$\omega_{кп} = \sqrt{\omega_\tau^2 + (\omega_y + \omega_{зк})^2 + \omega_r^2},$$

а для гильзы цилиндра

$$\omega_r = \sqrt{\omega_\tau^2 + (\omega_r + \omega_{зк})^2 + \omega_y^2}.$$

## Наполнение и продувка

Анализ газодинамических условий в цилиндре в процессе наполнения основывается на результатах измерения тангенциальной составляющей скорости нестационарного движения газа.

На рис. 1 приведены графики изменения средних за несколько циклов значений тангенциальной составляющей скорости  $\bar{\omega}_\tau$  газа по углу поворота коленчатого вала для различных точек камеры сгорания. Указанные графики были получены путем обработки осциллограмм изменения момента аэродинамической силы потока воздуха в цилиндре дизеля по углу поворота коленчатого вала (методика измерения и обработки осциллограмм изложена ниже).

С учетом наличия турбулентных пульсаций на ходе наполнения, что видно, например, на осциллограммах, подобных

<sup>1</sup> Подробно этот вопрос рассматривается ниже при анализе условий теплообмена в процессе сгорания.

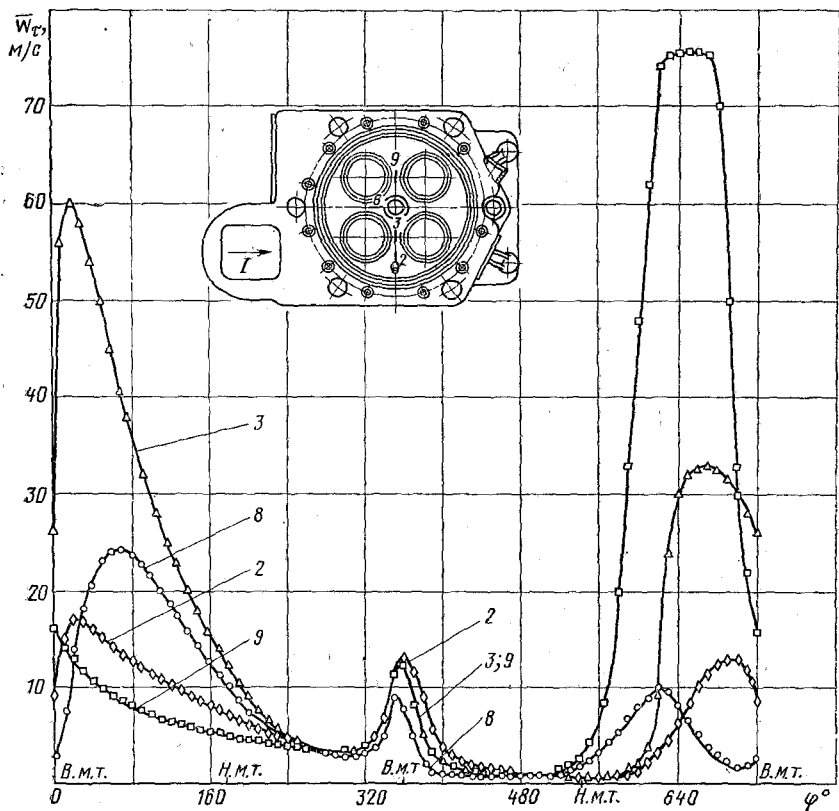


Рис. 1. Изменение  $\overline{W}_\tau$  в различных точках камеры сгорания дизеля 16ЧН  $\frac{25}{27}$  по углу поворота коленчатого вала при давлении наддува  $p_s = 2,5 \text{ кгс/см}^2$  и  $n = 1000 \text{ об/мин}$  (без подачи топлива):  
 I — впуск

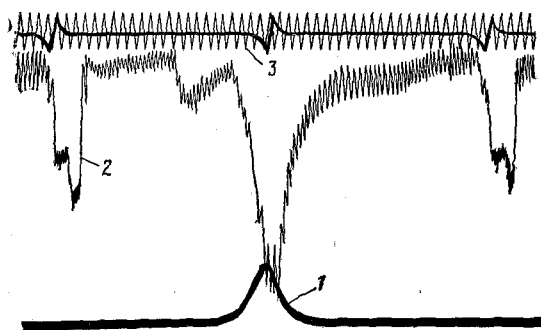


Рис. 2. Осциллограмма изменения момента аэродинамической силы потока воздуха в точке 3 (см. рис. 1) камеры дизеля ЧН  $\frac{25}{27}$  по углу поворота коленчатого вала:  
 1 — давление в цилиндре; 2 — момент аэродинамической силы; 3 — отметка времени

приведенной на рис. 2, пульсации скоростей осреднялись и определялись как средние значения по времени [21].

Из анализа графиков, приведенных на рис. 1, следует, что скорость в начале открытия впускных клапанов резко возрастает и достигает максимума при угле поворота коленчатого вала 20—70°; это объясняется высокими скоростями движения воздушного заряда на впуске в цилиндр. Существенной особенностью является также различие скоростей в различных точках камеры, что свидетельствует о струйном характере движения газа в процессе наполнения и о возникновении значительных градиентов скорости. Примерно такие же результаты были получены и другими исследователями.

Эпюры скоростей по камере в различные моменты хода наполнения в дизеле ЧН  $\frac{25}{27}$  (рис. 3) показывают, что максимальные значения  $\bar{w}_\tau$  примерно соответствуют точке с радиусом  $r = (0,3 \div 0,4) R_0$ , где  $R_0$  — радиус цилиндра.

С изменением частоты вращения коленчатого вала (режимы тепловозной характеристики)  $\bar{w}_\tau$  изменяется приблизительно по параболическому закону  $\bar{w}_\tau = an^2 + bn + C$ , где  $n$  — частота вращения коленчатого вала. Так, например, в точке 1 (рис. 4) для момента времени, соответствующего 20° угла поворота коленчатого вала после в.м.т. (на ходе наполнения), изменения  $\bar{w}_\tau$  описываются указанным уравнением при  $a = 0,19 \cdot 10^{-4}$ ;  $b = 0,022$ ;  $C = 30$ .

Известно [21], что при исследовании турбулентного движения одной из задач является установление функциональных связей между средними величинами параметров, характеризующих процесс. При использовании осреднения уравнений движения для величин, описывающих мгновенное состояние движения, число неизвестных превышает число уравнений. Это объясняется тем, что ввиду нелинейности уравнений средние значения нелинейных членов, например произведения двух или нескольких величин, представляют собой новые неизвестные. Поэтому при решении задачи с конечным числом неизвестных приходится выдвигать гипотезы, справедливость которых может быть установлена только опытом. В связи с этим анализ размерностей и основные положения о подобии движений являются практически основными методами исследования турбулентных движений.

В соответствии с теорией размерностей уравнение для безразмерной скорости движения воздуха в цилиндре дизеля в общем виде может быть представлено следующим образом:

$$\frac{\bar{w}_\tau}{\bar{w}_0} = f\left(\frac{\tau}{\tau_0}, \frac{x_1}{R_0}, \frac{x_2}{R_0}, \frac{\bar{w}_0 \tau_0}{R_0}, \frac{\bar{w}_0 R_0}{v}\right).$$

В этой формуле в качестве характерной скорости принята средняя скорость  $\bar{w}_0$  истечения воздуха через впускные органы,

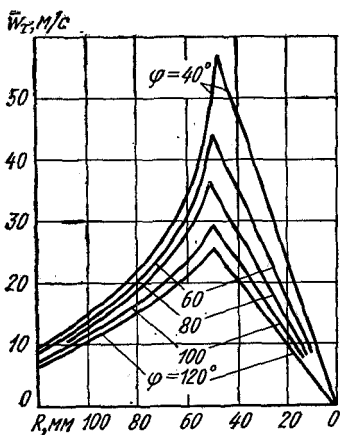
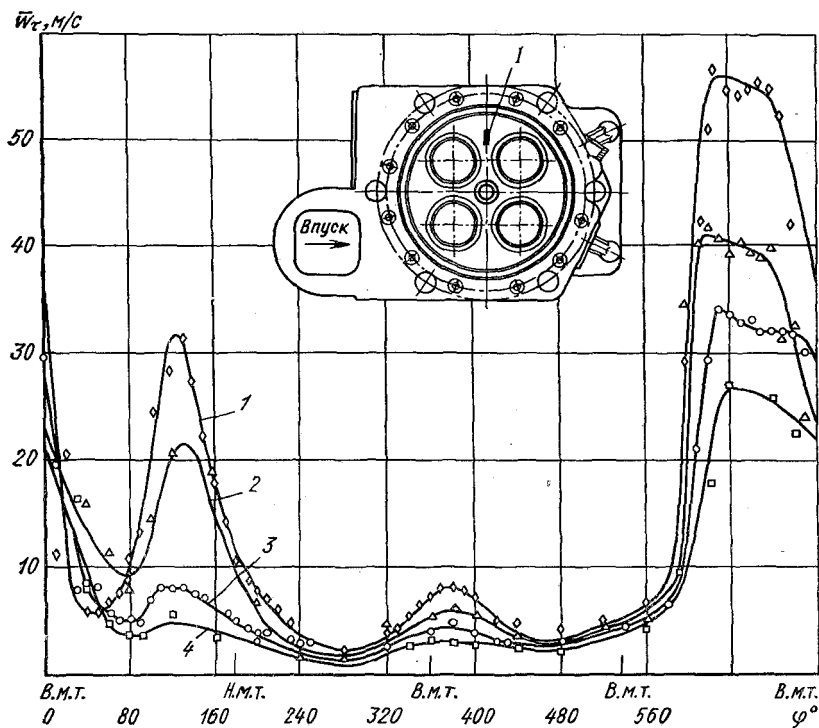


Рис. 3. Эпюры скоростей по камере сгорания (между впускными клапанами) дизеля ЧН  $\frac{25}{27}$  в различные моменты хода наполнения

Рис. 4. Изменение  $\bar{w}_\tau$  в камере сгорания дизеля ЧН  $\frac{25}{27}$  (в точке 1) по углу поворота коленчатого вала при постоянном давлении наддува  $p_s = 2,5$  кгс/см<sup>2</sup> и различных частотах вращения:

1 —  $n = 1000$  об/мин; 2 —  $n = 870$  об/мин; 3 —  $n = 780$  об/мин; 4 —  $n = 615$  об/мин



характерного времени — время  $\tau_0$  протекания рабочего цикла; характерной длины — радиус цилиндра  $R_0$ ;  $x_1, x_2, x_3$  — координаты точек пространства;  $\nu$  — кинематическая вязкость.

Вид указанной функциональной зависимости был установлен на основе обработки опытных данных.

После предварительного анализа опытных данных нами был принят следующий вид функциональной зависимости:

$$\frac{\bar{\omega}_\tau}{\bar{\omega}_0} = C \left( \frac{\tau}{\tau_0} \right)^{n_1} \left( \frac{\bar{\omega}_0 \tau_0}{R_0} \right)^{n_2} \left( \frac{\bar{\omega}_0 R_0}{\nu} \right)^{n_3}$$

Показатели степени  $n_1, n_2, n_3$  и постоянный коэффициент  $C$  находились с помощью нормальных уравнений в обозначениях Гаусса. Для ориентировочных расчетов  $\bar{\omega}_\tau$  в период наполнения в четырехтактных дизелях с непосредственным впрыском топлива в точке с радиусом  $r = 0,4 R_0$  со стороны впускных клапанов может быть рекомендована критериальная зависимость

$$\frac{\bar{\omega}_\tau}{\bar{\omega}_0} = 0,818 \cdot 10^{-2} \left( \frac{\tau}{\tau_0} + 1 \right)^{-4} \left( \frac{\bar{\omega}_0 \tau_0}{R_0} \right)^{-1} \left( \frac{\bar{\omega}_0 R_0}{\nu} \right)^{0,6} \quad (1)$$

Для дизелей автотракторного типа  $C = 1,53 \cdot 10^{-2}$ .

Зависимость от текущего радиуса для области  $0,4 R_0 \geq r > 0$  определяется уравнением

$$\frac{\bar{\omega}_\tau}{r} = \text{const}; \quad (2)$$

для области  $R_0 \geq r > 0,4 R_0$

$$\bar{\omega}_\tau r^{1,9} = \text{const}.$$

Со стороны выпускных клапанов характер изменения  $\bar{\omega}_\tau$  практически не меняется, однако абсолютные значения скорости значительно ниже. Поэтому  $\bar{\omega}_\tau$  могут определяться по уравнению (1), но с коэффициентом  $0,3 \cdot 10^{-2}$ .

При увеличении перекрытия клапанов, например с  $20$  до  $95^\circ$  угла поворота коленчатого вала в дизеле ЧН  $\frac{25}{27}$ , т. е. при введении продувки, характер протекания  $\bar{\omega}_\tau$  несколько изменяется, особенно в зоне расположения выпускных клапанов. Максимальные значения  $\bar{\omega}_\tau$  смещаются к н.м.т.

Применение специальных направляющих аппаратов (ширмы на клапанах, тангенциальный канал, выборки под клапаны, направляющие козырьки в гнездах клапанов) приводит к увеличению тангенциальной составляющей скорости. Это объясняется тем, что при заширмленных клапанах, выборках под впускными клапанами или при направляющих козырьках большая часть потока воздуха проходит по одну сторону клапана

компактной струей. Вследствие этого большая часть количества движения воздушного заряда, входящего в цилиндр, используется для создания вращательного движения.

Проведенные опыты на дизеле ЧН  $\frac{25}{27}$  показали, что при всех прочих равных условиях при установке, например, крышки цилиндра с направляющими выборками под впускными клапанами  $\bar{\omega}_\tau$  увеличивается примерно вдвое, а с направляющими козырьками — в 3 раза. Турбулентные пульсации также значительно увеличиваются.

В двухтактных дизелях процесс продувки также характеризуется высокими значениями осредненной тангенциальной составляющей скорости движения воздушного заряда. Так, например, в дизеле Д100  $\left(10\text{ДН} \frac{20,7}{2 \times 25,4}\right)$  с прямоточной продувкой в плоскости расположения форсунок (средняя часть гильзы цилиндра) максимальное значение  $\bar{\omega}_\tau$  составляет примерно половину скорости истечения через продувочные окна  $\left(\frac{\bar{\omega}_\tau}{\omega_0} = 0,5\right)$ . В четырехтактных дизелях, например ЧН  $\frac{25}{27}$ , это соотношение несколько ниже (приблизительно 0,3).

Из графиков<sup>1</sup>, показанных на рис. 5, видно, что максимальные значения  $\bar{\omega}_\tau$  соответствуют моментам времени, смещенным от начала открытия на некоторый угол  $\Delta\varphi$ . Этот угол примерно соответствует времени прохождения вихря от кромки продувочного окна до места замера. Величина его также изменяется вдоль радиуса цилиндра, уменьшаясь с приближением к стенке цилиндра.

Осциллограмма изменения момента аэродинамической силы потока воздуха в цилиндре дизеля Д100 по углу поворота коленчатого вала, приведенная на рис. 6, свидетельствует, так же, как и осциллограмма на рис. 2, о пульсационном характере изменения скорости. Однако в двухтактном дизеле с прямоточной продувкой изменения  $\bar{\omega}_\tau$  по углу поворота коленчатого вала носят более стабильный характер в течение ряда последовательных циклов, чем, например, в четырехтактном дизеле Д70. Это, вероятно, объясняется более направленным потоком воздуха при впуске в цилиндр, который создается тангенциальным наклоном продувочных окон.

Анализ опытов по замеру средней скорости вихря на дизеле Д100 показал, что скорость вращательного движения воздушного заряда в цилиндре зависит главным образом от геометри-

<sup>1</sup> Зависимости  $\bar{\omega}_\tau = f(\varphi)$  получены на дизеле Д100 по такой же методике, как и при опытах на дизеле Д70.



Рис. 5. Изменение  $\bar{\omega}_\tau$  по углу поворота коленчатого вала в различных точках камеры сгорания (в плоскости установки форсунок) дизеля 10ДН

$$\frac{20,7}{2 \times 25,4}$$

1 — на расстоянии 18 мм от оси цилиндра; 2 — то же, 40 мм; 3 — то же, 63 мм

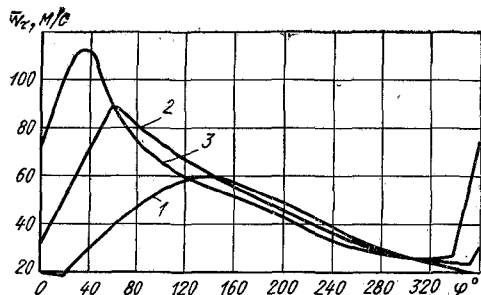


Рис. 6. Оциллограмма изменения момента аэродинамической силы потока воздуха в точке камеры сгорания дизеля ДН  $\frac{20,7}{2 \times 25,4}$ , удаленной от оси цилиндра на расстоянии 63 мм

ческих параметров, характеризующих продувочный аппарат (углы наклона окон в горизонтальной и вертикальной плоскостях, радиус цилиндра и др.), от скорости истечения воздуха через окна и практически не зависит от изменения скоростного режима работы двигателя, если скорость истечения через окна остается неизменной.

Обработка и анализ большого числа оциллограмм тангенциальной составляющей скорости движения воздушного заряда позволили установить вид функциональной зависимости для двухтактных дизелей с прямоточной продувкой типа Д100 в точке с  $r_0 = R_0 \sin \alpha_\tau$  ( $\alpha_\tau$  — угол тангенциального наклона продувочных окон в горизонтальной плоскости;  $R_0$  — радиус цилиндра):

$$\text{для промежутка времени } 1 \leq \frac{\tau}{\tau_0} + 1 \leq 1,3$$

$$\frac{\bar{\omega}_\tau}{\bar{\omega}_0} = 14,8 \left( \frac{\tau}{\tau_0} + 1 \right)^{3,3} \left( \frac{\bar{\omega}_0 \tau_0}{R_0} \right)^{0,17} \left( \frac{\bar{\omega}_0 R_0}{v} \right)^{-0,34};$$

$$\text{для промежутка времени } 1,3 \leq \frac{\tau}{\tau_0} + 1 \leq 2$$

$$\frac{\bar{\omega}_\tau}{\bar{\omega}_0} = 15,5 \left( \frac{\tau}{\tau_0} + 1 \right)^{-0,5} \left( \frac{\bar{\omega}_0 \tau_0}{R_0} \right)^{-0,0326} \left( \frac{\bar{\omega}_0 R_0}{v} \right)^{-0,278}$$

Зависимость от текущего радиуса определяется уравнением (2) для области  $R_0 \sin \alpha_\tau \geq r > 0$  и уравнением  $\bar{\omega}_\tau r^{0,25} = \text{const}$  для области  $R_0 \geq r \geq R_0 \sin \alpha_\tau$ ,

Удовлетворительное совпадение с опытными данными обеспечивает эмпирическая формула, полученная автором для двухтактных дизелей с прямоточной продувкой, учитывающая также и влияние основных геометрических параметров продувочных окон на тангенциальную составляющую скорости движения воздушного заряда в цилиндре:

$$\bar{\omega}_\tau = 1,2\omega_0 \left( \sin \alpha_\tau - \frac{\sin \alpha_\tau - 0,1}{360} \varphi \right) + 0,3 (R_0 - r). \quad (3)$$

Среднюю скорость истечения газа через продувочные окна подсчитывают по формуле

$$\bar{\omega}_0 = \varphi_c \sqrt{2gRT_s \frac{k_s}{k_s - 1} \left[ 1 - \left( \frac{P_n}{P_s} \right)^{\frac{k_s - 1}{k_s}} \right]},$$

где  $P_n$  — давление в цилиндре в процессе продувки;  $P_n = \psi \times (P_s + P_T)$ ;  $P_s$  — давление наддува;  $P_T$  — давление на выпуске (перед турбиной);  $k_s$  — показатель адиабаты (для воздуха  $k_s \approx 1,4$ );  $\psi = 0,525 \div 0,5$  для  $P_s/P_T = 1,12 \div 1,21$  и  $\psi = 0,5 \div 0,47$  для  $P_s/P_T = 1,21 \div 1,26$ ;  $\varphi_c$  — коэффициент скорости;  $\alpha_\tau$  — угол наклона продувочных окон к радиусу цилиндра в плане;  $r_0 \leq \leq r \leq R_0$ .

За начало отсчета принимается момент открытия продувочных окон. При этом максимальная скорость  $\bar{\omega}_\tau$  при  $\varphi = 0$  должна быть сдвинута по ходу сжатия на величину

$$\Delta\varphi = \frac{s \cdot 6n}{0,25\bar{\omega}_0 \sin \beta + c_m} + 0,9 (R_0 - r), \quad (4)$$

где  $s$  — расстояние от продувочных окон до исследуемого сечения по оси цилиндра;  $\beta$  — угол наклона продувочного окна к радиусу в плоскости оси цилиндра;  $c_m$  — средняя скорость поршня.

Формулу (3) можно применять в диапазоне изменений углов  $\alpha_\tau = 12 \div 25^\circ$ ,  $\beta = 8 \div 15^\circ$  и отношения глубины окна к его ширине  $\frac{b}{a} = 0,5 \div 0,7$ .

Тангенциальную составляющую скорости потока воздуха, омывающего доньшко движущегося поршня, находят следующим образом.

Величину  $\Delta\varphi$  для движущегося поршня определяют для нескольких значений угла поворота коленчатого вала (через  $15$ — $20^\circ$ ). Для этих же значений  $\Delta\varphi$  строят графики изменения  $\bar{\omega}_\tau$  по углу поворота коленчатого вала. Затем на каждом графике выбирают точку, соответствующую данному положению поршня, характеризованному углом поворота коленчатого вала (рис. 7).

В двухтактных дизелях с контурной поперечно-щелевой продувкой, как, например,  $4Д \frac{19}{30}$ , при эксцентричном расположе-

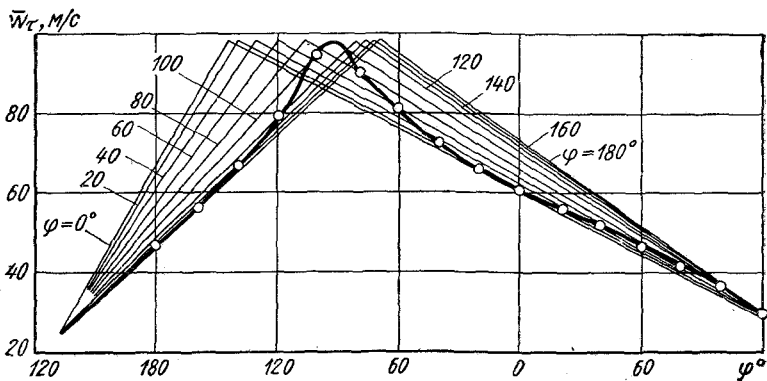
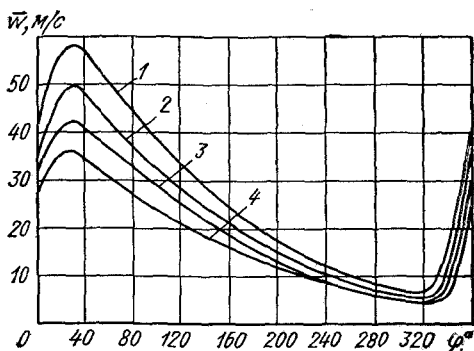


Рис. 7. Изменение  $\bar{w}_\tau$  по углу поворота коленчатого вала около днища движущегося выпускного поршня дизеля 10Д100

Рис. 8. Изменение  $\bar{w}$  по углу поворота коленчатого вала у головки цилиндра дизеля 4Д  $\frac{19}{30}$  при частотах вращения:  
 1 —  $n=550$  об/мин; 2 —  $n=500$  об/мин;  
 3 —  $n=450$  об/мин; 4 —  $n=400$  об/мин



нии окон (в плане) обеспечивается направление потоков продувочного воздуха в одну половину цилиндра, что создает взаимный подпор струй воздуха, способствующий движению воздуха к головке цилиндра и улучшению очистки. Струи воздуха, поступающие в цилиндр через продувочные окна, благодаря наклону их к оси цилиндра движутся к головке цилиндра, описывая петлю. Применение такой же методики измерения момента аэродинамической силы потока воздуха, как и на дизелях типа Д70 и Д100, позволило получить протекание осредненной скорости потока по углу коленчатого вала на различных скоростных режимах.

Из графиков, приведенных на рис. 8, видно, что максимальное значение скорости потока у головки цилиндра достигается в период продувки. Так же, как и в дизелях с прямоточной продувкой, момент времени, соответствующий  $\bar{w}_{max}$ , смещен относительно начала открытия продувочных окон на некоторый угол поворота коленчатого вала. Величина этого угла примерно соответствует времени прохождения потоком воздуха расстояния от кромки продувочного окна до места установки датчика.

Дальнейшее уменьшение скорости объясняется прекращением поступления воздуха в цилиндр, ростом вязкости (вследствие роста температуры) и плотности.

Для ориентировочного расчета скорости потока у головки цилиндра дизеля с контурной поперечно-щелевой продувкой может быть рекомендована эмпирическая формула, полученная по данным испытаний дизеля  $4Д \frac{19}{30}$ ,

$$\bar{\omega} = 0,51 \bar{\omega}_0 1,55^{-\varphi}.$$

За начало отсчета условно принимается угол  $\varphi = 0$ , соответствующий моменту открытия продувочных окон. Максимальная скорость при этом должна быть смещена от  $\varphi = 0$  в сторону в. м. т. на величину  $\Delta\varphi = \frac{s \cdot 6n}{0,51 \bar{\omega}_0 \sin \beta}$ .

### Сжатие

В процессе сжатия давление, температура, плотность газа и теплофизические параметры — теплопроводность, теплоемкость — растут, достигая максимальных значений при положении поршня в в. м. т.

Скорость нарастания давления может достигнуть значений порядка  $0,5—0,7 \text{ кгс}/(\text{см}^2\text{с})$  [ $3000—4000 \text{ кгс}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ ] и более, скорость нарастания температуры  $5—6 \text{ К}/^\circ$  ( $25\,000—35\,000 \text{ К}/\text{с}$ ).

В четырехтактных дизелях с непосредственным впрыском топлива в процессе сжатия происходит трансформация потока воздуха за счет наложения потока воздушного заряда из пространства над поршнем в камеру поршня, на поток, вызываемый вращательным движением, которое возникло еще в процессе наполнения. Благодаря этому увеличивается интенсивность вращательного движения потока по мере приближения поршня к в. м. т. (см. графики на рис. 1 и 4).

Действительно, при перетекании части воздушного заряда в камеру поршня уменьшается радиус вращающейся массы воздушного заряда. Вследствие этого на основании закона сохранения момента количества движения

$$\frac{(S_0 - S) \rho}{2} \pi \omega r^4 = \text{const},$$

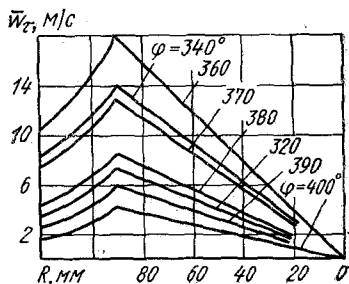
где  $S_0$  — ход поршня;  $S$  — текущее значение хода;  $\rho$  — плотность;  $\omega$  — угловая скорость вращения заряда. Текущее значение радиуса цилиндра  $r$  должно численно превосходить увеличение угловой скорости вращения воздушного заряда.

Изменение скорости  $\bar{w}_\tau$  в процессе сжатия может быть описано критериальным уравнением для точки  $r=0,75 R_0$

$$\frac{\bar{w}_\tau}{\bar{w}_0} = 0,28 \left( \frac{\tau}{\tau_0} \right)^{9,7} \left( \frac{\bar{w}_0 \tau^0}{R_0} \right)^{-1,31} \left( \frac{\bar{w}_0 R_0}{v} \right)^{0,39} \quad (5)$$

Зависимость от текущего радиуса цилиндра определяется (аналогично процессу наполнения) уравнением типа (2) для области  $0,75 R_0 \geq r > 0$  и уравнением  $\bar{w}_\tau r^{2,4} = \text{const}$  для области  $R_0 \geq r \geq 0,75 R_0$ . Для дизелей автотракторного типа постоянный коэффициент в уравнении (5) составляет 0,485.

Рис. 9. Профиль скоростей по камере сгорания (между впускными клапанами) дизеля ЧН  $\frac{25}{27}$  в различные моменты хода сжатия



Профиль скоростей в различные моменты времени процесса сжатия (рис. 9) отличается от профиля скоростей в процессе наполнения не только значительно меньшими значениями скоростей, но и по характеру распределения скоростей — увеличенным радиусом ядра потенциального вихря, близким к радиусу камеры в поршне. Вероятно, последнее обстоятельство является результатом сложения указанных выше движений воздушного заряда.

В двухтактных дизелях с прямоточной продувкой (типа Д100) и с контурной поперечно-щелевой (типа Д19/30) скорость воздуха в процессе сжатия уменьшается, что видно из графиков, приведенных на рис. 5 и 8. Это можно объяснить особенностью двухтактного процесса, при котором отрезок времени между моментом, соответствующим  $\bar{w}_{\tau_{\max}}$ , и началом сжатия почти вдвое меньше, чем у четырехтактных дизелей. Вследствие этого к началу сжатия скорость воздуха в цилиндре значительно выше, чем у четырехтактных дизелей, и приращение  $\bar{w}_\tau$ , вызываемое, например, вытеснительным действием поршней, незначительно по сравнению со скоростью потока, организованного еще в процессе продувки.

Как уже указывалось выше, наличие камеры в поршне создает условия для возникновения радиального перетекания воздуха при сжатии из пространства над вытеснителем в камеру сгорания. Это перетекание в случае интенсивного кругового движения происходит не строго радиально, а по спирали, что

было установлено в результате трассировки движения воздуха краской по следам на днище поршня в дизелях ЯМЗ-236 и Д37М.

Изменение радиальной составляющей по углу поворота коленчатого вала в зависимости от скоростного режима и некоторых конструктивных параметров дизеля может быть оценено аналитически.

М. С. Ховах предложил формулу для определения радиальной скорости при условии, что имеет место радиальное течение без дросселирования и других потерь. Перетекание при сжатии обуславливается только уменьшением объема над вытеснителем по отношению к объему, занимаемому свежим зарядом:

$$\bar{\omega}_r = \frac{\omega D_0}{4\bar{d}} \frac{1 - \bar{d}^2}{(\bar{S}_0 + \bar{S}_x) [(\epsilon - 1)(\bar{S}_0 + S_k) \delta + 1]} \frac{dS_x}{d\varphi},$$

где  $\bar{d} = \frac{d_k}{D_0}$  — относительный диаметр камеры в поршне;  $\epsilon$  — степень сжатия;  $\bar{S}_0 = \frac{S_3}{S}$  — относительная величина зазора при положении поршня в.м.т.;  $\bar{S}_x = \frac{S_x}{S}$  — относительное текущее значение части хода поршня;  $S_3$  — высота зазора;  $\delta$  — отношение полного объема камеры сгорания к объему, занимаемому камерой, расположенной в днище поршня;  $\omega$  — угловая скорость вращения коленчатого вала.

Приведенная формула не учитывает гидравлических потерь, поэтому действительные скорости  $\bar{\omega}_r$  будут меньше расчетных.

Анализ результатов измерений величин составляющих вектора скорости движения воздушного заряда в цилиндре дизеля Д37М по углу поворота коленчатого вала показал, что радиальная составляющая по своей величине несколько превышает осевую составляющую (примерно в 1,2 раза). В процессе сжатия обе эти скорости уменьшаются. Значение осевой составляющей скорости при положении поршня вблизи в.м.т. получено примерно равным средней скорости поршня. При этом следует отметить, что тангенциальная составляющая скорости, возрастающая в процессе сжатия, превышает по величине радиальную и осевую составляющую вблизи в.м.т.

## Сгорание

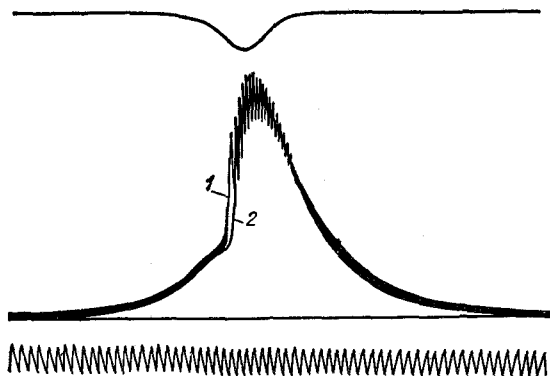
Процесс сгорания характерен высокими скоростями нарастания температуры и давления газа. Так, например, в начале сгорания у дизеля Д70 на режиме номинальной мощности скорость нарастания давления составляет  $4 \text{ кгс/см}^2/\text{с} \times (24\,000 \text{ кгс/см}^2/\text{с})$ , у дизеля 10Д100  $1,6 \text{ кгс/см}^2/\text{с}$

(8150 кгс/см<sup>2</sup>/с), скорость нарастания температуры соответственно 20,8 К/° (125 000 К/с) и 22,7 К/° (115 500 К/с).

Данные по температурам газа получены, как это было принято, на основе обработки индикаторных диаграмм по характеристическому уравнению состояния газа, вследствие чего температура газа является усредненной по объему. В действительности имеет место различие в локальных температурах газа в цилиндре, что предопределяется особенностью смесеобразования и сгорания в дизеле. Скоростные кинограммы процессов сгорания показывают, что воспламенение — первые очаги пламени — появляются в разных циклах не в постоянных местах, направление распространения пламени не повторяется от цикла к циклу.

Рис. 10. Осциллограмма изменений давления газов в цилиндре дизеля ЧН  $\frac{25}{27}$ , зарегистрированных одновременно при установке датчиков ( $n = 615$  об/мин,  $N_c = 81$  л. с.):

1 — в коротком индикаторном канале,  $l_1 = 45$  мм; 2 — в длинном канале,  $l_2 = 400$  мм



Высокие скорости нарастания давления и температуры газа и их пульсирующий характер изменения деформируют пограничный слой, интенсифицируя теплоотдачу от газов к стенке.

Анализируя газодинамические условия в цилиндре дизеля в период сгорания, необходимо остановиться на колебаниях давления газа, возникающих в момент сгорания. Эти колебания легко обнаруживаются при снятии осциллограмм изменения давления газа в цилиндре, если длина индикаторного канала сведена к минимуму, так как при наличии индикаторного канала высокочастотные колебания в нем быстро затухают, не доходя до датчика, что наглядно видно из осциллограмм (рис. 10).

Физическую сущность возникновения газодинамических колебаний в цилиндре дизеля в процессе воспламенения и сгорания, вероятно, можно представить следующим образом, если исходить из современных концепций о физико-химической природе самовоспламенения и сгорания в дизелях.

В связи с тем, что благоприятные условия для воспламенения топлива возникают не одновременно во всем объеме ка-

меры сгорания, воспламенение топлива происходит первоначально в отдельных частях камеры. Это вызывает локальное повышение давления, и в соседние зоны распространяется волна давления. Скорость распространения пламени определяет условие распространения возникшей звуковой волны давления и, следовательно, процесс колебания давления в камере сгорания. Звуковая волна, достигнув стенок, ограничивающих камеру сгорания, многократно отражается и, затухая, сохраняется на некоторой части хода расширения. Скорость распространения волны зависит от перепада давлений и массовой плотности до и после сжатия. Вследствие высоких начальных давлений в цилиндре дизеля (в начале воспламенения) ударная волна имеет относительно малый перепад давления (1,02—1,15), в результате чего такую волну можно рассматривать как ударную волну слабой интенсивности, обладающую свойствами звуковой волны, и к ней могут быть применены законы акустики.

Акустические колебания генерируют вторичные потоки (так называемые акустические течения) у неподвижных стенок. Движение этих потоков осуществляется в направлении нормали к стенке твердого тела. Проникая в область пограничного слоя, вторичные потоки интенсифицируют теплообмен [12].

Кроме того, с возникновением указанных колебаний газа толщина пограничного слоя будет уменьшаться, так как  $\delta \approx \frac{1}{\sqrt{\omega}}$ . Колебательная скорость газа в определенной мере характеризует влияние акустических течений на интенсивность теплообмена. Поэтому представляется целесообразным рассмотреть вопрос о приближенной расчетно-экспериментальной оценке величины этой скорости.

Частота газодинамических колебаний, возникающих при сгорании, может быть ориентировочно определена по зависимости

$$f = \frac{c_{ув}}{2D_0}, \quad (6)$$

где  $c_{ув}$  — скорость распространения ударной волны, м/с;  $D_0$  — диаметр цилиндра, м.

Скорость распространения звуковой волны можно определять по зависимости

$$c_{зв} = c_{ув} \approx \sqrt{kqRT},$$

где  $k$  — показатель адиабаты;  $T$  — температура газа, К.

Обработка большого числа осциллограмм изменения давления газов в цилиндре различных дизелей (Д70, Д100, 4Д19/30, СМД18Н и др.) показывает, как это видно, например, из данных, приведенных в табл. 2, что частота колебаний давления в начале сгорания близка к частоте, рассчитанной по



Результаты обработки осциллограмм изменения давления газа  
в цилиндре дизелей на отдельных режимах работы

Параметры	10ДН $\frac{20}{2 \times 25,4}$							
	$N_e$ , л.с. . . . .	300			270			
$n$ , об/мин . . . . .	850			785				
$dp/d\phi$ , кгс/(см <sup>2</sup> ·°) (в начале сгорания) . . . . .	2			3,1				
$\phi^\circ$ . . . . .	1 до в.м.т.	4 после в.м.т.	11 после в.м.т.	1 до в.м.т.	4 после в.м.т.	11 после в.м.т.		
$f$ , Гц . . . . .	1860	1910	2000	1820	1900	1980		
$A_p$ , кгс/см <sup>2</sup> . . . . .	1,3	1,7	2,0	1,6	1,3	1,0		
$\omega_{зк}$ , м/с . . . . .	4,7	6,3	7,0	5,5	4,4	3,0		
$f_k$ , Гц . . . . .	1620	1740	1810	1583	1673	1862		
$f/f_k$ . . . . .	1,15	1,10	1,10	1,14	1,13	1,06		
Продолжение табл. 2								
Параметры	16ЧН $\frac{25}{27}$						4Д $\frac{19}{30}$	
	187			88			28	
$n$ , об/мин . . . . .	1000			615			450	
$dp/d\phi$ , кгс/(см <sup>2</sup> ·°) (в начале сгорания) . . . . .	4			11,8			3,18	
$\phi^\circ$ . . . . .	5 до в.м.т.	12 после в.м.т.	20 после в.м.т.	5 до в.м.т.	5 после в.м.т.	15 после в.м.т.	5 до в.м.т.	2 после в.м.т.
$f$ , Гц . . . . .	1100	1570	1830	1300	1730	2160	1620	1945
$A$ , кгс/см <sup>2</sup> . . . . .	5,5	4,5	2,7	10,85	8,7	5,45	1,1	0,75
$\omega_{зк}$ , м/с . . . . .	23,5	16,8	11,3	51,0	48,0	33,0	9,0	5,4
$f_k$ , Гц . . . . .	1280	1620	1700	1220	1860	1950	1610	1880
$f/f_k$ . . . . .	0,86	0,97	1,07	1,06	0,93	1,15	1,01	1,035

формуле (6), отличаясь от нее не более чем на 10—15%. Однако в процессе сгорания разница между расчетным значением частоты и определяемой по осциллограммам несколько увеличивается.

Из данных табл. 2 также видно, что амплитуда колебаний давления газа достигает 8—10 кгс/см<sup>2</sup> и зависит от скорости

нарастания давления. По ходу процесса сгорания величина амплитуды колебаний давления газа уменьшается, а частота колебаний растет, достигая максимума к моменту, примерно, соответствующему максимальной температуре сгорания.

Как было установлено А. С. Соколиком, в момент воспламенения возникают сферические ударные волны малой интен-

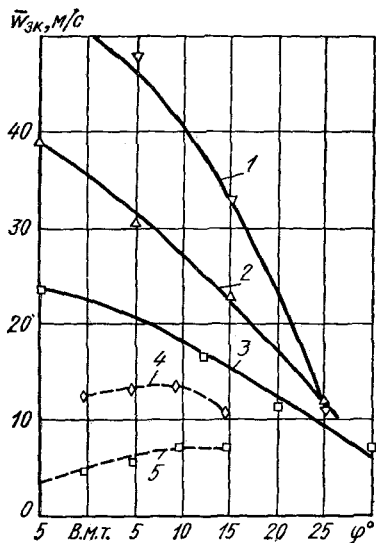


Рис. 11. Изменение  $\omega_{зк}$  по углу поворота коленчатого вала дизелей на режимах тепловозной характеристики:

1 —  $n=615$  об/мин; 2 —  $n=780$  об/мин;  
3 —  $n=1000$  об/мин; 4 —  $n=400$  об/мин;  
5 —  $n=850$  об/мин; сплошные линии —  
дизель 16ЧН  $\frac{25}{27}$ ; штриховые линии —  
дизель 10ДН  $\frac{20,7}{2 \times 25,4}$

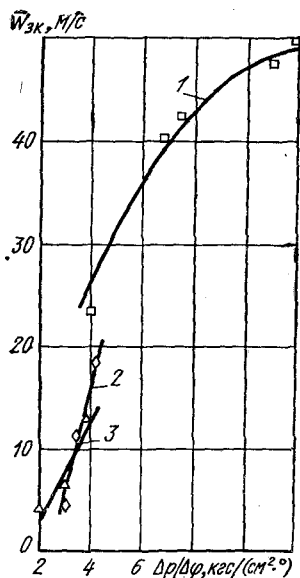


Рис. 12. Изменение  $\omega_{зк}$  в зависимости от скорости нарастания давления в начале сгорания:

1 — дизель 16ЧН  $\frac{25}{27}$ ; 2 — дизель  
4Д  $\frac{19}{30}$ ; 3 — дизель 10ДН  $\frac{20,7}{2 \times 25,4}$

сивности. В этом случае амплитуда колебательной скорости  $A_p$  определяется из выражения

$$\omega_{зк} = \frac{A_p}{\rho c_{зв}} + \frac{A_p}{j\rho\omega_k},$$

где  $r$  — расстояние от источника колебаний;  $\omega_k$  — циклическая частота колебаний.

Таким образом, колебательная скорость в сферической волне представляет собой сумму двух составляющих, одна из которых находится в фазе с давлением, а другая отстает от

давления по фазе. Однако при расстояниях, начиная с равного длине волны, со сдвигом фаз практически можно не считаться и рассчитывать колебательную скорость как для случая плоской волны.

Тогда амплитуду колебательной скорости  $\bar{\omega}_{зк}$  м/с можно определить из известного в теории акустических колебаний выражения

$$\omega_{зк} = \frac{A_p}{\rho c_{зв}}$$

Обычно рассматривают так называемую действительную колебательную скорость (в м/с)

$$\bar{\omega}_{зк} = \frac{\omega_{зк}}{\sqrt{2}} = \frac{A_p}{\sqrt{2} \rho c_{зв}} \quad (7)$$

На графиках рис. 11 и 12 представлены изменения  $\bar{\omega}_{зк}$  по углу поворота коленчатого вала и зависимость  $\bar{\omega}_{зк}$  от величины скорости нарастания давления в начале горения для некоторых дизелей.

Если сравнить значения колебательной скорости звуковых колебаний, например, в четырехтактном дизеле Д70 со скоростью потока в цилиндре в процессе сжатия-расширения, то можно заметить, что последняя значительно меньше колебательной скорости. Анализируя данные по другим двигателям, можно заключить, что колебательная скорость соизмерима со скоростью потока газа в цилиндре.

Если же имеется расчетная индикаторная диаграмма, то, используя результаты анализа опытных данных, колебательная скорость газа в цилиндре может быть определена следующим образом.

Амплитуда колебаний давления газа при условии, что она соответствует приросту давления за время, соответствующее  $\frac{1}{4}$  периода колебаний,

$$A_p = \frac{dp}{d\varphi} 6n \frac{1}{4} \tau_k, \quad (8)$$

где  $\tau_k$  — период колебаний, с.

В соответствии с уравнением (6) и учитывая результаты анализа осциллограмм, период колебаний (в с)

$$\tau_k = \frac{2,3D_0}{c_{зв}}$$

Тогда выражение (7) может быть представлено в виде

$$\bar{\omega}_{зк} = 2,43 \frac{nD_0}{kp} \frac{dp}{d\varphi},$$

где  $\rho = \frac{p}{gRT}$ ;  $c_{зв} = \sqrt{kgRT}$ ;  $k$  — показатель адиабаты.

Следует также иметь в виду, что горение топлива в цилиндре двигателя вызывает дополнительное движение воздушного заряда из-за расширения горячей части смеси. Однако пока не представляется возможным непосредственно количественно оценить влияние этого фактора на теплообмен.

## Расширение

Процесс расширения характерен более высоким уровнем температур и давлений в сходные моменты положения поршня, чем в процессе сжатия. Как в двухтактных, так и в четырехтактных дизелях по ходу процесса происходит дальнейшее уменьшение скорости газа. При этом в четырехтактных дизелях зависимость изменения  $\bar{w}_\tau$  по углу поворота коленчатого вала симметрична аналогичной зависимости в процессе сжатия.

## Выпуск

В процессе выпуска в четырехтактных дизелях наблюдается резкое повышение тангенциальной составляющей скорости газа, вызванное открытием выпускных клапанов и возникновением градиента давления. В двухтактных дизелях возрастание скорости  $\bar{w}_\tau$  наблюдается в процессе продувки. При этом следует отметить, что если замеры  $\bar{w}_\tau$  в четырехтактных дизелях проводились в непосредственной близости от крышки цилиндра, то в двухтактных — на относительно большом удалении от органов выпуска. Поэтому можно предположить, что в зоне, близкой, например, к выпускным окнам, увеличение  $\bar{w}_\tau$  может наступить еще в первый период выпуска.

В четырехтактных дизелях максимальная скорость  $\bar{w}_\tau$  в процессе выпуска наблюдается примерно в середине этого процесса в точке  $r=0,4 R_0$  со стороны выпускных клапанов и ориентировочно может быть определена по критериальной зависимости

$$\frac{\bar{w}_\tau}{\bar{w}_{0в}} = 4,27 \cdot 10^{-9} \left( \frac{\bar{w}_{0в} \tau_0}{R_0} \right)^{-1,19} \left( \frac{\bar{w}_{0в} R_0}{v} \right)^{1,732}, \quad (9)$$

где  $\bar{w}_{0в}$  — средняя скорость истечения газа из цилиндра.

Для дизелей автотракторного типа постоянный коэффициент в уравнении (9) составляет  $12,5 \cdot 10^{-9}$ .

Зависимость от текущего радиуса для области  $0 < r \leq 0,4 R_0$  учитывается уравнением (2), для области  $R_0 \geq r \geq 0,4 R_0$  уравнением

$$\bar{w}_\tau r^{1,74} = \text{const.}$$

Текущие значения  $\bar{w}_\tau$  по ходу процесса выпуска в пределах  $0,5\tau_0 \leq \tau \leq 0,75\tau_0$  ориентировочно могут быть определены по эмпирической зависимости

$$\bar{w}_\tau = (\bar{w}_{\tau_{\max}} - \bar{w}_{\tau=0,5\tau_0}) \left( \frac{\tau}{0,25\tau_0} - 2 \right) + \bar{w}_{\tau=0,5\tau_0},$$

где  $\bar{w}_{\tau_{\max}}$  — определяется по уравнению (9),  $\bar{w}_{\tau=0,5\tau_0}$  — по уравнению (5).

Скорость  $\bar{w}_\tau = \bar{w}_{\tau_{\max}}$  в пределах  $0,75\tau_0 \leq \tau \leq 0,85\tau_0$ , а текущие значения  $\bar{w}_\tau$  в пределах  $0,85\tau_0 \leq \tau \leq \tau_0$  определяются аналогично предыдущему по уравнению

$$\bar{w}_\tau = (\bar{w}_{\tau_{\max}} - \bar{w}_{\tau=0,5\tau_0}) \left( 4,4 - \frac{\tau}{0,25\tau_0} \right) + \bar{w}_{\tau=0,5\tau_0}.$$

На участке расположения впускных клапанов характер изменения  $\bar{w}_\tau$  примерно сохраняется таким же, как и на участке расположения выпускных клапанов. Значения  $\bar{w}_\tau$  могут быть определены по уравнению (9), но с постоянным коэффициентом  $1,45 \cdot 10^{-9}$ .

Приведенные в настоящем параграфе данные позволяют сделать заключение, что в процессе наполнения и продувки скорость движения воздушного заряда достигает наибольших значений за время всего рабочего цикла.

Газодинамические и термодинамические условия теплообмена в камерах сгорания современных дизелей отличаются высокими параметрами газа и скоростью их изменения в течение рабочего цикла, наличием внутреннего источника тепла (сгорание жидкого распыленного топлива) и двух источников радиации.

Вследствие этого в камере сгорания имеет место нестационарный, сложный теплообмен (конвективный и радиационный) между газом и стенками. Поэтому вполне очевидно, что попытки характеризовать газодинамические условия теплообмена средней скоростью поршня и провести аналогию между условиями теплообмена в камере сгорания дизеля с известными процессами теплообмена в стационарных потоках рабочего тела, например движение газа в трубе [37], поперечное обтекание пластины газами, как аналогия обтекания газами доньшка поршня [25], недостаточны для определения теплообмена между газом и стенками камеры сгорания.

### Математическое описание процесса теплоотдачи от газа к стенкам камеры сгорания

Система дифференциальных уравнений, состоящих из уравнения распространения теплоты в движущейся среде, уравнений движения, сплошности, состояния и теплообмена

выражает в математической форме физические явления, определяющие теплоотдачу. Поэтому для математического описания процесса теплоотдачи в цилиндре дизеля используются перечисленные выше дифференциальные уравнения с учетом особенностей физических явлений, происходящих в цилиндре дизеля.

Как известно из теории теплообмена, вывод уравнения распространения теплоты основан на применении закона сохранения и превращения энергии, который для тепловых процессов выражается в виде первого закона термодинамики:

$$Q_V d\tau + AL_V d\tau = \rho \left( du + Ad \frac{w^2}{2g} \right),$$

где  $Q_V$  — количество теплоты, поступающей в объем  $V$  за единицу времени;  $L_V$  — работа, совершаемая внешними силами над единицей объема газа за единицу времени;  $\tau$  — время;  $\rho$  — плотность газа;  $u$  — внутренняя энергия одного килограмма газа;  $w$  — скорость движения газа.

Уравнение показывает, что теплота, воспринимаемая газом при его движении, расходуется на увеличение его внутренней энергии, на внешнюю работу, совершаемую над газом, и на приращение кинетической энергии при перемещении в пространстве. Количество теплоты  $Q_V$ , поступающей в замкнутый элемент, объем  $dV$  в среде с внутренним источником теплоты обычно определяют как алгебраическую сумму количества теплоты, возникающей внутри элементарного объема  $dV$  и равного  $q_V dV$ , где  $q_V$  — плотность внутреннего источника и количества теплоты, уходящей через поверхность элементарного объема. Если при этом воспользоваться уравнениями для внутренней энергии, энтальпии, законом Фурье и ввести значение субстанциональной производной, то получим уравнение распространения теплоты в среде с внутренним источником теплоты [13]

$$\begin{aligned} & \lambda \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{\partial \lambda}{\partial T} \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \frac{\partial \lambda}{\partial T} \left( \frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 + \\ & + \frac{\partial \lambda}{\partial T} \left( \frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 + q_V = c_p \rho \left( \frac{\partial T}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial T}{\partial x} + w_y \frac{\partial T}{\partial y} + w_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \\ & + \rho A \left( \frac{\partial \frac{w^2}{2g}}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial \frac{w^2}{2g}}{\partial x} + w_y \frac{\partial \frac{w^2}{2g}}{\partial y} + w_z \frac{\partial \frac{w^2}{2g}}{\partial z} \right) - \\ & - A \left[ L_V + \frac{\partial p}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial p}{\partial x} + w_y \frac{\partial p}{\partial y} + w_z \frac{\partial p}{\partial z} + \rho p \times \right. \\ & \quad \left. \times \left( \frac{\partial v}{\partial z} + w_x \frac{\partial v}{\partial x} + w_y \frac{\partial v}{\partial y} + w_z \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

В векторной форме это уравнение имеет вид

$$\begin{aligned} \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) + q_V + A \left( L_V + \frac{Dp}{d\tau} + p\rho \frac{Dv}{d\tau} \right) = \\ = c_p \rho \frac{DT}{d\tau} + \rho A \frac{D}{d\tau} \frac{w^2}{2g} . \end{aligned}$$

Применительно к процессу теплоотдачи от газа к стенкам камеры сгорания дизеля с учетом особенностей процесса тепловыделения, происходящего в камере сгорания, это уравнение может быть уточнено и упрощено.

Во-первых, следует отметить, что под внутренним источником теплоты  $q_V$  ккал/(м<sup>3</sup>·ч) следует понимать теплоту, возникающую внутри данного элементарного объема газа благодаря химическим превращениям в процессе сгорания топлива.

Плотность внутреннего источника является переменной по времени величиной, т. е.

$$q_V = \frac{B_{ц} Q_{н}}{V} \frac{dx}{d\tau} ,$$

где  $B_{ц}$  — цикловой расход топлива, кг;  $Q_{н}$  — низшая теплота сгорания топлива, ккал/кг;  $V$  — текущий объем, м<sup>3</sup>;  $x$  — доля теплоты топлива, выделившаяся к моменту времени  $\tau$  в процессе сгорания.

Во-вторых, необходимо учесть, что в процессе сгорания возникают источники излучения (трехатомные газы и светящийся факел пламени), и, следовательно, элементарный объем  $dV$  излучает количество теплоты

$$dq_{л} = E_{л} dV ,$$

где  $E_{л}$  — энергия излучения, ккал/(м<sup>3</sup>·ч).

В-третьих, процессы, определяющие теплоотдачу от газа к стенкам, происходят в пределах тонкого пограничного слоя в непосредственной близости от стенок, поэтому можно считать стенки плоскими. Так как пограничный слой тонкий, то преобладающее значение имеет теплопроводность в направлении  $x$ , если систему координат выбрать так, чтобы направление по оси  $x$  было перпендикулярным к стенке рабочего цилиндра.

Далее принимаем, что давление в цилиндре зависит только от времени и не зависит от места. Такое допущение является общепризнанным в теории двигателей для случая бездетонационного сгорания.

В связи с тем, что движение газа в цилиндре дизеля происходит при умеренных скоростях, можно пренебречь влиянием изменения кинетической энергии газового потока, так как кинетическая энергия мала по сравнению с энтальпией потока.

В результате всего этого уравнение (10) упрощается и принимает вид

$$\lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial \lambda}{\partial T} \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \frac{B_{\text{и}} Q_{\text{и}}}{V} \frac{\partial x}{\partial \tau} - E_{\text{л}} = \\ = c_p \rho \left( \frac{\partial T}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial T}{\partial x} \right) - AL_V - A \frac{\partial p}{\partial \tau} - A p \rho \frac{\partial v}{\partial \tau}. \quad (11)$$

Если уравнения движения и сплошности упростить аналогично уравнению (10), то они могут быть представлены в следующем виде:

уравнение движения

$$\rho \frac{\partial w_x}{\partial \tau} + \rho w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} = \rho g_x + \mu \frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2}; \quad (12)$$

уравнение сплошности

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial (\rho w_x)}{\partial x} = 0. \quad (13)$$

В качестве уравнения состояния используется характеристическое уравнение

$$v dp + p dv = R dT. \quad (14)$$

Условия, характеризующие протекание процесса на границах среды и тела, обычно задаются в виде дифференциального уравнения теплообмена

$$\alpha (T - T_{\text{ст}}) = - \lambda \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (15)$$

Таким образом, процесс теплоотдачи от газа к стенкам рабочего цилиндра может быть описан системой дифференциальных уравнений (11) — (15).

Приведенная система дифференциальных уравнений даже после соответствующих упрощений, сделанных применительно к условиям теплоотдачи в цилиндре дизеля, имеет большое число частных решений. Поэтому решение, соответствующее данной конкретной задаче, выбирают с помощью так называемых краевых условий (условия однозначности — геометрические, физические, временные и граничные).

Геометрические условия однозначности предусматривают рассмотрение протекания процесса в двух полупространствах с плоской поверхностью раздела.

Физические условия, характеризующие физические свойства среды, задаются в виде зависимостей теплофизических параметров (коэффициент теплопроводности  $\lambda$ , удельная теплоемкость  $c_p$ , коэффициент динамической вязкости  $\mu$ ) от температуры:

$$\lambda = f_1(T); \quad c_p = f_2(T); \quad \mu = f_3(T).$$



Эти параметры могут быть определены, например, по эмпирическим зависимостям [22].

Временные условия определяют переменные, входящие в дифференциальные уравнения, в начальный момент времени протекания процесса. В конкретных условиях это могут быть, например,  $p_a$  и  $T_a$  — давление и температура газа в момент начала сжатия.

Скорость выделения теплоты при сгорании (или, как обычно называют, скорость сгорания)  $\frac{dx}{dt}$  может задаваться приближенно, например, по формуле И. И. Вибе [6]:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{-6,908(m+1)}{\tau_z} \left(\frac{\tau}{\tau_z}\right)^m e^{-6,908\left(\frac{\tau}{\tau_z}\right)^{m+1}},$$

где  $m$  — показатель характера сгорания;  $\tau_z$  — продолжительность сгорания.

Скорость сгорания также приближенно может быть определена по эмпирическому уравнению Б. М. Гончара, которое основывается на опытных данных, полученных при испытании 28 различных двигателей и отсеков.

Наиболее точно скорость сгорания в настоящее время может быть определена с помощью анализа индикаторных диаграмм исследуемого двигателя или близкого прототипа.

В процессе сгорания на конвективный теплообмен влияют также акустические течения, рассмотренные выше. Учет этого влияния может быть осуществлен, если к приведенной выше системе уравнений добавить уравнение, описывающее акустическое течение, например уравнение Вестервельта [12].

Последовательное аналитическое решение приведенной системы дифференциальных уравнений оказывается невозможным, так как коэффициент теплопроводности, плотность и другие характеристики газа являются переменными величинами. Интегрирование этих уравнений в общем виде может производиться только при упрощающих допущениях, когда отбрасываются отдельные члены исходных общих уравнений и путем преобразований переходят от уравнений в частных производных к уравнениям в обыкновенных дифференциалах.

Другим способом является численный метод интегрирования с помощью ЭЦВМ.

Численные методы решения нашли широкое распространение и в настоящее время могут быть применены для задач любой сложности. В результате численного решения может быть получен большой объем информации, анализ которой позволяет подобрать уравнения, аппроксимирующие полученные данные. Однако они не могут установить внутренних связей и дать общие закономерности, особенно в случае, когда

приходится учитывать большое число переменных в исследуемом процессе. Поэтому при решении рассмотренной выше задачи успешно применяется теория подобия.

### Критерии подобия нестационарной теплоотдачи

Теория подобия дает возможность на основании анализа замкнутой системы дифференциальных уравнений и краевых условий, описывающих исследуемое явление, найти связь между отдельными группами величин и соединить их в комплексы определенного вида. Эти комплексы, являясь комбинациями величин, которые существенны для изучаемых процессов, представляют собой обобщенные переменные (критерии подобия и симплексы). Поэтому при рассмотрении задачи в обобщенных переменных исследуется уже не частный случай, а множество случаев, объединенных некоторой общностью свойств.

Критерии подобия любой исследуемой проблемы могут быть получены различными путями [7, 21]. В связи с тем, что для описания процесса теплообмена в цилиндре дизеля имеется система дифференциальных уравнений, то в этом случае возможен вывод критериев из дифференциальных уравнений и их краевых условий. Этот путь в определенной степени объединяет формальную строгость с физической наглядностью.

Таким образом, критерии теплового подобия могут быть получены из системы дифференциальных уравнений (11)—(14) и граничных условий, определяемых уравнением теплообмена (15).

Как известно из теории подобия, для теплового подобия двух полей состояния необходимо, чтобы между соответствующими величинами (температурой, плотностью, скоростью и др.) в соответствующих точках, включая начальные и краевые условия, существовала линейная зависимость.

Для первого поля дифференциальные уравнения (11) и (15) имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \lambda' \frac{\partial^2 T'}{\partial x'^2} + \frac{\partial \lambda'}{\partial T'} \left( \frac{\partial T'}{\partial x'} \right)^2 + \frac{B'_n Q'_n}{V'} \frac{\partial x'}{\partial \tau'} - E' = \\ = c'_p \rho' \left( \frac{\partial T'}{\partial \tau'} + w'_x \frac{\partial T'}{\partial x'} \right) - A' L'_V - A' \frac{\partial \rho'}{\partial \tau'} - A' p' \rho' \frac{\partial v'}{\partial \tau'} ; \end{aligned}$$

$$\alpha' \Delta T' = -\lambda' \frac{\partial T'}{\partial x'}$$

Заменяя переменные второго поля через переменные первого, получим аналогичные уравнения, где переменные первого поля

отличаются на величину соответствующих констант подобия:

$$\begin{aligned} & \frac{C_\lambda C_T}{C_l^2} \lambda \frac{\partial^2 T'}{\partial x^2} + \frac{C_\lambda C_T^2}{C_T C_l^2} \frac{\partial \lambda'}{\partial T'} \left( \frac{\partial T'}{\partial x'} \right)^2 + \frac{C_{B_\Pi} C_{Q_H} C_x}{C_V C_\tau} \times \\ & \times \frac{B'_\Pi Q'_H \partial x'}{V' d\tau'} - C_{E_\Pi} E'_\Pi = \frac{C_{c_p} C_\rho C_T}{C_\tau} c'_{p\rho'} \frac{\partial T'}{\partial \tau'} + \\ & + \frac{C_{c_p} C_\rho C_w C_T}{C_l} c'_{p\rho'} \omega'_x \frac{\partial T'}{\partial x'} - \frac{C_p}{C_\tau} A \frac{\partial p'}{\partial \tau'} - \\ & - C_l A L'_V - \frac{C_p C_\rho C_V}{C_\tau} A p' \rho' \frac{\partial V'}{\partial \tau'} ; \\ & C_\alpha C_T \alpha' \Delta T' = - \frac{C_\lambda C_T}{C_l} \lambda' \frac{\partial T'}{\partial x'} . \end{aligned}$$

Из условий тождественности этих уравнений имеем следующие соотношения между множителями преобразования, если учесть, что  $\frac{C_l}{C_\tau} = C_w$ :

$$1. \frac{C_\lambda C_T}{C_l^2} = \frac{C_{c_p} C_\rho C_T}{C_\tau} \quad \text{или} \quad \frac{C_l C_{c_p} C_\rho C_n}{C_\lambda} = 1.$$

Подставляя вместо констант подобия их значения, получим

$$\frac{x' c'_{p\rho'} \omega'_x}{\lambda'} = \frac{x'' c''_{p\rho'} \omega''_x}{\lambda''}.$$

Заменяя  $\frac{\lambda}{c_{p\rho}} = a$ , где  $a$  — коэффициент температуропроводности, будем иметь

$$\frac{x' \omega'_x}{a'} = \frac{x'' \omega''_x}{a''} \quad \text{или} \quad \frac{x \omega_x}{a} = Pe,$$

где  $Pe$  — критерий Пекле.

2. Соотношение  $\frac{C_\lambda C_T^2}{C_l^2 C_T} = \frac{C_{c_p} C_\rho C_T}{C_\tau}$  аналогично предыдущему дает также критерий Пекле.

$$3. \frac{C_{B_\Pi} C_{Q_H} C_x}{C_\rho C_\tau} = \frac{C_{c_p} C_\rho C_T}{C_\tau} \quad \text{или} \quad \frac{C_{B_\Pi} C_{Q_H} C_x}{C_V C_{c_p} C_\rho C_T} = 1;$$

соответственно 
$$\frac{B'_\Pi Q'_H x'}{V' \rho' T' c'_p} = \frac{B''_\Pi Q''_H x''}{V'' \rho'' T'' c''_p}.$$

Если учесть, что  $V_p = G_a \mu_x$ , где  $G_a$  — масса газа в цилиндре в начале сжатия;  $\mu_x$  — коэффициент молекулярного изменения, то полученный выше комплекс можно записать в виде

$$\frac{B'_c Q'_H x'}{G'_a \mu'_x c'_p T'} = \frac{B''_c Q''_H x''}{G''_a \mu''_x c''_p T''} \quad \text{или} \quad \frac{B_c Q_H x}{G_a \mu_x c_p T} = K_q,$$

где  $K_q$  — критерий внутреннего источника теплоты.

Критерий внутреннего источника теплоты представляет собой отношение количества теплоты, выделяющейся в газовой среде, к теплосодержанию среды.

Следует отметить, что в работе К. Элзера [7], где также рассматривались критерии подобия нестационарной теплоотдачи в рабочем цилиндре, было ошибочно принято, что частное  $\frac{\Delta Q}{T}$  (где  $\Delta Q = \frac{B_c Q_H x}{G_a \mu_x}$  — теплота, вносимая топливом в цилиндр на единицу массы газа) представляет собой изменение энтропии  $\Delta S$ .

В известном выражении  $dS = \frac{dQ}{T}$  в бесконечно малое количество теплоты  $dQ$  входит изменение теплосодержания объема, количество теплоты, эквивалентное работе, совершаемой внешними силами, теплота внутреннего источника и т. д. Таким образом, неправомерно рассматривать отношение изменения теплоты только внутреннего источника к температуре как изменение энтропии.

$$4. \quad C_{E_L} = \frac{C_{c_p} C_p C_T}{C_\tau} \quad \text{или} \quad \frac{C_{E_L} C_\tau}{C_{c_p} C_p C_T} = 1.$$

После замены констант подобия получим

$$\frac{c'_p T'}{E'_L \tau'} = \frac{c''_p T''}{E''_L \tau''}.$$

Умножим числитель и знаменатель обеих частей этого равенства соответственно на  $G'_a \mu'_x$  и  $G''_a \mu''_x$ ; тогда  $\frac{E_L \tau}{\rho} G_a \mu_x$  — тепловая энергия, излучаемая продуктами сгорания в цилиндре дизеля и определяемая по уравнению

$$Q_L = \varepsilon \sigma_0 F_K T^4 \frac{1}{60n},$$

где  $\varepsilon$  — приведенная степень черноты;  $\sigma_0 = 4,9 \cdot 10^{-8}$  ккал/( $m^2 \times \text{ч} \cdot K^4$ ) — константа излучения абсолютно черного тела;  $F_K$  — поверхность камеры сгорания,  $m^2$ ;  $T$  — температура излучателя,  $K$ .

В окончательном виде

$$\frac{G_a' \mu_x' c_p' T' \cdot 60n'}{\varepsilon' \sigma_0 F_k' T_k'^4} = \frac{G_a'' \mu_x'' c_p'' T'' \cdot 60n''}{\varepsilon'' \sigma_0 F_k'' T_k''^4}$$

т. е. получено отношение теплосодержания продуктов сгорания к теплоте их излучения, что принято обычно называть критерием Больцмана  $Bo$ .

Аналогичным путем могут быть получены  $\omega_x \tau / \chi$  — критерий гомохронности, число Нуссельта  $\alpha \chi / \lambda = Nu$ .

Процесс теплообмена, как известно, описывается также системой гидромеханических уравнений. Поэтому для получения критериев гидромеханического подобия необходимо аналогично предыдущему рассмотреть соотношения множителей преобразования из условия тождественности уравнений движения (12) и сплошности (13) для двух подобных полей состояния.

Эта система уравнений дает критерий Рейнольдса  $\frac{\rho \omega_x \chi}{\mu} = Re$ , критерий Фруда  $\frac{g \chi}{\omega_x^2} = Fr$ , критерий гомохронности, который

также может быть получен из уравнений (11).

Аналогично рассмотренному выше, из уравнения, описывающего акустические течения, может быть получен критерий  $\frac{A_p}{\rho \omega_x^2} = Kb$ , предложенный Кубанским [12]. Этот критерий является аналогом критерия Эйлера и представляет собой отношение амплитуды давления акустической радиации к динамическому давлению  $\rho \omega_x^2$ .

Следовательно, нестационарные температурные поля в дизелях будут подобны, если в любых сходственных точках и в сходные моменты времени указанные выше критерии имеют одни и те же значения.

Тепловое подобие определяет условия, при которых поля, подобные геометрически и гидромеханически, подобны и в тепловом отношении.

Однако следует указать, что практически приходится сравнивать двигатели, которые в геометрическом отношении являются не подобными, а аффинными, основной характеристикой которых является отношение хода поршня к диаметру цилиндра. Для аффинных в геометрическом отношении двигателей  $S/D \neq \text{idem}$ .

Применение теории подобия возможно для аффинных систем, так как в них могут осуществляться подобные физические процессы. В связи с этим необходимо также отметить, что в рабочем цилиндре двигателя условие геометрического подобия не соблюдается ввиду изменения длины цилиндра во время протекания рабочего процесса. Однако изменению длины цилиндра

в течение рабочего процесса соответствуют изменения в больших пределах температуры, давления и скорости газа, которые оказывают более существенное (значительное) влияние на коэффициент теплоотдачи, чем изменение геометрического размера.

Так как искомой величиной при излучении теплоотдачи от газа к стенкам камеры сгорания является коэффициент теплоотдачи  $\alpha$ , то критериальное уравнение должно быть представлено в виде зависимости числа Нуссельта от приведенных выше критериев подобия:

$$Nu = f(Re, Kq, Ho, Kb, k, Fr, Re). \quad (16)$$

Вид функциональной зависимости определяется с помощью экспериментального исследования при обработке опытных данных в соответствии с правилами теории подобия.

### **Определение параметров, входящих в критерии подобия**

Учитывая сложность процесса теплоотдачи от газа к стенкам камеры сгорания в дизеле, при обработке опытных данных в критериях подобия приходится руководствоваться не только общей методологией, которая дается теорией подобия. Возникает необходимость рассмотреть специфические вопросы определения критериев подобия нестационарной теплоотдачи.

**Определяющая температура.** Известно, что физические константы, входящие в критерии подобия, представляют собой переменные, зависящие от состояния среды.

Если для оценки состояния газа в цилиндре принять давление как функцию времени протекания процесса и не зависящее от места, то при определении так называемой определяющей температуры необходимо учесть следующее.

Вследствие того, что топливовоздушная смесь является неоднородной по своему составу в переменном по времени объеме камеры сгорания, локальные коэффициенты избытка воздуха могут иметь самые различные значения. Начальный очаг воспламенения обычно возникает в зоне наиболее благоприятного смесеобразования.

Д. Н. Вырубов отмечает, что такой зоной, например, является периферия топливного факела (его наружная часть), в которой капли топлива малого диаметра движутся с воздухом, а соприкосновение наружной части факела с наиболее нагретыми участками стенки камеры сгорания ускоряют предпламенные реакции и переход к самовоспламенению. В камере сгорания дизеля наблюдается разность температур, достигающая 600К и выше при практически одинаковом давлении во всей камере [30, 34]. Таким образом, имеет место температурная неоднородность

рабочего тела, особенно в период развития очагов воспламенения. Известно также, что при недостаточном согласовании формы камеры сгорания с направлением топливного факела, расположением воздуха и его направленным движением на отдельных участках тепловоспринимающей поверхности наблюдаются значительные перегревы.

Было установлено, что при небольшом отклонении струй топлива от элемента тепловоспринимающей поверхности, имевшего высокую тепловую нагрузку, так же как и увеличение расстояния (порядка 3—4 мм) между струей топлива и указанной поверхностью, значительно снижается теплоотдача. В случае непосредственного воздействия горящего факела в качестве определяющей температуры в процессе сгорания принималась теоретическая температура горения дизельного топлива. Это позволило по опытным мгновенным значениям удельного топливного потока получить значения коэффициента теплоотдачи, близкие к коэффициенту теплоотдачи на смежном участке днища поршня, где условия теплообмена практически идентичны и отсутствует непосредственное воздействие факела. Если же в качестве определяющей принималась температура газа, рассчитываемая по индикаторной диаграмме, то коэффициент теплоотдачи в процессе сгорания значительно возрастал по сравнению с коэффициентом теплоотдачи на указанном выше смежном участке, что не находит объяснений.

Таким образом, использование в качестве определяющей температуры усредненной по объему камеры сгорания температуры газа является грубым приближением.

Из анализа выполненных в последнее время исследований процесса сгорания с помощью цветной скоростной киносъемки и шпирен-процесса следует, что практически пока еще невозможно установить закономерности воспламенения, расположения зон с различным температурным уровнем и другие характеристики неоднородного поля температуры рабочего поля. Объясняется это большой сложностью процесса сгорания и значительными трудностями при его изучении. Вот почему, начиная еще с Нуссельта, при исследовании теплообмена в камере сгорания дизелей в качестве определяющей температуры принимается температура газов. Однако задача прогнозирования температурных полей в стенках камеры сгорания современных форсированных дизелей не может быть решена с достаточной точностью без задания локальных граничных условий, в том числе локальной температуры рабочего тела.

В связи с этим уже на данном уровне исследования теплообмена в цилиндре дизеля можно в первом приближении в отдельных случаях учитывать температурную неоднородность рабочего тела.

Анализ взаимного расположения топливного факела и тепловоспринимающей поверхности показал, что наибольшая тепло-

Отдача соответствует положению, когда топливный факел максимально приближен к тепловоспринимающей поверхности в начальный период воспламенения. В связи с этим при определении коэффициента теплоотдачи по экспериментальным значениям удельного топливного потока для участков тепловоспринимающей поверхности, которые касаются топливного факела в начальный период воспламенения, в качестве определяющей температуры в процессе сгорания следует принимать теоретическую температуру сгорания. Для остальных участков принимается текущая температура газа, рассчитываемая по индикаторной диаграмме. Реализация такого подхода к выбору определяющей температуры при исследовании теплоотдачи уже существующих конструкций несколько облегчается тем, что, как правило, уже известны закон подачи топлива, форма топливного факела и другие параметры, необходимые для анализа взаимного расположения топливного факела и тепловоспринимающей поверхности.

При расчете теплоотдачи на этапе проектирования с целью прогнозирования температурного состояния деталей камеры сгорания возможна лишь весьма приближенная оценка условий непосредственного воздействия топливного факела на отдельные участки тепловоспринимающей поверхности. Располагая диаграммой изменения давления топлива в форсунке, можно рассчитать длину топливного факела и, зная направление струй топлива и форму камеры сгорания, ориентировочно установить взаимное расположение топливного факела и тепловоспринимающей поверхности головки поршня в момент предполагаемого воспламенения топлива.

Основные процессы теплообмена между газом и стенкой происходят в тонком пограничном слое, температура которого отличается от температуры объема газа. На температуру пограничного слоя оказывает влияние температура поверхности стенки, которая для различных участков тепловоспринимающей поверхности камеры сгорания может отличаться в несколько раз. Следует отметить, что во время процессов продувки, наполнения и в начальный период сжатия температура отдельных участков тепловоспринимающей поверхности превышает температуру газа и происходит отдача тепла от стенок к газу. Таким образом, мы имеем случай, когда тепловой поток периодически меняет свое направление.

Поэтому при определении параметров, входящих в критерии подобия и зависящих от температуры, в качестве определяющей следует принимать среднюю температуру пограничного слоя  $t_m = (t_{ст} + t_r) / 2$ , где  $t_{ст}$  — температура поверхности стенки;  $t_r$  — температура газа (определяется с учетом выше приведенных рекомендаций).

Такой выбор определяющей температуры в теории теплопередачи является довольно распространенным [19], хотя  $t_{ст}$



обычно есть искомая температура. Однако на основании имеющихся опытных данных можно в первом приближении ориентировочно оценить температуру стенки той или иной детали и после расчета коэффициента теплоотдачи ее уточнить, а затем во втором приближении определить коэффициент теплоотдачи. Некоторое усложнение при расчетном определении коэффициента теплоотдачи оправдано, так как при таком выборе определяющей температуры можно учитывать влияние температуры стенки на интенсивность теплообмена.

При определении коэффициента теплопроводности  $\lambda$  газа в пограничном слое следует учитывать влияние температуры и давления. Если зависимость  $\lambda$  от температуры достаточно хорошо изучена и в литературе [22] приводятся данные для воздуха и продуктов сгорания при постоянном давлении 760 мм рт. ст., то по вопросу зависимости  $\lambda$  от давления в литературе имеются несколько противоречивые сведения.

В цилиндре дизеля давление газа изменяется в довольно широких пределах (1—140 кгс/см<sup>2</sup>). Поэтому важно, хотя бы на основании весьма ограниченных данных, имеющихся в литературе, оценить степень влияния давления на  $\lambda$ .

В работе М. А. Михеева [19] указывается, что  $\lambda$  практически от давления не зависит, за исключением высоких давлений (более 2000 кгс/см<sup>2</sup>) и очень низких ( $\sim 20$  мм рт. ст.). Н. Б. Варгафтик на основании имеющихся данных считает, что  $\lambda$  зависит от плотности. Однако из этих же данных видно, что с ростом температуры влияние давления уменьшается. Если, например, при  $t=300^\circ\text{C}$  коэффициент теплопроводности водяного пара с ростом давления от 1 до 100 кгс/см<sup>2</sup> увеличивается на 30%, то при температуре  $t=600^\circ\text{C}$  это увеличение составляет лишь 11%. При этом следует учесть, что повышение давления в цилиндре сопровождается соответствующим повышением температуры. Поэтому влиянием давления, вероятно, можно пренебречь.

Для определения коэффициента температуропроводности  $a$  необходимо иметь значения теплоемкости, которая на линии сжигания определяется в зависимости от температуры по табличным данным для воздуха без учета остаточных газов, так как коэффициент остаточных газов для исследовавшихся дизелей составляет не более 0,1, а в четырехтактных дизелях не более 0,02.

Значения теплоемкости на линии горения-расширения с достаточной степенью точности можно определять по табличным данным для продуктов сгорания с учетом величины коэффициента избытка воздуха. Однако более точные результаты могут быть получены, если текущие значения теплоемкости определять для смеси двух составляющих — избыточного воздуха и «чистых» продуктов сгорания при  $\alpha_{ц}=1$ . Доля чистых продуктов

сгорания в рассматриваемый момент времени может быть определена по формуле, предложенной З. М. Минкиным [17],

$$r_x = \frac{1,064 \left( x + \frac{\gamma_r}{\mu_0} \right)}{\alpha_{ц} (1 + \gamma) \mu_x},$$

где  $x$  — доля тепла топлива, выделившаяся к моменту времени  $\tau$ ;  $\gamma_r$  — коэффициент остаточных газов;  $\mu_0$  — полный коэффициент молекулярного изменения;  $\mu_x$  — переменный коэффициент молекулярного изменения;  $\alpha_{ц}$  — коэффициент избытка воздуха.

Тогда коэффициенты, входящие в формулу теплоемкости смеси «чистых» продуктов сгорания и воздуха,  $c_{p_x} = a_x + b_x t$  могут быть определены следующим образом:

$$a_x = r_x a'' + (1 - r_x) a'; \quad b_x = r_x b'' + (1 - r_x) b',$$

где  $a'$  и  $b'$  — коэффициенты для воздуха;  $a''$  и  $b''$  — коэффициенты для продуктов сгорания.

Теплоемкость воздуха и «чистых» продуктов сгорания может быть определена из таблиц, составленных М. П. Вукаловичем.

Влияние давления на величину теплоемкости может быть оценено с помощью корректирующего члена  $\Delta c_p$ , учитывающего отличие свойств действительного газа от идеального, т. е.

$$c_p = c_{p_0} + \Delta c_p,$$

где  $c_{p_0}$  — теплоемкость газа при атмосферном давлении.

Приведенные М. П. Вукаловичем данные для азота являются характерными для всех так называемых постоянных газов ( $H_2$ ,  $O_2$ ,  $N_2$ , воздуха и др.), состояние которых при обычных условиях значительно отличается от состояния конденсации, и показывают, что  $\Delta c_p$  можно пренебречь при относительно высоких температурах. Так, при давлении 20 кгс/см<sup>2</sup> и  $t=200^\circ C$   $\Delta c_p$  составляет 1%  $c_{p_0}$ , а при  $t=600^\circ C$  уже 0,1%. При давлении 1000 кгс/см<sup>2</sup> и  $t=200^\circ C$   $\Delta c_p$  составляет 4,7%, а при  $t=600^\circ C$  только 0,8%.

Влияние давления на теплоемкость водяного пара более значительно, чем в случае воздуха, азота и других подобных газов. Однако продукты сгорания в своем составе имеют примерно 11% водяного пара, парциальное давление которого имеет малую величину, и водяной пар является перегретым. В этих условиях водяной пар близок по своим свойствам к идеальному газу, и величиной  $\Delta c_p$  можно пренебречь при расчете  $c_p$  во время процессов сгорания, расширения и выпуска.

**Определяющая скорость.** В известных формулах коэффициента теплоотдачи от газа к стенкам камеры сгорания в качестве определяющей скорости принимается средняя скорость поршня или угловая скорость вращения коленчатого вала. Из

анализа газодинамики в цилиндре дизеля видно, что средняя скорость поршня (как и угловая скорость) не может рассматриваться в качестве универсального показателя интенсивности движения газа, хотя в известной мере она определяет осевую составляющую скорости движения газов в цилиндре.

Учитывая сложные газодинамические условия в цилиндре дизеля, которые во многом определяются многообразием различных форм камер сгорания, наличием специальных органов газообмена и направляющих аппаратов на впуске воздуха в цилиндр, величиной давления наддува, а также процессом сгорания и др., наиболее правильным было бы принимать в качестве определяющей скорости суммарную скорость газа в цилиндре.

Принятие в качестве определяющей такой скорости соответствует принципу независимости кинетических энергий, трансформируемых отдельными побудителями конвекции — набегающим потоком, движением тепловоспринимающей поверхности, акустическими колебаниями теплопередающей среды, разностью температур и др. [4]. Исходя из этого, суммарная кинетическая энергия, деформирующая тепловой пограничный слой,

$E = \sum_{i=1}^n \rho \bar{w}_i^2 / 2$ , и, следовательно в данном случае суммарная

скорость определяющая конвекцию,  $\bar{w}_\Sigma^2 = \sum_{i=1}^n \bar{w}_i^2$ , или  $\bar{w}_\Sigma^2 =$

$= \bar{w}_\tau^2 + \bar{w}_y^2 + \bar{w}_r^2 + \dots$ , где  $\bar{w}_\tau$ ,  $\bar{w}_y$  — соответствующие составляющие скорости.

Однако определение точных значений суммарной скорости в настоящее время затруднено из-за недостатка необходимых данных, главным образом об осевой и радиальной составляющих скорости движения газа в цилиндре. Наиболее точные экспериментальные и расчетные данные имеются о тангенциальной составляющей, которая значительно меняется в течение рабочего цикла и вдоль радиуса цилиндра, а также оказывает существенное влияние на смесеобразование. Поэтому эту составляющую представляется целесообразным принимать в качестве определяющей. При отсутствии опытных данных тангенциальная составляющая скорости рассчитывается по эмпирическим уравнениям, приведенным выше.

**Определяющий размер.** Принимая в качестве определяющей скорости тангенциальную составляющую скорости газа в цилиндре, необходимо выбрать соответствующий определяющий размер.

В первом приближении можно считать, что закономерности вихревого движения газа в цилиндре дизеля вблизи днища крышки цилиндра и головки поршня аналогичны свойствам потока вблизи кожуха, в котором вращается диск. Известно

[10, 31], что при турбулентном режиме течения толщина пограничного слоя на диске увеличивается по мере удаления от оси вращения:  $\delta = 0,526r \left( \frac{v}{r^2\omega} \right)^{0,2}$ . Если учесть, что вихревое движение в цилиндре дизеля имеет турбулентный характер и, следовательно, имеет место зависимость толщины пограничного слоя от радиуса, а также принимая во внимание зависимость  $\omega_r$  от  $r$ , можно признать целесообразным принятие в качестве определяющего размера диаметр цилиндра.

### Теоретические предпосылки экспериментального определения мгновенных значений коэффициента теплоотдачи

Как уже было показано выше, рабочий процесс дизеля на установившемся режиме работы состоит из непрерывного повторения одного и того же цикла, в течение которого термодинамические и газодинамические параметры изменяются в больших пределах. Вследствие этого имеет место нестационарная теплоотдача от газа к стенкам, при которой пульсирующему тепловому потоку соответствуют колебания температуры тепловоспринимающей поверхности стенок камеры сгорания.

В этих условиях мгновенные значения коэффициента теплоотдачи от газа к элементу поверхности стенки могут быть определены из дифференциального уравнения теплообмена

$$\alpha_{\Sigma}(\tau) [t_r(\tau) - t(\tau)] = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x}(\tau), \quad (17)$$

где  $t_r$  — температура газа;  $t$  — температура элемента поверхности;  $\frac{\partial t}{\partial x}$  — значение температурного градиента по нормали к поверхности стенки, соответствующего моменту времени  $\tau$ .

Здесь делается допущение, что температурные поля в стенках камеры сгорания дизелей в непосредственной близости к тепловоспринимающей поверхности могут с достаточной для практики точностью рассматриваться как одномерные, т. е. зависящие только от одной координаты  $x$  (по толщине). Это вполне допустимо, так как опыт показывает, что изменение температуры в тонком слое стенки в направлении осей  $y, z$  пренебрежимо мало по сравнению с  $\frac{\Delta t}{\Delta x}$  вследствие интенсивного охлаждения стенок.

Таким образом, по уравнению (17) могут быть подсчитаны мгновенные значения коэффициента теплоотдачи, если экспериментальным путем определены  $t_r(\tau)$ ;  $t(\tau)$  и  $\frac{\partial t}{\partial x}(\tau)$ .

Рис. 13. Осциллограмма температурных колебаний в стенке дна крышки цилиндра:

1 — на поверхности с помощью никель-железной термопары (масштаб: 1 мм — 0,215°С); 2 и 3 — хромелькопелевыми термопарами (масштаб: 1 мм — 0,27°С на глубине 0,104 мм; 1 мм — 0,317°С на глубине 0,144 мм); 4 — нулевая линия; 5 — отметка времени 100 Гц

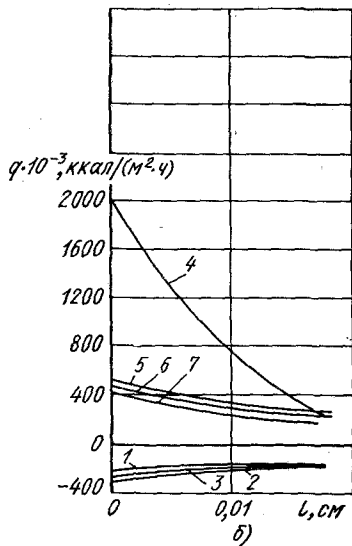
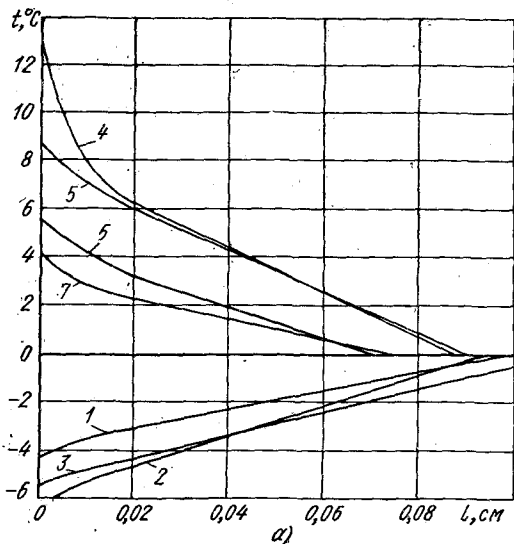
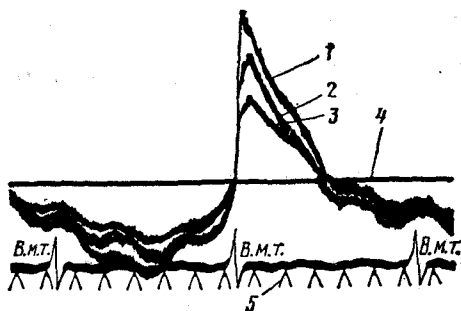


Рис. 14. Изменение тепловой нагрузки по толщине стенки крышки цилиндра для различных моментов времени, соответствующих углу поворота коленчатого вала:

а — температуры; б — удельного теплового потока; 1 — 40° после в. м. т. (впуск); 2 — 180°; 3 — 240° (сжатие); 4 — 365° (сгорание); 5 — 420° (сгорание); 6 — 460° (сгорание); 7 — 480° (сгорание)

Наибольшие трудности при использовании такого метода, очевидно, представляет определение мгновенных значений температурного градиента, так как для этого необходимо располагать зависимостью температуры по глубине стенки для различных моментов времени (временной ход температуры по глубине), т. е.  $t=f(x, \tau)$ . Тогда в соответствии с законом Фурье, продифференцировав указанные зависимости  $d/dx f(x, \tau)$ , получим значения удельных тепловых потоков для различных моментов времени.

В качестве примера использования этого метода может послужить определение мгновенных значений удельного теплового

потока в крышке цилиндра дизеля ЧН  $\frac{25}{27}$ . На рис. 13 приведена осциллограмма температурных колебаний, зарегистрированных одновременно на трех глубинах, а на рис. 14 приведены графики изменения температуры и удельного теплового потока по глубине стенки для нескольких моментов времени.

Другой метод заключается в том, что действительный процесс изменения температуры в тонком слое стенки представляется как результат наложения периодических температурных колебаний на стационарное температурное поле. Указанная задача решается на основе дифференциального уравнения теплопроводности для твердых тел — уравнения Фурье, которое для одномерного температурного поля имеет вид

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2}. \quad (18)$$

Интеграл уравнения (18), как это известно из математической теории теплопроводности, может быть представлен формулой

$$t = t_{ст} - \frac{q_{ст}}{\lambda} x + \sum_{k=1}^{\infty} e^{-x \sqrt{\frac{k\omega}{2a}}} \left[ A_k \cos \left( k\omega\tau - x \sqrt{\frac{k\omega}{2a}} \right) + B_k \sin \left( k\omega\tau - x \sqrt{\frac{k\omega}{2a}} \right) \right] \quad (19)$$

или

$$t = t_{ст} - \frac{q_{ст}}{\lambda} x + \sum_{k=1}^{\infty} e^{-x \sqrt{\frac{k\omega}{2a}}} C_k \sin \left( k\omega\tau - x \sqrt{\frac{k\omega}{2a}} + \delta_k \right),$$

где  $t_{ст}$  — стационарная температура стенки на глубине  $x$  от теплопринимающей поверхности;  $q_{ст}$  — стационарный тепловой поток;  $k$  — порядковое число, обозначающее порядок гармоники;  $C_k$  — амплитудный коэффициент ряда Фурье,  $C_k = \sqrt{A_k^2 + B_k^2}$ ;  $\delta_k$  — угол сдвига фаз.

Удельный тепловой поток определяется дифференциальным уравнением теплопроводности на глубине  $x$ :

$$q = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x} = q_{ст} + \lambda \sum_{k=1}^{\infty} e^{-x \sqrt{\frac{k\omega}{2a}}} \sqrt{\frac{k\omega}{2a}} \left[ (A_k + B_k) \cos \left( k\omega\tau - x \sqrt{\frac{k\omega}{2a}} \right) + (B_k - A_k) \sin \left( k\omega\tau - x \sqrt{\frac{k\omega}{2a}} \right) \right]. \quad (20)$$

Уравнение (20), отнесенное к условиям на поверхности, омываемой газами, когда  $x=0$ , примет вид

$$q = q_{\text{ст}} + \lambda \sum_{k=1}^{\infty} V \sqrt{\frac{k\omega}{2a}} [(A_k + B_k) \cos k\omega\tau + (B_k - A_k) \sin k\omega\tau]. \quad (21)$$

В связи с тем, что сходимость ряда Фурье при его дифференцировании ухудшается, необходимо рассмотреть этот вопрос применительно к данному случаю.

Периодически изменяющиеся температуры  $t=f(x, \tau)$  на различных участках тепловоспринимающей поверхности представляют собой достаточно гладкие кривые (т. е. они имеют достаточное количество непрерывных производных). Вполне очевидно, что и с физической точки зрения функции  $t=f_1(x)$  при фиксированном значении  $\tau$  должны быть достаточно гладкими. Если даже непрерывна только первая производная, то функция — с ограниченным изменением и может быть представлена в виде суммы своего ряда Фурье.

Результаты гармонического анализа функции  $t=f_2(\tau)$  при различных фиксированных  $x$  показывают, что  $A_k$  и  $B_k$  имеют порядок  $1/k^2$ . Дифференцирование выражения (19) проводится по  $x$ , тогда за счет наличия экспоненциального множителя

$e^{-x\sqrt{\frac{k\omega}{2a}}}$  коэффициенты ряда (21)  $a'_k = (A_k + B_k) V \sqrt{\frac{k\omega}{2a}}$  и  $b'_k = (B_k - A_k) V \sqrt{\frac{k\omega}{2a}}$  будут иметь порядок  $1/k^{1.5}$ .

На основании обратной задачи в теории Фурье следует, что производная от функции  $t=f(x, \tau)$  принадлежит к классу  $\text{Lip } \frac{1}{2}$  [1]. Поэтому продифференцированный ряд, представляющий производную и его коэффициенты, хорошо стремится к 0 (как  $1/k^{1.5}$ ), а  $k$ -й отрезок продифференцированного ряда Фурье достаточно хорошо сходится к самой производной.

Экспоненциальная связь убывания амплитуды колебаний температуры с глубиной проникновения справедлива в случае неограниченного полупространства с плоской поверхностью раздела. Однако сопоставление результатов измерений температурных колебаний непосредственно на тепловоспринимающей поверхности (толщина горячего спая термпар до 1 мкм) различных деталей, образующих камеру сгорания, и температурных колебаний, полученных пересчетом с некоторой глубины на поверхность с использованием экспоненциальной связи, показывают вполне удовлетворительное совпадение, что видно, например, из рис. 15.

Следовательно, возможно использование зависимости

$$C_{k0} = \frac{C_{kx}}{e^{-x\sqrt{\frac{k\omega}{2a}}}},$$

где  $C_{к0}$  и  $C_{кx}$  — амплитудные коэффициенты соответственно на поверхности и некоторой глубине  $x$  для плоских стенок со сложной конфигурацией и цилиндрических при отношении диаметра цилиндра к толщине его стенки порядка 14—17.

В уравнение (21) входит величина стационарного теплового потока  $q_{ст}$ . Определение этой величины производится по уравнению Фурье.

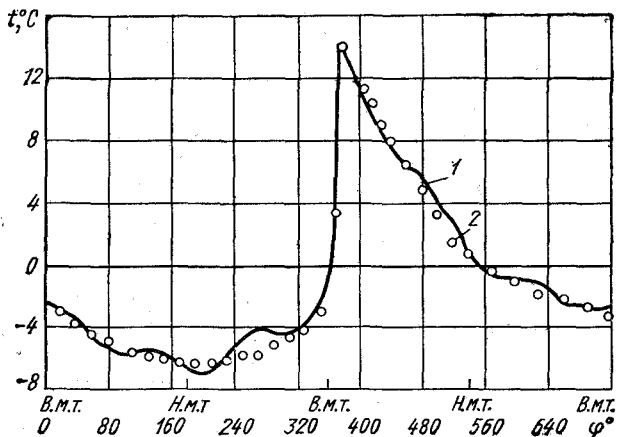


Рис. 15. Температурные колебания на поверхности стенки днища крышки цилиндра:

1 — измерение непосредственно на поверхности; 2 — полученные пересчетом с использова-

нием зависимости  $C_{k_0} = \frac{C_{k_x}}{e^{-x} \sqrt{\frac{k\omega}{2a}}}$

Коэффициент теплопроводности  $\lambda$  зависит от температуры, плотности, структуры, химического состава и др. Справочные данные о коэффициентах теплопроводности материалов, и особенно различных марок чугунов, применяемых в дизелестроении, весьма ограничены. Поэтому возникла необходимость в лабораторном изучении зависимости коэффициента теплопроводности от температуры для различных чугунов (см. приложение).

При расчетах теплового потока значения коэффициента теплопроводности должны определяться по среднеарифметической температуре из граничных значений температуры тела, т. е.

$$\lambda = f\left(\frac{t_1 + t_2}{2}\right).$$

Удельный тепловой поток можно определить по известным формулам для цилиндрической, плоской или шаровой стенок, если стенки этих деталей имеют указанную форму. Однако в большинстве случаев эти детали имеют сложную конфигу-



рацию, и аналитическое решение не может обеспечить необходимой точности. Поэтому экспериментальное определение распределения изотерм приобретает первостепенное значение. Удельный тепловой поток в этом случае подсчитывается для каждого участка температурного поля стенки.

Третий способ определения мгновенных значений удельного теплового потока по заданному периодическому колебанию температуры основан на использовании электротепловой аналогии. В этом случае решается первая краевая задача машинным методом<sup>1</sup>. На сетку  $RC$ , моделирующую тонкий слой стенки природы, после усиления подается сигнал от поверхностной термопары. Тогда в узловых точках можно зарегистрировать ток как функцию времени — аналог удельного теплового потока.

Процесс теплообмена между рабочим газом в цилиндре дизеля и стенкой является результатом совместного действия конвекции, теплопроводности, радиации и, следовательно, представляет собой сложный теплообмен между движущимися газом и тепловоспринимающей стенкой. Поэтому удельный тепловой поток, определяемый указанными выше способами, является суммарным удельным тепловым потоком и может быть представлен как

$$q_{\Sigma} = q_k + q_r = q_k \left( 1 + \frac{q_r}{q_k} \right),$$

где  $q_k$  и  $q_r$  — соответственно конвективный и радиационный удельные тепловые потоки.

Если учесть, что  $q_k = \alpha_k(\tau) [t_r(\tau) - t(\tau)]$ , где  $\alpha_k(\tau)$  — мгновенные значения коэффициента теплоотдачи конвекцией, то

$$q_{\Sigma} = \alpha_k(\tau) \left( 1 + \frac{q_r}{q_k} \right) [t_r(\tau) - t(\tau)].$$

По аналогии с известным законом Ньютона величину  $\alpha_k(\tau) \left( 1 + \frac{q_r}{q_k} \right)$  можно представить как коэффициент сложной теплоотдачи  $\alpha_{\Sigma}$ . Тогда

$$q_{\Sigma} = \alpha_{\Sigma}(\tau) [t_r(\tau) - t(\tau)]. \quad (22)$$

Из формулы (22) следует, что суммарный удельный поток при сложном теплообмене определяется выражением, формально одинаковым с выражением для конвективного удельного теплового потока.

Таким образом, для определения коэффициента теплоотдачи конвекцией  $\alpha_k$  необходимо располагать также и значениями радиационного удельного теплового потока. При этом  $\alpha_{\Sigma}$  определяется из уравнения (22). Тогда

$$\alpha_k = \alpha_{\Sigma} \left( 1 - \frac{q_r}{q_{\Sigma}} \right). \quad (23)$$

<sup>1</sup> Подробно этот вопрос рассматривается ниже.

До настоящего времени получение достоверных значений по радиационному тепловому потоку в цилиндре дизеля аналитическим путем было затруднено. Известные в литературе соотношения для расчета  $q_{\text{р}}$  были получены на основе экспериментов в бомбах и камерах сгорания котельных установок, где условия протекания рабочего процесса существенно отличаются от дизелей. Кроме эксперимента по исследованию нестационарной лучистой теплоотдачи в цилиндре опытного четырехтактного дизеля, проведенного Л. М. Белинким [3], в литературе лишь в последнее время появились данные по радиационному теплообмену в дизелях. Однако они не позволяют считать радиационную теплоотдачу. Поэтому первостепенное значение приобретает экспериментальное исследование лучистой теплоотдачи при натурных испытаниях дизелей (подробно эти вопросы рассматриваются в следующем разделе).

В соответствии с законом Ньютона коэффициент теплоотдачи представляет собой частное от деления удельного теплового потока на разность температур среды и стенки. Однако в связи с тем, что тепловой поток, передающийся от газовой среды к стенкам камеры сгорания, температура газа и стенки имеют пульсирующий характер и в течение рабочего процесса тепловой поток меняет свое направление, возникает необходимость исследовать вопрос о фазовых сдвигах между удельным тепловым потоком и разностью температур среды и стенки. Во-первых, следует отметить, как это известно, что температура поверхности стенки отстает от температуры окружающей среды во времени вследствие термического сопротивления пограничного слоя и термической инерционности стенки. Во-вторых, амплитуда колебаний температуры на поверхности меньше амплитуды колебаний температуры окружающей среды по тем же причинам.

Наиболее просто аналитически установить смещение фаз между пульсирующим тепловым потоком и переменной во времени разностью температур среды и стенки для случая гармонических колебаний температуры.

Пусть температура среды  $t_{\text{r}}(\tau)$  изменяется по простому гармоническому закону

$$t_{\text{r}}(\tau) = t_{\text{r0}} + t_{\text{r}}^* \cos \omega \tau,$$

где  $t_{\text{r0}}$  — среднее значение температуры среды;  $t_{\text{r}}^*$  — амплитуда изменения температуры среды.

Температура стенки на некоторой глубине  $x$  от тепловоспринимающей поверхности

$$t_{\text{ст}}(\tau) = t_{\text{ст0}} + t_{\text{ст}}^* e^{-x \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}}} \cos \left( \omega \tau - \delta - x \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}} \right),$$

где  $t_{\text{ст0}}$  — средняя температура стенки;  $t_{\text{ст}}^*$  — амплитуда коле-

бания температуры стенки;  $\delta$  — сдвиг по фазе между колебаниями температур среды и стенки.

Дифференцируя это уравнение по  $x$ , а затем, принимая  $x=0$ , получим удельный тепловой поток на поверхности стенки

$$q = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x} = \lambda t_{ст}^* \sqrt{\frac{\omega}{a}} \cos\left(\omega\tau - \delta + \frac{\pi}{4}\right).$$

Из уравнения видно, что  $q=0$  при  $\omega\tau = \frac{\pi}{4} + \delta$  и  $\omega\tau = \frac{5}{4}\pi + \delta$ .

Определим момент времени, когда разность температур среды и стенки будет равна нулю:

$$t_{г0} + t_{г}^* \cos \omega\tau - t_{ст0} - t_{ст}^* \cos(\omega\tau - \delta) = 0.$$

Предположим, что средние температуры среды и стенки равны; тогда после соответствующих преобразований из последнего уравнения получим

$$\cos \omega\tau = \frac{\frac{t_{ст}^*}{t_{г}^*} \sin \delta}{\sqrt{1 - 2 \frac{t_{ст}^*}{t_{г}^*} \cos \delta + \frac{t_{ст}^*}{t_{г}^*}}}.$$

Применительно к процессу теплоотдачи в цилиндрах дизелей можно указать, что обычно  $\frac{t_{ст}^*}{t_{г}^*} < 0,01$ , а  $\delta < \frac{\pi}{18}$ .

Тогда в этом случае  $\cos \omega\tau < 0,001$ , и, следовательно, аргумент косинуса будет близок к  $\pi/2$ . Сдвиг фазы между нулевыми значениями теплового потока и разностью температур среды и стенки в этом случае приблизительно составит  $\pi/6$ . Практически в исследовавшихся дизелях фазовый сдвиг колеблется в пределах  $\pi/9 - \pi/3$ .

Таким образом, если имеется фазовый сдвиг между удельным тепловым потоком в стенке (на ее поверхности) и разностью температур среды и стенки, то коэффициент теплоотдачи может быть равен бесконечности. Это противоречит традиционным представлениям о коэффициенте теплоотдачи, как о коэффициенте пропорциональности в уравнении Ньютона. Поэтому Пффрием предлагал определять коэффициент теплоотдачи в этом случае не как частное от деления удельного теплового потока на разность температур среды и стенки, одинаковых по времени, а с учетом смещения фаз этих величин, при котором коэффициент теплоотдачи в каждый момент времени является величиной положительной и конечной. Однако это относительно просто осуществить в случае чисто гармонических колебаний. Применительно к процессу нестационарной теплоотдачи в дизелях пришлось бы рассматривать коэффициент теплоотдачи как

комплексную величину, это привело бы к утрате наглядности и возможности сопоставления с результатами уже проведенных исследований. Поэтому в наших исследованиях, так же как и в других работах, в особенности школы Эйхельберга, коэффициент теплоотдачи определялся как частное величин, соответствующих одному и тому же моменту времени. При этом, однако, следует указать на некоторую условность такого определения  $\alpha_2$  для нестационарного процесса теплообмена на участках нулевых значений удельного теплового потока и разности температур.

### Особенности радиационного теплообмена в камерах сгорания и пути его исследования

Выше отмечалось, что в процессе сгорания возникают два источника радиации — светящееся пламя, обусловленное наличием в нем продуктов разложения углеводородов, и трехатомные газы — продукты сгорания. Процесс радиационного теплообмена в камерах сгорания двигателей протекает в совокупности с конвекцией при наличии внутреннего источника теплоты и носит нестационарный характер, так как параметры, его определяющие, изменяются во время процесса сгорания. Вполне очевидно, что такой процесс является сложным в физическом отношении и в математическом его описании. Эти два обстоятельства чрезвычайно затрудняют как экспериментальные, так и аналитические исследования радиационного теплообмена в двигателях внутреннего сгорания. Следует также отметить, что проблема радиационно-конвективного теплообмена (даже при стационарных процессах и без внутренних источников тепла) еще недостаточно изучена.

Первые работы в области исследования радиационного теплообмена в двигателях внутреннего сгорания были выполнены Нуссельтом, который исследовал теплоотдачу от газа к стенкам при воспламенении горючей газовой смеси постоянного состава в бомбах и выделил радиационную составляющую.

Для определения количества теплоты, переданной радиацией, были проделаны опыты с одной и той же бомбой, но в одном случае с черной внутренней поверхностью, а в другом — с позолоченной. Разность теплоты, переданной в одном и другом случае, принималась за меру излучательной способности массы газов.

Используя закон Стефана — Больцмана и принимая поглощательную способность стенки и газа равной 1, Нуссельт нашел, что количество теплоты (ккал/ч), переданной радиацией,

$$Q_{\text{л}} = 0,362 \left[ \left( \frac{T_{\text{г}}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{\text{ст}}}{100} \right)^4 \right] F_{\text{кст}}, \quad (24)$$

где 0,362 — величина коэффициента радиации;  $T_g$  и  $T_{ст}$  — температуры газа и стенки, К;  $F_{кв}$  — поверхность камеры сгорания.

В дальнейшем Нуссельт распространил эту формулу и для расчета радиационной составляющей теплообмена в двигателях внутреннего сгорания, считая, что источником излучения являются только трехатомные газы конечных продуктов сгорания. При этом степень черноты  $\epsilon = \epsilon'_w \epsilon_g$  (где  $\epsilon'_w$  — эффективная степень черноты оболочки;  $\epsilon_g$  — степень черноты газа) была принята постоянной во время всего цикла и равной 0,073.

Такой подход к определению радиационной составляющей теплообмена является весьма упрощенным и имеющим ряд серьезных недостатков. Во-первых, численное значение коэффициента радиации  $C = 0,362$ , которое принято в формуле (24), является заниженным. В течение цикла этот коэффициент значительно изменяется (примерно в 2 раза). Это зависит от состава газовой смеси: наибольшей излучательной способностью обладают углекислый газ  $CO_2$  и водяной пар  $H_2O$ , количество которых в течение цикла значительно меняется (в 5—6 раз); от изменений давления, температуры газа и длины пути луча в течение рабочего цикла. Во-вторых, механизм процесса сгорания в цилиндре двигателя внутреннего сгорания даже газовой смеси в значительной степени отличается от горения в бомбе. В последней горит предварительно хорошо подготовленная смесь газа с воздухом, взятом в количестве, несколько превышающем теоретическое необходимое. Скорость горения при этом определяется лишь скоростью химической реакции. Вследствие большой скорости окислительных реакций время воздействия температуры на углеводороды газа незначительно. Поэтому термический распад углеводородов почти отсутствует, и пламя свободно от частиц элементарного углерода. Такой процесс горения характеризуется прозрачным, мало светящимся пламенем («беспламенное» горение), которое обладает незначительной излучающей способностью благодаря наличию трехатомных газов. В цилиндре газового двигателя, например, при отдельной подаче газа и воздуха имеет место процесс диффузионного горения, при котором углеводороды газа подвергаются до их смешения с воздухом более длительному воздействию высоких температур. Это приводит к диссоциации углеводородных молекул и обильному выделению элементарного углерода. Поэтому диффузионное горение газа сопровождается светящимся непрозрачным пламенем. Отсюда следует, что и в газовом двигателе нельзя пренебрегать излучением пламени, значение которого в радиационном теплообмене весьма существенно.

Радиационный тепловой поток, подсчитанный по формуле (24), в 4—7 раз меньше теплового потока, определенного по методике расчета котельных топок, и в 7—10 раз по сравнению

с опытными данными, полученными при натуральных испытаниях дизелей и газового двигателя.

Это исследование Нуссельта практически до 50-х годов было единственной работой по радиационному теплообмену в двигателях внутреннего сгорания, что и предопределило на несколько десятков лет заниженную оценку радиационного теплообмена в цилиндре двигателей.

Успехи в развитии общей теории теплообмена, и в особенности работы в области исследования радиационного теплообмена в топках форсированных парогенераторов и камерах сгорания газотурбинных установок, позволили произвести расчетное определение радиационного теплового потока в цилиндре дизеля.

Весьма ограниченные экспериментальные данные, опубликованные в монографиях, не могли послужить основой для проведения более глубоких исследований. Поэтому представлялось целесообразным рассмотреть особенности протекания радиационного теплообмена и обосновать метод исследования, анализируя результаты исследований процессов сгорания в дизелях и газовом двигателе, выполненных главным образом с помощью кинограмм и шпирен-метода [24, 30, 34].

Скоростная цветная киносъемка процесса горения с применением топливных присадок в качестве индикаторов температуры по цвету пламени зафиксировала целый спектр температур светящегося пламени, имеющий место одновременно в течение фазы активного горения.

Так, синее пламя, которое при добавке к топливу медной присадки приобретает зеленый цвет, имеет место в хорошо подготовленной смеси. Цвет пламени устойчив до температуры  $1800^{\circ}\text{C}$  и указывает на полное сгорание, когда свободный углерод отсутствует. Белое диффузионное пламя, состоящее из высокотемпературных частиц углерода, имеет температуру порядка  $2400^{\circ}\text{C}$ . При остывании цвет пламени меняется до оранжевого и дальше до тускло-красного при температуре несколько выше  $1000^{\circ}\text{C}$ . Коричневое пламя характеризует горение переобогащенной смеси с температурой около  $1000^{\circ}\text{C}$ , причем обычно это пламя окружено белым диффузионным пламенем.

Распределение пламени по объему камеры сгорания носит очаговый характер.

Механизм излучения отдельных горящих частиц топлива в воздушной среде можно представить следующим образом. Во взаимодействие с кислородом воздуха вступают углерод и водород молекул топлива, находящихся на границе частицы жидкого или газообразного топлива (в газовом двигателе), реакция протекает в узкой высокотемпературной зоне — в пределе на математической поверхности при составе смеси, близком к стехиометрическому. Излучающая частица в этом случае имеет степень черноты, близкую к единице.

Начальный очаг воспламенения в случае безвихревого смешения располагается на периферии топливного факела и у его основания. При сильном вихревом движении он возникает перед вершиной топливного факела; при этом значительно сокращается процесс высокотемпературного свечения пламени. В камерах со слабым вихревым движением воздуха пламя остается видимым до  $100-110^\circ$  угла поворота коленчатого вала. В вихревой камере свечение пламени исчезает к  $50-60^\circ$  при том же коэффициенте избытка воздуха.

Светящееся сажистое пламя обладает сложным спектром излучения, в котором относительное спектральное распределение интенсивности существенно изменяется в зависимости от температуры пламени и состава продуктов сгорания, количества подаваемого воздуха, качества смешивания. Данные о спектральном составе падающего излучения [18] в топках промышленных котлов при сжигании газообразного, жидкого и твердого топлива показывают, что излучение — слабо селективное, имеет сплошной спектр и по своему характеру мало зависит от вида сжигаемого топлива.

При сжигании всех перечисленных топлив ни в одной части топочных камер не обнаружено заметного влияния полос излучения  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$ . Можно считать, что пламя представляет собой серый излучатель, основная доля энергии в тепловом излучении которого приходится на область длин волн от 1 до 5 мкм.

Таким образом, имеются основания также считать, что в тепловом излучении светящегося пламени в камерах сгорания дизелей и газовых двигателей основное значение имеют сажистые частицы, которые и определяют степень черноты этого пламени.

При проведении технических расчетов теплообмена в топках или камерах сгорания с целью упрощения обычно используют эффективную среднюю степень черноты факела пламени  $\epsilon_{\Sigma}$ . Методика ее определения, разработанная в ЦКТИ А. М. Гурвичем и др. применительно к топкам парогенераторов, кратко состоит в следующем.

В расчет вводится понятие об оптической толщине излучения (газового потока, пламени)  $\tau$ , связанной с коэффициентом пропускательной способности  $t$  зависимостью  $\tau = \ln \frac{1}{t}$ . В соответствии с уравнением Бугера — Беера оптическая толщина может быть представлена как  $\tau = kpl$ , где  $k$  — коэффициент, характеризующий величину эффективного и интегрального ослабления, зависящий от свойств топлива и температуры излучателя;  $p$  — давление среды;  $l$  — длина пути луча.

При горении жидкого или газообразного топлива суммарная степень черноты газового потока

$$\epsilon_{\Sigma} = 1 - e^{-(\tau_{\text{п}} + \tau_{\text{г}})}, \quad (25)$$

где  $\tau_{\text{п}}$ ,  $\tau_{\text{г}}$  — оптические толщины соответственно пламени и газового потока.

Выполненные исследования позволили установить зависимость для оптической толщины газового потока трехатомных газов при сжигании энергетических топлив:

$$\tau_{\text{г}} = \left( \frac{0,78 + 1,6r_{\Sigma}}{\sqrt{p_{\Sigma} l}} - 0,1 \right) (1 - 0,37 \cdot 10^{-3} T) p_{\Sigma} l_{\text{эф}}, \quad (26)$$

где  $r_{\Sigma} = r_{\text{H}_2\text{O}} + r_{\text{CO}_2}$  — суммарная объемная доля трехатомных газов  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CO}_2$ ;  $p_{\Sigma} = p r_{\Sigma}$  — суммарное парциальное давление при давлении в топке  $p$ ;  $l_{\text{эф}}$  — эффективная длина пути луча.

Зависимость (26) была получена для условий горения в топках, характеризующимся следующими данными:

$$p_{\text{CO}_2} l_{\text{эф}} = 0,008 \div 1,64 \text{ м} \cdot \text{ат}; \quad p_{\text{H}_2\text{O}} l_{\text{эф}} = 0,004 \div 1,3 \text{ м} \cdot \text{ат};$$

$$\frac{p_{\text{CO}_2}}{p_{\text{H}_2\text{O}}} = 0,5 \div 5; \quad T_{\text{г}} = 725 \div 1925 \text{ К} \quad \text{при} \quad p_0 = 1 \text{ ат.}$$

Для расчета степени черноты трехатомных газов  $\epsilon_{\text{г}}$  могут быть также использованы общеизвестные номограммы Хоттеля, Мангельсдорфа и Эгберта. Величины  $\epsilon_{\text{CO}_2}$  и  $\epsilon_{\text{H}_2\text{O}}$  (слагаемые  $\epsilon_{\text{г}}$ ) определяются в зависимости от температуры  $T$ , парциальных давлений  $p_{\text{CO}_2}$  и  $p_{\text{H}_2\text{O}}$  и эффективной толщины излучающего слоя  $l_{\text{эф}}$  для случая общего давления, равного атмосферному. Поправочные коэффициенты для условий, когда общее давление выше атмосферного, имеются лишь до давления среды 5 ат для  $\text{CO}_2$  и до 2,5 ат для  $\text{H}_2\text{O}$ .

Условия горения в топках, для которых получена зависимость (26) и указанные выше номограммы, весьма далеки от условий сгорания в цилиндрах двигателей внутреннего сгорания. Поэтому использование этих методик для расчета  $\epsilon_{\text{г}}$  носит условный характер, а полученные результаты следует рассматривать как приближенные. Необходимо также заметить, что расчетные значения  $\epsilon_{\text{г}}$  существенно различаются между собой. Это видно из графиков, приведенных на рис. 16, а, б, и 17. Характерно, что с ростом давления разница в величине  $\epsilon_{\text{г}}$  значительно возрастает.

Зависимость для оптической толщины пламени  $\tau_{\text{п}}$  в топочных камерах высоконапорных парогенераторов была установлена экспериментальным путем Я. П. Стороужком:

$$\tau_{\text{п}} = 0,008 (3,9 - \alpha_{\text{КС}}) (1,6 \cdot 10^{-3} T_{\text{пл}} - 0,5) \frac{C_{\text{р}}}{H_{\text{р}}} p l_{\text{эф}}, \quad (27)$$

где  $\alpha_{\text{КС}}$  — коэффициент избытка воздуха в камере;  $p$  — давление в камере;  $\frac{C_{\text{р}}}{H_{\text{р}}}$  — соотношение между количеством углерода и водорода в рабочей массе рассматриваемого топлива;  $l_{\text{эф}}$  — сред-



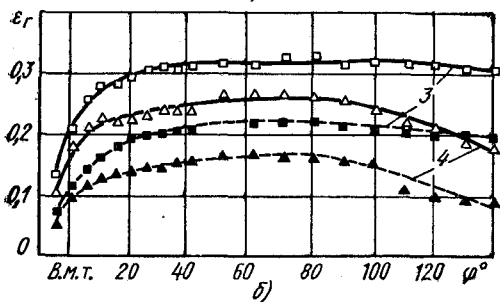
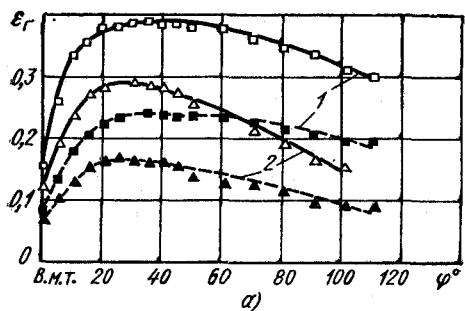


Рис. 16. Изменение степени черноты трехатомных газов  $\epsilon_r$  по углу поворота коленчатого вала:

$a$  — в дизеле 10Д100;  $b$  — в дизеле Д70; 1 — режим номинальной мощности; 2 — нагрузка 20% номинальной; 3 — режим 100% нагрузки; 4 — режим 40% нагрузки; сплошные линии — расчет по методике Хоттеля; штриховые линии — по методике Гурвича

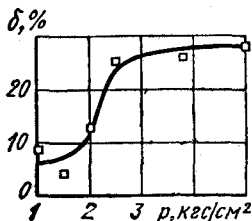


Рис. 17. Кривая  $\delta = \frac{\epsilon_r(\text{Хот}) - \epsilon_r(\text{Гур})}{\epsilon_r(\text{Хот})} \cdot 100\%$  в зависимости от общего давления среды

няя длина пути луча (используется значение  $l_{\text{эф}} = 3,6 \frac{V_T}{F_T}$ , где  $V_T$  — объем топки;  $F_T$  — поверхность топочной камеры);  $T_{\text{пл}}$  — температура факела.

Анализ возможности использования структуры зависимости (26) при разработке методики расчета степени черноты пламени в камере сгорания поршневого двигателя показывает следующее.

Функциональная зависимость  $\tau_{\text{п}} = f\left(\alpha_{\text{КС}}; T; \frac{C_p}{H_p}; p; l_{\text{эф}}\right)$ , представленная уравнением (27), отражает влияние основных параметров процесса сгорания и геометрического параметра на оптическую толщину пламени. При этом установлена линейная зависимость от  $\rho l_{\text{эф}}$ , что соответствует формуле Бугера—Беера. Поэтому общая структурная зависимость может быть принята и для определения  $\tau_{\text{п}}$  для пламени в камере сгорания двигателей. Однако, учитывая нестационарность процесса сгорания в поршневых двигателях, необходимо в указанную зависимость ввести характеристику выделения теплоты при сгорании  $x = f(\varphi)$  или  $\frac{dx}{d\varphi} = f_1(\varphi)$ . Эти параметры характеризуют динамику процесса сгорания, и введение их очень важно, так как от характера сгорания зависят продолжительность и эффективность высокотемпературного излучения пламени, возможность существо-

вания очагов горения с температурой, значительно превышающей среднеобъемную температуру газов. Тогда функциональная зависимость для  $\tau_{п}$  должна быть представлена в виде

$$\tau_{п} = f \left( \frac{dx}{d\varphi}; d_{ц}; T; \frac{C_p}{H_p}; p; l_{эф} \right). \quad (28)$$

Рассмотрим влияние отдельных параметров.

1. Линейная зависимость  $\tau_{п}$  от  $pl_{эф}$  достаточно хорошо подтверждается опытными данными исследования газотурбинных установок (ГТУ).

В процессе сгорания в поршневых двигателях имеет место значительно более высокий уровень давлений (в 20—25 раз), чем в камерах сгорания ГТУ. Рост давления приводит к возрастанию концентрации сажистых частиц. Кроме того, в течение процесса  $pl_{эф}$  изменяется в 5—10 раз.

2. Соотношение между содержанием углерода и водорода в топливе  $\frac{C_p}{H_p}$  оказывает сильное влияние на процесс саже-

образования. Чем выше  $\frac{C_p}{H_p}$  в топливе, тем выше при прочих равных условиях уровень концентрации сажистых частиц в факеле пламени. Это подтверждается также экспериментальным определением радиационного теплового потока в дизеле [29], когда при всех прочих одинаковых условиях работы дизеля наибольший радиационный тепловой поток был получен при работе на топливе с максимальным отношением числа атомов углерода к водороду. Для топлив, применяющихся в двигателях, отношение  $\frac{C_p}{H_p}$  имеет следующие значения:

Мазут . . . . .	7,7
Дизельное топливо . . . . .	6,5
Керосин . . . . .	6,14
Природный газ . . . . .	3,25
Метан . . . . .	3,0

На основании опытных данных Тринга, Холидея и других исследователей для области значений  $\frac{C_p}{H_p} \leq 10$  можно в первом приближении принять линейную зависимость между концентрацией частиц сажистого углерода в факеле пламени и соотношением  $\frac{C_p}{H_p}$ .

3. Коэффициент избытка воздуха, по данным экспериментальных исследований пламени жидкого топлива с постоянным значением  $\frac{C_p}{H_p}$  и неизменной дисперсностью распыла при заданной конструкции горелочного устройства, является основным фактором, определяющим концентрацию сажи. В зависимости от величины  $\alpha_{ц}$  устанавливается не только средний уровень

концентрации сажи, но и расположение сажистых частиц в объеме факела. Этим и определяется излучательная способность светящегося сажистого пламени. В камерах сгорания поршневых двигателей истинные значения  $\alpha_{\Sigma}$  изменяются в течение процесса сгорания; они носят локальный характер, и практически их очень трудно определить. Однако в расчетах и исследованиях двигателей внутреннего сгорания пользуются обычно принятой средней величиной коэффициента избытка воздуха, которая, как известно из практики исследований, влияет на сажобразование.

Важным является выбор определяющей температуры при расчете радиационного теплового потока по зависимости Стефана — Больцмана

$$q_{\Sigma} = \epsilon_{\Sigma} \sigma_0 \left( \frac{T}{100} \right)^4, \quad (29)$$

где  $\epsilon_{\Sigma}$  — эффективная степень черноты излучателя;  $\sigma_0$  — константа излучения абсолютного черного тела;  $\sigma_0 = 4,96$  ккал/(м<sup>2</sup> × ч · К<sup>4</sup>);  $T$  — температура излучателя.

Следует предварительно рассмотреть вопрос о возможности раздельного определения  $\tau_r$  и  $\tau_{\Sigma}$ , как это предусмотрено уравнением (25). Выше уже отмечалось, что определение  $\tau_r$  и  $\tau_{\Sigma}$  соответственно по эмпирическим зависимостям (26) и (27) не может обеспечить получение достоверных результатов для камер сгорания поршневых двигателей. Поэтому необходимо экспериментальное исследование при натуральных испытаниях поршневых двигателей, на базе которого могут быть получены аналогичные зависимости. Однако экспериментальным путем раздельно определить  $\tau_r$  и  $\tau_{\Sigma}$  практически очень трудно. Поэтому представляется наиболее целесообразным экспериментальным путем определить  $\epsilon_{\Sigma}$  исходя из уравнения (29), а затем по формуле (25) определять  $\tau_{\Sigma} = \tau_r + \tau_{\Sigma}$ . С физической точки зрения это будет также оправдано, так как превалирующее значение в радиационном теплообмене в камере сгорания поршневого двигателя имеет излучение пламени.

В связи с изложенным в качестве определяющей температуры имеет смысл принимать температуру пламени. Однако необходимо отметить, что если в качестве определяющей температуры принимать текущую температуру газа, определяемую из термодинамических соотношений по индикаторной диаграмме, то текущие значения  $\epsilon_{\Sigma}$  в первый основной период сгорания получаются больше 1, что противоречит физическому смыслу этой величины.

Л. М. Белинскому [3] удалось измерить температуру пламени в течение цикла в цилиндре быстроходного дизеля, работавшего на керосине. При этом был использован электрооптический стробоскопический метод. Полученная в результате таких изме-

рений температура пламени, характеризующая результирующее излучение всего сложного спектра высокотемпературных пламен в камере сгорания двигателя, очевидно, должна соответствовать температуре, определяющей излучение.

Протекание температуры пламени в течение цикла на всех режимах характеризуется быстрым нарастанием после начала видимого горения, практически совпадающим с моментом отрыва кривой давления от линии сжатия на индикаторной диаграмме. Температура пламени мало меняется в течение всего периода видимого горения и практически не зависит от нагрузки. Коэффициент избытка воздуха в цилиндре меняется по нагрузочной характеристике в широких пределах от 1,45 до 7,2. По-видимому, это может быть объяснено одинаковыми условиями в очагах горения. Примерно такие же результаты были получены В. З. Маховым на дизеле ЯМЗ-236 при использовании также стробоскопического метода, с помощью которого регистрируются температуры, усредненные по большому числу циклов. Если замеренная Л. М. Белинким температура пламени составляла примерно 2400—2500 К при работе на керосине, то в опытах В. З. Махова при работе на дизельном топливе она равнялась 2100 К. Замеренные температуры примерно соответствуют максимальным теоретическим температурам горения топлива данного вида. Опубликованные данные по непосредственному замеру температуры пламени в течение одного цикла с помощью фотоэлементов [29] показали, что температура пламени резко нарастает от момента вспышки до момента, соответствующего 10—15° угла поворота кривошипа после в. м. т., достигая 2200 К, а затем плавно снижается до уровня 1000—1800 К к концу фазы активного горения (примерно к 40° после в. м. т.).

Исходя из анализа данных экспериментального определения температуры пламени в камерах сгорания поршневых двигателей, целесообразно принимать в качестве температуры, определяющей излучение, максимальную теоретическую температуру горения топлива данного состава при стехиометрическом составе смеси.

Таким образом, если экспериментальным путем определить радиационный удельный тепловой поток, то по уравнению (29) может быть определена эффективная суммарная степень черноты  $\epsilon_{\Sigma}$  при принятой температуре излучения, равной температуре пламени.

Затем по уравнению (24) определяется суммарная оптическая толщина излучателя  $\tau_{\Sigma}$ .

Если предположить, что зависимость  $\tau_{\Sigma}$  от  $\rho l_{\text{эф}}$  и  $\frac{C_p}{H_p}$  для горения в камерах сгорания поршневых двигателей сохранится также прямо пропорциональной, как и для случая топок высоко-

напорных парогенераторов [см. формулу (27)], то зависимость (28) может быть представлена в виде

$$\tau_{\Sigma} = k_{\Sigma} \frac{C_p}{H_p} \rho l_{\text{эф}}, \quad (30)$$

где

$$k_{\Sigma} = f\left(\frac{dx}{d\varphi}, \frac{1}{\alpha_{\text{ц}}}, T_{\text{пл}}\right). \quad (31)$$

Функциональная связь  $k_{\Sigma}$  с указанными параметрами устанавливается при соответствующей обработке опытных данных.

Для экспериментального определения радиационного удельного теплового потока принципиально может быть использована методика определения мгновенных значений суммарного удельного теплового потока  $q_{\Sigma}$ , изложенная выше. Однако в этом случае необходимо исключить влияние конвективного теплообмена на показания термоприемников. Это может быть достигнуто, если, например, тепловоспринимающая поверхность термопары будет защищена от непосредственного воздействия рабочих газов в цилиндре с помощью оптически прозрачного окошка в камере сгорания. Кроме того, это окошко должно охлаждаться путем омыwania его со стороны камеры сгорания нейтральным, визуально прозрачным газом, например азотом.

## Экспериментальное исследование теплоотдачи от газа к стенкам камеры сгорания

В соответствии с методикой, изложенной выше, была экспериментально исследована нестационарная теплоотдача от газа к тепловоспринимающей поверхности камер сгорания четырехтактных дизелей типа Д70  $\left(16\text{ЧН}\frac{25}{27}\right)$ , СМД18Н  $\left(4\text{ЧН}\frac{12}{14}\right)$ , двухтактных дизелей типа 10Д100  $\left(10\text{ДН}\frac{20,7}{25,4 \times 2}\right)$ , 4Д  $\frac{19}{30}$  и газового двигателя 11ГД100, представляющего собой дизель Д100, конвертированный на газ.

Мгновенные суммарные значения удельного теплового потока и коэффициента теплоотдачи в течение рабочего процесса были получены при измерении температурных колебаний на различных участках тепловоспринимающей поверхности деталей.

Исследовать радиационный теплообмен в дизеле и газовом двигателе стало возможным при использовании датчиков для регистрации температурных колебаний, вызываемых только радиационным тепловым потоком.

На основе полученных опытных данных была установлена функциональная связь между суммарной оптической толщиной пламени и параметрами, определяющими радиационный теплообмен.

В результате исследования газодинамических условий в цилиндрах исследуемых двигателей удалось установить некоторые закономерности нестационарного теплообмена.

В соответствии с принятой методикой обработка опытных данных производилась в критериях подобия. Это дало возможность обобщить результаты экспериментального исследования и представить их в виде критериального уравнения нестационарной теплоотдачи.

В результате исследования теплообмена между газом и клапаном в течение всего рабочего цикла двигателя была также установлена и закономерность контактного теплообмена между клапаном и гнездом в крышке цилиндра.

Указанные вопросы подробно рассматриваются ниже.

## Теплоотдача в четырехтактных дизелях на установившихся режимах работы

В четырехтактных дизелях с высоким газотурбинным наддувом типа Д70 исследование теплоотдачи производилось на режимах генераторной (тепловозной) и нагрузочной характеристик. Рабочий процесс на этих режимах характеризуется параметрами, приведенными в табл. 3, а также результатами

Таблица 3

**Основные параметры работы дизеля типа Д70 на режимах генераторной (тепловозной) и нагрузочной характеристик**

Параметры	Частота вращения $n$ , об/мин				
	1000	850	750	650	550
$N_e$ , л.с. . . . .	3000	2520	2160	1700	1170
	3000	2000	1360	1070	800
$g_e$ , г/(л.с.·ч) . . . . .	151	152	155	160	167
	152	154	157,5	163	170
$\alpha_{ц}$ . . . . .	2,25	1,95	1,85	1,78	1,73
	2,2	1,95	1,83	1,74	1,67
$p_z$ , кгс/см <sup>2</sup> . . . . .	113	104	96	87	76
	113	93	83	78	76
$p_s$ , кгс/см <sup>2</sup> . . . . .	2,55	2,00	1,70	1,42	1,20
	2,50	1,77	1,44	1,24	1,12
$t_{ц}$ , °С . . . . .	525	500	490	510	500
	560	540	530	510	500

**Примечание.** В числителе — значение параметров работы дизеля с продувкой, в знаменателе — без продувки.

обработки индикаторных диаграмм (см. графики на рис. 18).

Температурные колебания измерялись на различных участках тепловоспринимающей поверхности и во многих точках. Так, например, в камере сгорания дизеля Д70 измерения производились в 17 точках, в том числе в днищах крышки цилиндра и поршня, в клапанах и т. д.

Кроме того, что измерение температурных колебаний необходимо для получения удельных тепловых потоков, они представляют весьма интересный и полезный опытный материал. Используя колебания температуры, можно подсчитать циклические температурные напряжения в тонком слое металла на тепловоспринимающей поверхности.

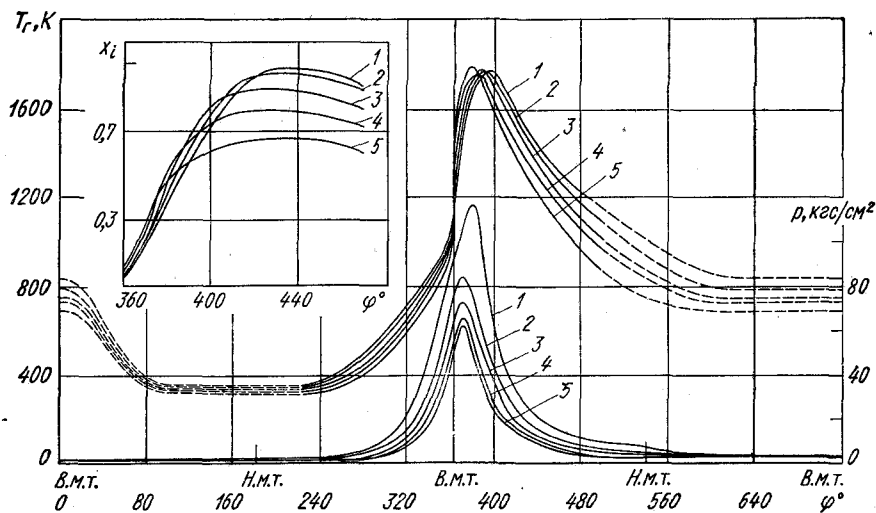


Рис. 18. Изменение температуры, давления газа и тепловыделения в цилиндре дизеля Д70 по генераторной (тепловозной) характеристике:

1 —  $n=1000$  об/мин,  $N_e=100\% N_{e\text{НОМ}}$ ; 2 —  $n=850$  об/мин,  $N_e=67\% N_{e\text{НОМ}}$ ; 3 —  $n=750$  об/мин,  $N_e=47\% N_{e\text{НОМ}}$ ; 4 —  $n=650$  об/мин,  $N_e=38\% N_{e\text{НОМ}}$ ; 5 —  $n=550$  об/мин,  $N_e=32\% N_{e\text{НОМ}}$

На рис. 19 и 20 в качестве иллюстрации приведены некоторые осциллограммы колебаний температуры на небольшой глубине  $x$  от тепловоспринимающей поверхности различных участков камеры сгорания. Схема и места установки поверхностных термопар даны на рис. 21.

Приведенные осциллограммы показывают, что на сопоставимых режимах работы амплитуды колебаний температуры в различных точках существенно отличаются. Так, например, в точке 1, расположенной в начале щели, образованной днищем крышки и торцом гильзы цилиндра, амплитуда колебаний примерно в 4 раза меньше амплитуды в других местах. Кроме того, в этой точке колебания температуры практически не имеют разброса по величине амплитуды по циклам. В других точках открытой поверхности днища крышки имеет место некоторая неравномерность в величине амплитуд в ряде исследованных циклов. На это обращали внимание и другие исследователи. Однако объяснение этого явления неравномерностью работы топливной аппаратуры является необоснованным: осциллографирование движения иглы форсунки и давления топлива перед распылителем форсунки показывают практически идентичную работу по циклам. В то же время осциллографирование скорости движения воздушного заряда в цилиндре показывает некоторую неравномерность характера и величины скорости движения.



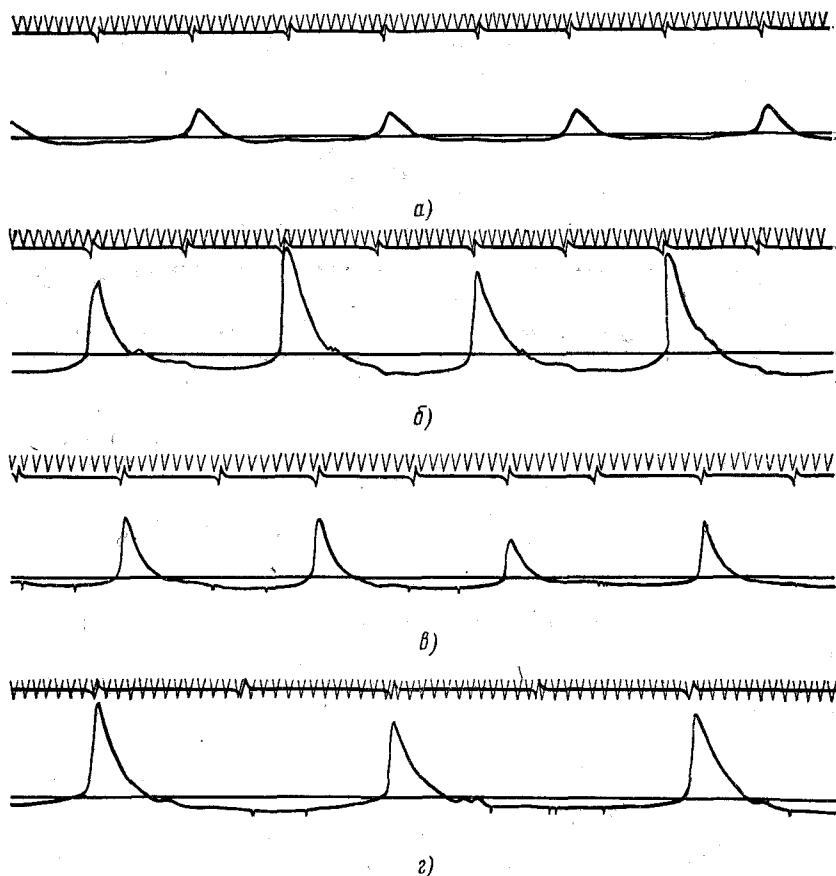


Рис. 19. Осциллограммы колебаний температуры в разных точках тепловоспринимающей поверхности дна крышки цилиндра на различных режимах работы дизеля Д70:

а — в точке 1 (см. рис. 21) на режиме  $N_{e\text{ ном}}$  при  $n=1000$  об/мин, на глубине  $x=0,0154$  см от тепловоспринимающей поверхности, масштаб температурных колебаний  $M_t:1$  мм —  $0,695^\circ\text{C}$ ; б — в точке 8 (см. рис. 21) при  $N_{e\text{ ном}}$ ,  $n=1000$  об/мин,  $x=0,016$  см,  $M_t:1$  мм —  $0,61^\circ\text{C}$ ; в — в точке 8 (см. рис. 21),  $40\% N_{e\text{ ном}}$ ,  $n=1000$  об/мин,  $x=0,016$  см,  $M_t:1$  мм —  $0,75^\circ\text{C}$ ; г — в точке 8 (см. рис. 21),  $38\% N_{e\text{ ном}}$ ,  $n=650$  об/мин,  $x=0,016$  см,  $M_t:1$  мм —  $0,68^\circ\text{C}$

Следует отметить, что в дизелях со специально организованным вихревым движением при больших окружных скоростях (например, двухтактные дизели типа Д100 с прямоточной продувкой, 4Д 19/30 с контурно-поперечной щелевой продувкой) неравномерность температурных колебаний (так же, как и скоростей движения воздуха) не наблюдается.

Точка замера *1* находится в щели (высотой  $h \approx 1$  мм), где в определенной степени интенсивность вихревого движения гасится, и, следовательно, его неравномерность не оказывает су-

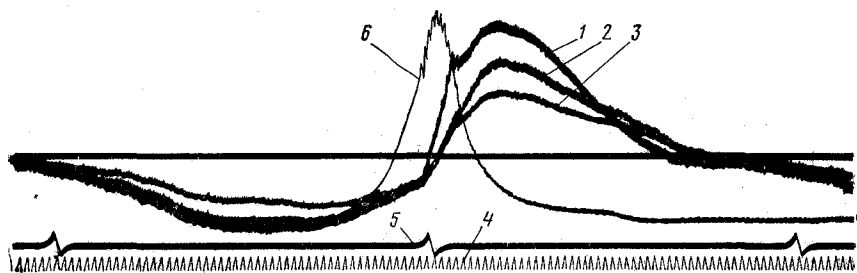


Рис. 20. Осциллограмма колебаний температуры на разной глубине (в точке 3 рис. 21) от тепловоспринимающей поверхности крышки цилиндра на режиме  $N_{e_{ном}}$  при  $n=1000$  об/мин:

1 — колебание температуры на глубине  $x=0,011$  см; 2 — то же, на глубине  $x=0,0148$  см; 3 — то же, на глубине  $x=0,0165$  см; 4 — отметка времени 1000 Гц; 5 — отметка в. м. т.; 6 — давление в цилиндре

ществленного влияния на характер температурных колебаний по циклам.

В том, что не работа топливной аппаратуры вызывает неравномерность температурных колебаний, убеждают результаты ос-

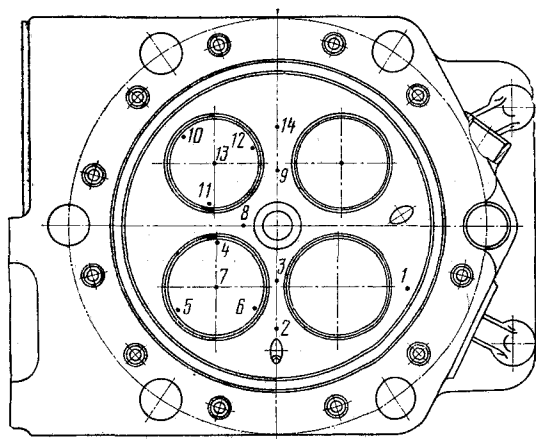


Рис. 21. Места установки поверхностных термопар в крышке цилиндра

циллографирования колебаний температуры при «чистом сжатии-расширении», т. е. при работе без подачи топлива. Опыты на дизеле Д70 и осциллограммы, приведенные в работе К. Эльзера [28], показывают, что в этом случае имеет место также неравномерность температурных колебаний по циклам.

Из осциллограмм (см. рис. 20) одновременно зафиксированных колебаний температуры в точке 3 днища крышки цилиндра следует, что амплитуда колебаний с удалением от теплопринимающей поверхности резко уменьшается. Это умень-

шение примерно пропорционально  $e^{-x\sqrt{\frac{k\omega}{a}}}$  [обозначения в соответствии с формулой (19)], что теоретически соответствует случаю изменения температуры по толщине тела, ограниченного с одной стороны (полуограниченное пространство с плоской поверхностью раздела).

В случае, когда измерения производились на некоторой глубине  $x$ , пересчет температурных колебаний проводился по методике, изложенной выше.

Из анализа температурных колебаний следует, что максимальные амплитуды имеют место в днище крышки цилиндра и центре тарелки клапанов и составляют  $12-13^\circ\text{C}$ . В головке поршня максимальные амплитуды составляют  $6-8^\circ\text{C}$  (рис. 22). При примерно одинаковых прочих условиях материалам, имеющим высокие значения коэффициента теплопроводности, соответствуют меньшие по величине амплитуды колебаний температуры, т. е. практически имеет место известная в математической теории теплопроводности обратная пропорциональность амплитуды колебаний коэффициенту проникновения теплоты  $\sqrt{\lambda c_{p\rho}}$ .

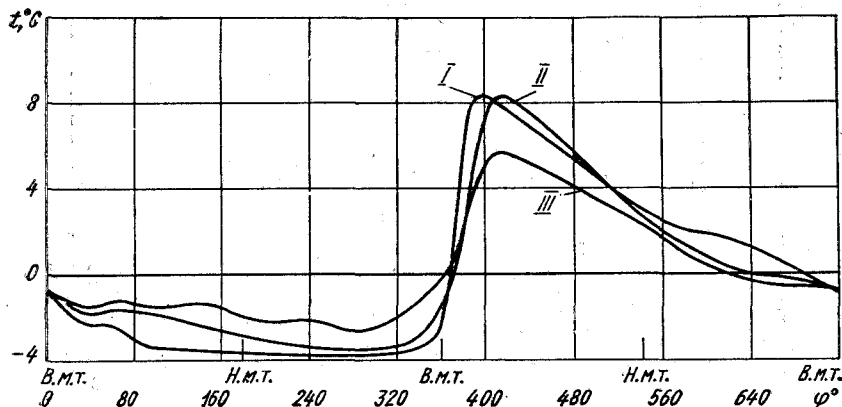


Рис. 22. Колебания температуры в трех точках поверхности головки поршня на режиме  $N_{e_{ном}}$ ,  $n=1000$  об/мин. Точки I, II и III указаны на рис. 24

Изменение амплитуды колебаний температуры примерно обратно пропорционально  $\sqrt{\omega}$  также при прочих неизменных условиях.

Амплитуда температурных колебаний пропорциональна температуре газа и коэффициенту теплоотдачи, поэтому непосред-

ственное воздействие факела горящего топлива вызывает значительный рост амплитуды температурных колебаний.

Аналогичные зависимости имеют место и в быстроходном ди-

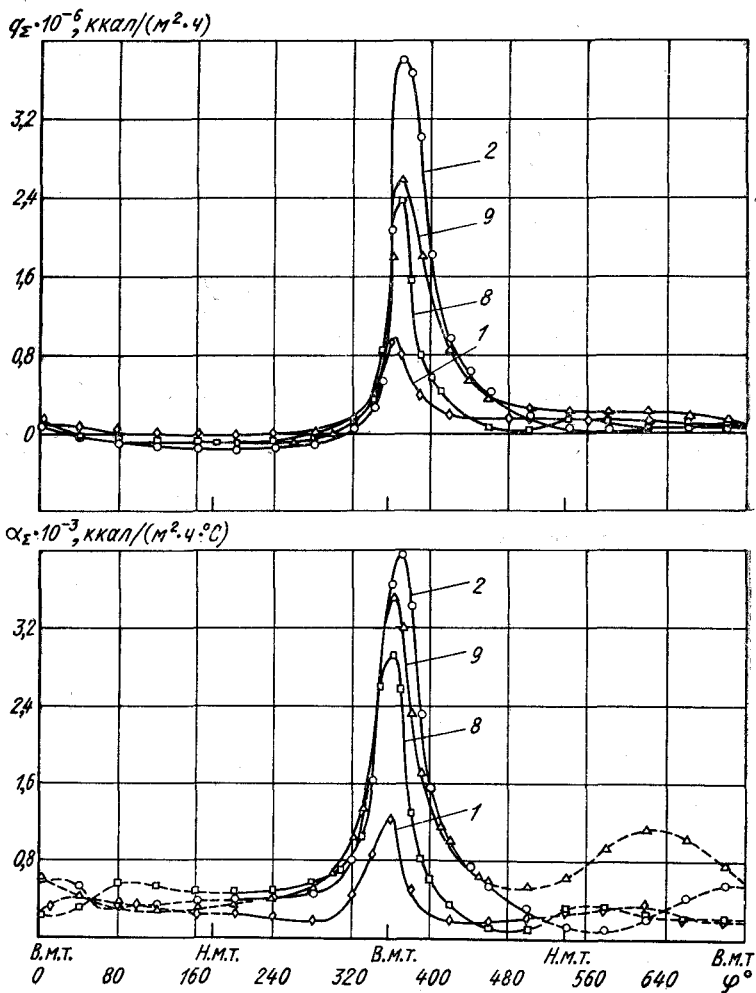


Рис. 23. Изменение локальных значений удельных тепловых потоков  $q_\Sigma$  и коэффициентов теплоотдачи  $\alpha_\Sigma$  на тепловоспринимающей поверхности дна крышки цилиндра на режиме номинальной мощности дизеля:

1, 2, 8, 9 — места установки термопар (см. рис. 21)

зеле СМД 18Н. Так, например, в крышке цилиндра максимальная амплитуда колебаний температуры составляет  $7^\circ\text{C}$ . С уменьшением частоты вращения при постоянной мощности амплитуда температурных колебаний практически не изменяется, так

как уменьшение коэффициента теплоотдачи действует в сторону уменьшения амплитуды, а уменьшение частоты процесса и некоторое увеличение температуры газа влияют в сторону увеличения амплитуды.

В результате обработки опытных данных в соответствии с изложенной выше методикой были получены мгновенные значения суммарных удельных тепловых потоков  $q_{\Sigma}$  и рассчитаны по уравнению Ньютона мгновенные значения коэффициентов сложной теплоотдачи  $\alpha_{\Sigma}$ .

На рис. 23 в качестве примера приведены графики изменения  $q_{\Sigma}$  и  $\alpha_{\Sigma}^*$  в различных точках днища крышки цилиндра. Из графиков видно, что в процессе наполнения  $q_{\Sigma}$  имеет отрицательное значение, так как происходит отдача тепла от горячей стенки к воздушному заряду в цилиндре. Во время сжатия температура воздушного заряда увеличивается, и с момента времени, когда она превысит температуру поверхности стенки, происходит отдача тепла в стенку. В процессе сгорания, когда плотность, температура и колебательная скорость, способствующая разрушению пограничного слоя, достигают наибольшей величины и появляется радиационная составляющая теплоотдачи, суммарный удельный тепловой поток достигает максимальной величины. При расширении продуктов сгорания их температура все время остается больше температуры стенок, поэтому удельный тепловой поток направлен от газа к стенке. По генераторной и нагрузочной характеристикам  $q_{\Sigma}$  и  $\alpha_{\Sigma}$  уменьшаются. При изменении нагрузки, например, в 2,8 раза  $q_{\Sigma_{\max}}$  изменится примерно в 1,6 раза, а  $\alpha_{\Sigma_{\max}}$  в 1,3 раза. Локальные значения  $q_{\Sigma}$  и  $\alpha_{\Sigma}$  на различных участках тепловоспринимающей поверхности крышки цилиндра существенно отличаются по абсолютным значениям, а в процессе газообмена и по характеру изменения по углу поворота коленчатого вала. Это обусловливается как воздействием локальных температур газа в цилиндре, так и различием в газодинамической обстановке на разных участках. Так, в точке 2 с радиусом  $r=90$  мм  $\alpha_{\Sigma}$  выше, чем в точке 8 при  $r=32$  мм, вследствие того, что в точке 2 более высокая скорость движения газа.

Во время выпуска  $\alpha_{\Sigma}$  несколько увеличивается, но в различной степени для разных участков тепловоспринимающей поверхности днища крышки цилиндра (в точке 9 при  $\varphi=620^\circ$  угла

---

\* На участках выпуска и наполнения температуру газа  $T_T$  определяли следующим образом: на участке выпуска — из условия политропического расширения, на участке наполнения температура принималась равной температуре начала сжатия. Учитывая определенную условность такого определения, графики  $\alpha_{\Sigma}$  обозначали штриховыми линиями.

поворота кривошипа  $\alpha_{\Sigma} = 1100$  ккал/(м<sup>2</sup>·ч·°С), а в точке  $\delta$   $\alpha_{\Sigma} = 380$  ккал/(м<sup>2</sup>·ч·°С). Это также объясняется различием местных газодинамических условий. В процессе выпуска в перемычке между выпускными клапанами скорость газа достигает больших значений, чем на других участках.

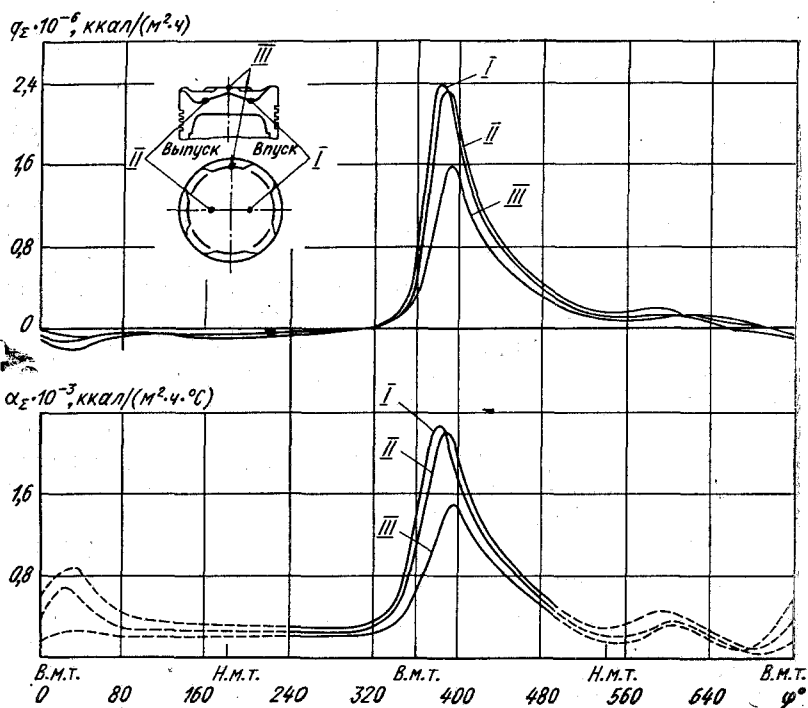


Рис. 24. Изменение локальных значений удельного теплового потока  $q_{\Sigma}$  и коэффициента теплоотдачи  $\alpha_{\Sigma}$  на поверхности головки поршня на режиме номинальной мощности дизеля;  $D=70$  мм,  $N_e=3000$  л. с. при  $n=1000$  об/мин

В поршне параметры  $q_{\Sigma}$  и  $\alpha_{\Sigma}$  (рис. 24) имеют примерно такой же характер изменения по углу поворота коленчатого вала, как это имеет место в днище крышки цилиндра. Однако уровень максимальных значений  $\alpha_{\Sigma}$  несколько ниже. Так, на одном и том же радиусе, где регистрировались температурные колебания в крышке и поршне в точках, находящихся друг против друга (точка 9 в крышке и точка II в поршне) при примерно одинаковых  $q_{\Sigma \max}$ , коэффициент теплоотдачи в поршень на 25—30% ниже коэффициента теплоотдачи в крышку цилиндра. Это объясняется некоторым сдвигом точки  $q_{\Sigma \max}$  в поршне от-

носительно той же точки в крышке цилиндра примерно на  $15-20^\circ$  в зону более высоких температур газа из-за других условий обтекания головки поршня и имеющегося фазового сдвига  $\bar{w}_\tau$  над движущимся поршнем относительно неподвижного днища крышки цилиндра, что экспериментально было подтверждено.

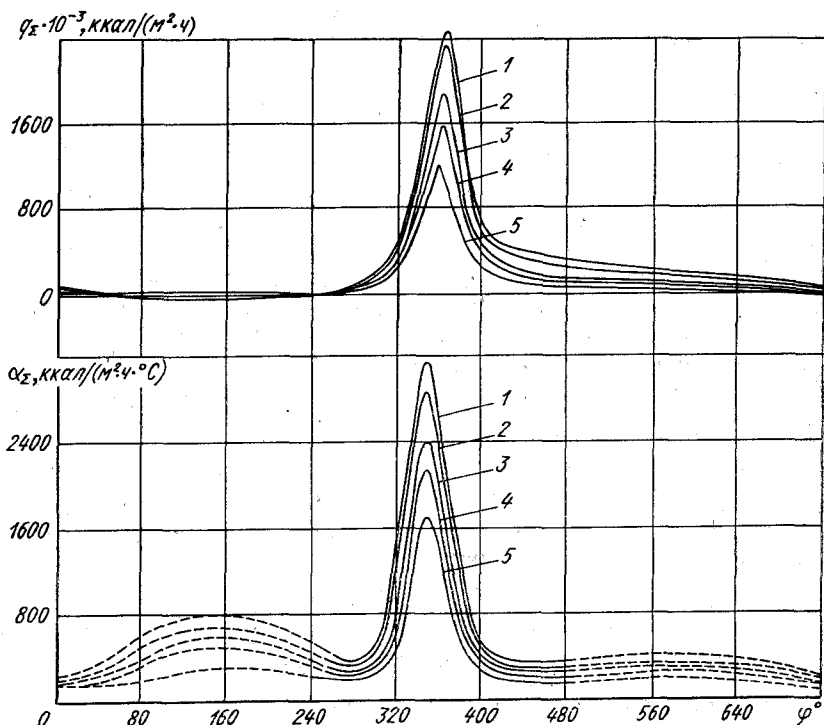


Рис. 25. Изменение удельного теплового потока  $q_\Sigma$ , коэффициента теплоотдачи  $\alpha_\Sigma$  по углу поворота коленчатого вала в крышке цилиндра дизеля 4ЧН  $\frac{12}{14}$  на режимах нагрузочной характеристики ( $n=1700$  об/мин):  
 1 —  $N_e=100$  л. с.; 2 —  $N_e=90$  л. с.; 3 —  $N_e=70$  л. с.; 4 —  $N_e=50$  л. с.; 5 —  $N_e=20$  л. с.

Рассматривая результаты исследования нестационарной теплоотдачи от газа к стенкам камеры сгорания дизеля 4ЧН  $\frac{12}{14}$  (СМД18Н), следует отметить, что характер изменения  $q_\Sigma$  и  $\alpha_\Sigma$  такой же, как в дизеле 16ЧН  $\frac{25}{27}$  (Д70). В диапазоне  $40-260^\circ$  угла поворота кривошипа до в. м. т. в процессе сжатия  $q_\Sigma$  имеет отрицательное значение, так как во время наполнения

температура днища крышки цилиндра превышает температуру газа. Резкое возрастание  $q_{\Sigma}$  наступает к концу сжатия и достигает максимума примерно при  $10-15^{\circ}$  после в. м. т.

Коэффициент теплоотдачи (рис. 25), так же как и в дизеле Д70, на всех режимах работы интенсивно возрастает по мере увеличения давления, температуры, плотности и скорости газа, которая по ходу процесса сжатия растет. Этому способствует также возникновение акустического поля при сгорании, степень интенсивности которого определяется жесткостью процесса. Затем в процессе расширения  $\alpha_{\Sigma}$  уменьшается.

В процессе наполнения коэффициент теплоотдачи вначале увеличивается, так как этому периоду соответствует высокая скорость вихревого движения. Затем  $\alpha_{\Sigma}$  уменьшается, что вызывается снижением скорости воздуха.

С уменьшением нагрузки при  $n = \text{const}$  в четырехтактном дизеле с газотурбинным наддувом падает давление наддува, снижается плотность воздуха, скорость на впуске падает. Это приводит к снижению скорости газа в цилиндре. Поэтому на малых нагрузках на протяжении всего цикла  $\alpha_{\Sigma}$  в сходственные моменты времени ниже, чем на больших нагрузках. При снижении нагрузки (при  $n = \text{const}$ ) в 5 раз  $q_{\Sigma_{\text{max}}}$  уменьшается в 2 раза, а  $\alpha_{\Sigma_{\text{max}}}$  в 1,8 раза. При постоянной мощности и переменной частоте вращения коленчатого вала удельный тепловой поток в процессе сгорания меньше изменяется, чем коэффициент теплоотдачи.

Так,  $q_{\Sigma_{\text{max}}} = 2,5 \cdot 10^6$  ккал/( $\text{м}^2 \cdot \text{ч}$ ),  $\alpha_{\Sigma_{\text{max}}} = 3450$  ккал/( $\text{м}^2 \cdot \text{ч} \cdot ^{\circ}\text{C}$ ) при  $n = 1800$  об/мин ( $N_e = 90$  л. с. = const); при  $n = 1600$  об/мин  $q_{\Sigma_{\text{max}}} = 2,3 \cdot 10^6$  ккал/( $\text{м}^2 \cdot ^{\circ}\text{C}$ ),  $\alpha_{\Sigma_{\text{max}}} = 2750$  ккал/( $\text{м}^2 \cdot ^{\circ}\text{C}$ ), а при  $n = 1500$  об/мин уже  $q_{\Sigma_{\text{max}}} = 2,45 \cdot 10^6$  ккал/ $\text{м}^2$ ;  $\alpha_{\Sigma_{\text{max}}} = 3100$  ккал/( $\text{м}^2 \cdot \text{ч} \cdot ^{\circ}\text{C}$ ).

Таким образом, при  $N_e = \text{const}$  и уменьшении частоты вращения коленчатого вала до определенного предела превалирующее значение имеет влияние скорости (которая с уменьшением частоты вращения понижается), а затем рост цикловой подачи топлива вызывает такое увеличение температуры и давления газа, при которых уже  $\alpha_{\Sigma}$  начинает повышаться. Во время процессов наполнения и выпуска  $\alpha_{\Sigma}$  при больших частотах вращения ( $N_e = \text{const}$ ), выше, чем на пониженных. Здесь решающее значение имеет скорость движения воздуха, которая уменьшается с понижением частоты вращения коленчатого вала.



## Теплоотдача в двухтактных дизелях на установившихся режимах работы

Исследование теплоотдачи в двухтактном дизеле 10Д100 с прямоточной щелевой продувкой и с комбинированным газотурбинным наддувом проводилось на различных режимах работы, которые характеризуются приведенными ниже основными параметрами рабочего процесса и результатами обработки индикаторных диаграмм.

В табл. 4 приведены параметры работы на режимах генераторной (тепловозной) характеристики, а на рис. 26 результаты обработки индикаторных диаграмм.

Таблица 4

**Основные параметры работы дизеля типа 10Д100 на режимах генераторной (тепловозной) характеристики**

Параметры	Частота вращения $n$ , об/мин			
	850	785	660	580
$N_e$ , л.с. . . . .	3000	2700	2000	1700
$g_e$ , г/(л.с·ч) . . . . .	163	164	166	175,5
$\alpha_{ц}$ . . . . .	1,9	1,7	1,5	1,5
$p_z$ , кгс/см <sup>2</sup> . . . . .	99	93,5	83	76
$p_s$ , кгс/см <sup>2</sup> . . . . .	2,20	1,85	1,50	1,35
$t_{ц}$ , °С . . . . .	350	370	360	340

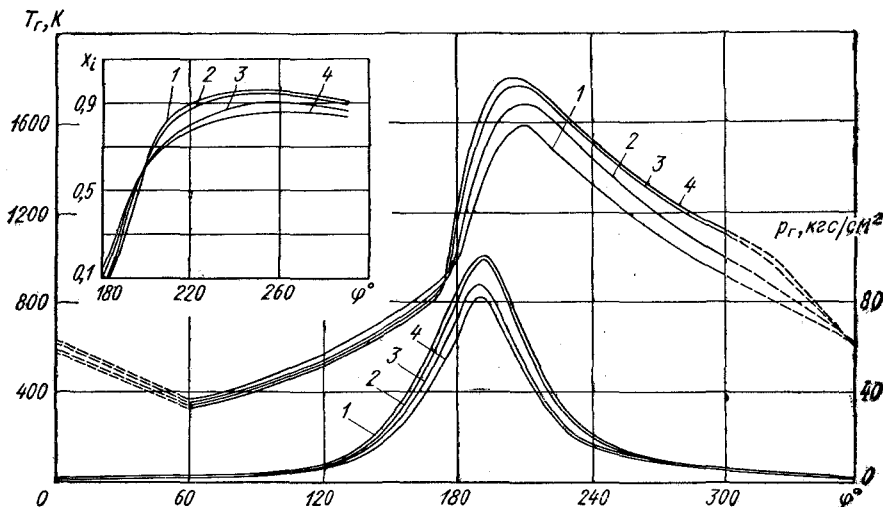


Рис. 26. Изменение температуры, давления и тепловыделения газа в цилиндре дизеля 10Д100 по генераторной (тепловозной) характеристике:

1 —  $n=850$  об/мин; 2 —  $n=785$  об/мин; 3 —  $n=660$  об/мин; 4 —  $n=580$  об/мин

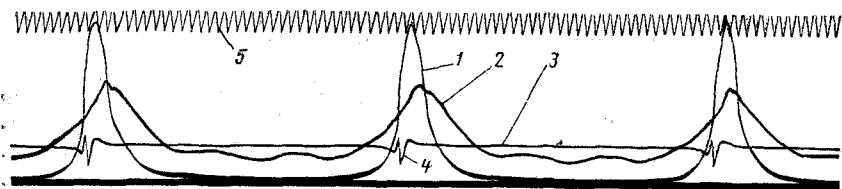


Рис. 27. Осциллограмма колебаний температуры в средней части гильзы цилиндра дизеля 10Д100 на глубине 0,12 мм тепловоспринимающей поверхности:

1 — давление в цилиндре; 2 — температурные колебания; 3 — нулевая линия; 4 — отметка в м. т. по выпускному поршню; 5 — отметка времени 500 Гц; масштаб температурных колебаний; 1 мм —  $1^\circ\text{C}$

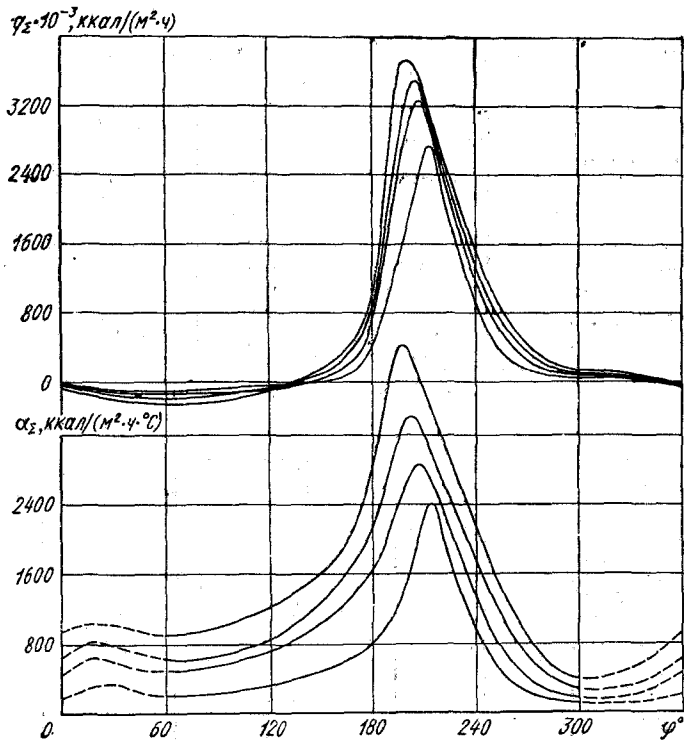


Рис. 28. Изменение удельного теплового потока  $q_{\Sigma}$ , коэффициента теплоотдачи  $\alpha_{\Sigma}$  по углу поворота коленчатого вала на периферийном участке днища выпускного поршня дизеля 10Д100 на режимах генераторной (тепловозной) характеристики

Температурные колебания в стенках камеры сгорания (рис. 27), в днище поршня и средней части гильзы цилиндра характеризуются достаточно высокой стабильностью, что объясняется устойчивым вихревым движением, создаваемым направляющим аппаратом — специально спрофилированными про-

двучными окнами. Амплитуда колебаний температуры в днишке поршня достигает  $16-20^{\circ}\text{C}$ , а в средней части гильзы цилиндра порядка  $12-14^{\circ}\text{C}$ . Характер колебаний температуры в стенках камеры сгорания и качественная зависимость ее от параметров работы дизеля аналогичны рассмотренным температурным колебаниям в стенках камеры сгорания четырехтактных дизелей.

Соответствующая обработка опытных данных позволила определить мгновенные значения  $q_{\Sigma}$  и  $\alpha_{\Sigma}$  для различных участков тепловоспринимающей поверхности. В качестве примера на рис. 28 приведены опытные данные по теплоотдаче от газа к днищу выпускного поршня дизеля 10Д100.

В процессе продувки и начальный период сжатия  $q_{\Sigma}$  имеет отрицательное значение, так как температура поверхности днища поршня превышает температуру газов. Теплоотдача идет в более холодный газ. Резкое возрастание  $q_{\Sigma}$  наступает на режиме номинальной мощности примерно к концу сжатия и достигает максимального значения при  $\varphi=20^{\circ}$  угла поворота кривошипа после в. м. т.  $q_{\Sigma}=3,6 \cdot 10^6$  ккал/( $\text{м}^2 \cdot \text{ч}$ ), а коэффициент теплоотдачи  $\alpha_{\Sigma}=4350$  ккал/( $\text{м}^2 \cdot \text{ч} \cdot ^{\circ}\text{C}$ ). Такие высокие значения плотности теплового потока и коэффициента теплоотдачи объясняются значительной скоростью движения газа, свойственной двухтактному дизелю с прямоточной продувкой, когда в момент впрыска топлива, например,  $\bar{w}_{\tau}$  достигает  $50-60$  м/с, и высокими значениями давления и температуры газа.

В средней части гильзы цилиндра максимальные значения  $q_{\Sigma}$  и  $\alpha_{\Sigma}$  ниже, чем для поршня, и они несколько приближены к в. м. т., что объясняется некоторыми особенностями газодинамических условий теплообмена.

Для движущегося поршня диаграмма  $\bar{w}_{\tau}$  (тангенциальной составляющей скорости) сдвинута по ходу сжатия к в. м. т. (см. график на рис. 7) по сравнению с диаграммой, относящейся к средней части гильзы цилиндра. Поэтому периоду воздействия на поршень высоких давлений и температур соответствуют и более высокие значения  $\bar{w}_{\tau}$ . При работе по генераторной (тепловозной) характеристике (см. рис. 28) с понижением частоты вращения коленчатого вала, несмотря на рост температуры газа, что вызвано уменьшением коэффициента избытка воздуха в цилиндре, удельный тепловой поток уменьшается. Это связано со снижением коэффициента теплоотдачи, обусловленным уменьшением интенсивности вихревого движения и плотности газа.

Как уже отмечалось выше, температурное поле рабочего тела в камере сгорания является неоднородным. В настоящее время еще не установлены какие-либо закономерности температурной неоднородности. Однако экспериментальные данные, полученные при исследовании температурного состояния наиболее

нагретых участков тепловоспринимающей поверхности, позволяют провести анализ теплоотдачи с учетом локальной температуры рабочего тела.

Так, неоднократные исследования температурного состояния выпускного поршня дизеля 10Д100 показывают, что на участке тепловоспринимающей поверхности днища поршня, расположен-

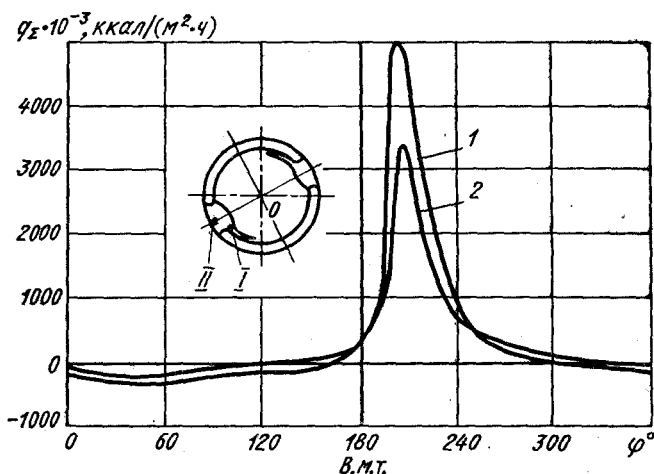


Рис. 29. Изменение удельного теплового потока  $q_{\Sigma}$  по углу поворота коленчатого вала в двух точках днища выпускного поршня дизеля 10Д100 на режиме номинальной мощности:

1 — в точке I; 2 — в точке II

ной в непосредственной близости к топливному факелу (поз. I рис. 29), имеет место значительно более высокая температура ( $480\text{--}500^{\circ}\text{C}$ ), чем на других участках днища ( $330\text{--}400^{\circ}\text{C}$ ). Из графиков, приведенных на рис. 29, видно, что в точке I удельный тепловой поток значительно выше, чем в точке II. Если сравнить газодинамические условия теплообмена в точках I и II, то можно заключить, что они примерно идентичны. Следовательно, коэффициенты теплоотдачи также должны быть примерно одинаковыми. Точка II расположена у соплового наконечника распылителя форсунки и не подвержена непосредственному воздействию топливного факела. Анализ взаимного расположения топливного факела и днища поршня показывает, что в момент воспламенения выпускной поршень находится в в. м. т., а топливный факел<sup>1</sup> практически касается поверхности днища в

<sup>1</sup> Характер распространения топливного факела (его геометрические размеры) при различных величинах подачи топлива и частоте вращения топливного кулачка изучался на безмоторной установке с помощью электронного стробоскопа. Это позволило рассматривать последовательное развитие факела в течение отрезка времени от начала впрыска до любого заданного мо-

районе точки *I*. На этом основании в качестве определяющей в процессе сгорания была принята теоретическая температура горения дизельного топлива. При этом были получены (рис. 30) практически идентичные кривые протекания коэффициента теплоотдачи по углу поворота коленчатого вала для точек *I* и *II*. Для точки *II* в течение всего цикла в качестве определяющей

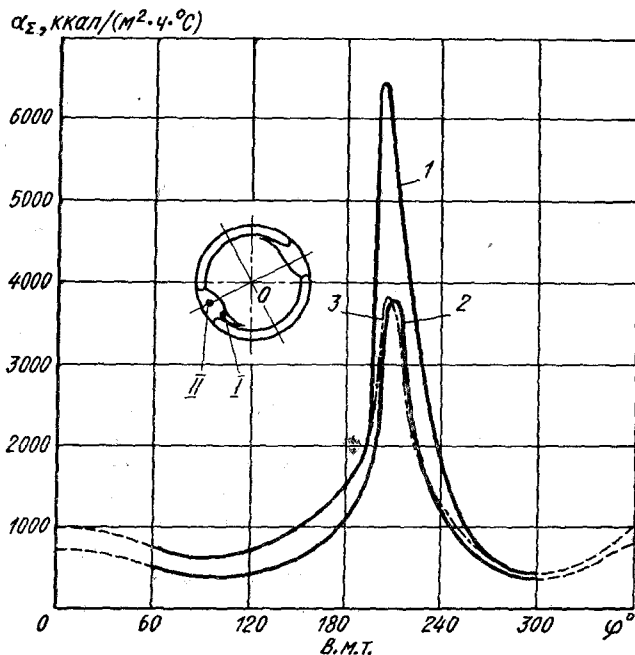


Рис. 30. Изменение коэффициента теплоотдачи  $\alpha_E$  по углу поворота коленчатого вала в двух точках днища выпускного поршня (точки *I* и *II*) дизеля 10Д100 на режиме номинальной мощности:

1 — в точке *I*, определяющая температура — температура газа; 2 — в точке *II*, определяющая температура — температура газа; 3 — в точке *I*, определяющая температура — теоретическая температура горения

принималась текущая температура газа, определяемая по индикаторной диаграмме. Если для определения  $\alpha_E$  в точке *I* принять в качестве определяющей также температуру газа, взятую из индикаторной диаграммы, то  $\alpha_E$  в этой точке значительно

мента времени. Управление электронным стробоскопом производилось путем сдвига поля статора тахометрического генератора трехфазного тока относительно вращающегося ротора, жестко соединенного с кулачковым валом топливного насоса, поворотом статора вокруг оси ротора на любой заданный угол. Таким образом, вспышка лампы стробоскопа длилась в течение периода от начала впрыска до момента, определяемого величиной угла поворота статора.

превосходит значения коэффициента теплоотдачи в точке II (поз. I рис 30.)

В двухтактном дизеле с контурной поперечно-щелевой продувкой характер температурных колебаний для различных точек поршня и крышки цилиндра идентичен. В крышке наблюдается небольшая неравномерность температурных колебаний от цикла к циклу, характеризуемая различием амплитуд колебаний порядка 6—7%. Это, вероятно, объясняется особенностью конструкции крышки, имеющей шатровую форму, и влиянием частичного заброса топливного факела на поверхность (ската) крышки, следы которого обнаруживаются при ее осмотре. В донышке поршня практически не обнаруживается неравномерность температурных колебаний. При глубине установки термомпар  $x = 0,12$  мм в донышке чугунного поршня на режиме номинальной мощности амплитуда колебаний составляет  $\begin{matrix} +8,5 \\ -3,5 \end{matrix}$  °C. С уменьшением нагрузки амплитуда уменьшается. При  $N_e = \text{const}$  изменение частоты вращения коленчатого вала с 500 до 400 об/мин приводит к некоторому росту амплитуды с  $\begin{matrix} +5,4 \\ -2,1 \end{matrix}$  до  $\begin{matrix} +6,2 \\ -2,4 \end{matrix}$  °C. Это

можно объяснить, с одной стороны, уменьшением частоты колебаний, которое приводит к росту амплитуды, с другой стороны, уменьшением частоты вращения, которое приводит к понижению коэффициента теплоотдачи, что действует в сторону снижения амплитуды. Однако рост цикловой подачи топлива приводит к повышению температуры газа в цилиндре, вследствие чего увеличивается амплитуда. Во взаимодействии этих факторов преобладающее влияние оказывают снижение частоты и рост температуры среды. В этом случае изменение амплитуды колебаний температуры примерно обратно пропорционально  $n^{0,5}$ .

Характер изменения  $q_{\Sigma}$  и  $\alpha_{\Sigma}$  и их величины для поршня и крышки цилиндра (точки расположены зеркально) практически одинаковы. Расхождение по  $q_{\Sigma_{\max}}$  составляет не более 6%, причем большие значения относятся к крышке. Такой характер теплообмена объясняется специфическими газодинамическими условиями в цилиндре дизеля.

Благодаря эксцентричному расположению продувочных окон и их наклону к оси цилиндра струи воздуха движутся к головке цилиндра, описывая петлю. При этом имеет место относительно равномерное поле скоростей.

Газодинамические условия теплообмена при работе по нагрузочной характеристике остаются практически неизменными, так как частоты вращения коленчатого вала и приводного центробежного компрессора остаются постоянными. Поэтому изменение коэффициента теплоотдачи происходит главным образом вследствие изменения давления и температуры газа, приводя-

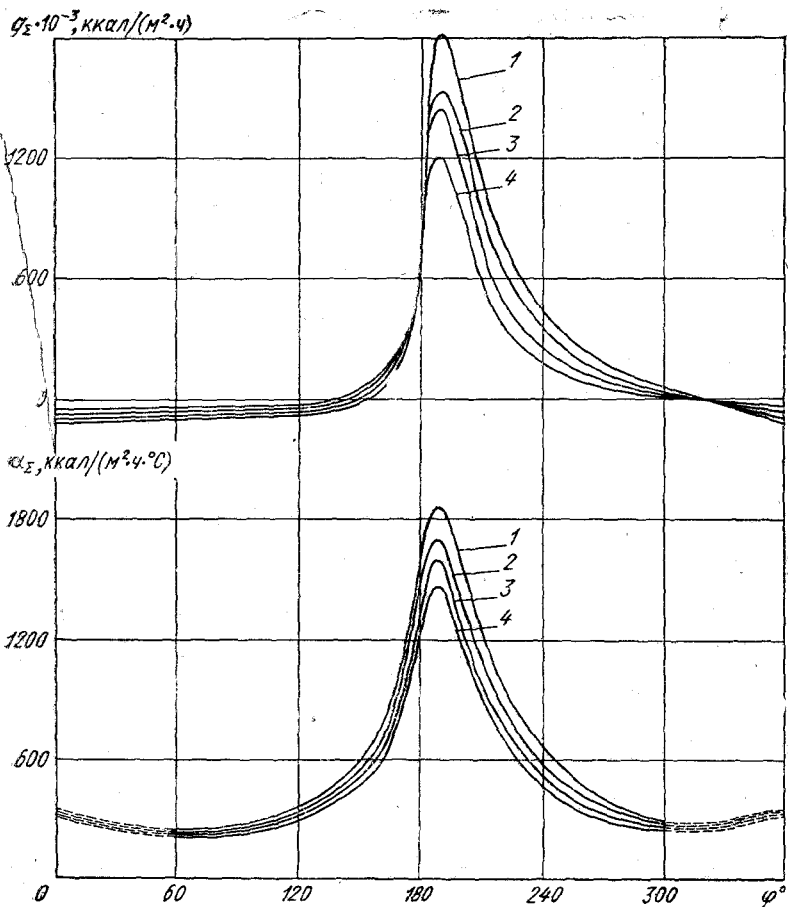


Рис. 31. Изменение удельного теплового потока  $q_{\Sigma}$ , коэффициента теплоотдачи  $\alpha_{\Sigma}$  по углу поворота коленчатого вала на периферийном участке донышка поршня 4Д  $\frac{19}{30}$  на режимах нагрузочной характеристики ( $n = 500$  об/мин):

1 —  $N_e = 45$  л. с.; 2 —  $N_e = 38$  л. с.; 3 —  $N_e = 28,5$  л. с.; 4 —  $N_e = 10$  л. с.

щих к изменению теплофизических параметров пристеночного слоя.

Из графиков, приведенных на рис. 31, видно, что при уменьшении мощности более чем в 2 раза (с  $N_e = 45$  л. с. в цилиндре до  $N_e = 19$  л. с.) максимальное значение удельного теплового потока уменьшается в 1,5 раза [с  $q_{\Sigma \max} = 1,8 \cdot 10^6$  ккал/(м<sup>2</sup>·ч) до  $q_{\Sigma \max} = 1,2 \cdot 10^6$  ккал/(м<sup>2</sup>·ч)], а коэффициент теплоотдачи в

1,27 раза [ $\alpha_{\Sigma_{\max}} = 1875$  ккал/(м<sup>2</sup>·ч·°С) до  $\alpha_{\Sigma_{\max}} = 1470$  ккал/(м<sup>2</sup>·ч·°С)].

При неизменной мощности и переменной частоте вращения количество подаваемого воздуха в цилиндры с ростом частоты вращения увеличивается. Одновременно уменьшается располагаемое время-сечение, растет скорость газа и соответственно коэффициент теплоотдачи. Так, в процессе сжатия в момент времени  $\varphi = 20^\circ$  до в. м. т. при  $n = 400$  об/мин  $\bar{w} = 17$  м/с,  $\alpha_{\Sigma} = 565$  ккал/(м<sup>2</sup>·ч·°С), а при  $n = 550$  об/мин  $\bar{w} = 25$  м/с и  $\alpha_{\Sigma} = 670$  ккал/(м<sup>2</sup>·ч·°С), т. е.  $\alpha_{\Sigma} \sim \bar{w}^{0,5}$ .

С ростом частоты вращения коленчатого вала при  $N_e = \text{const}$  давление и температура газа в процессе сгорания и расширения уменьшаются, что влияет в сторону снижения коэффициента теплоотдачи.

На режиме номинальной мощности на периферии крышки цилиндра в зазоре, образованном буртом крышки и торцом гильзы, максимальное значение коэффициента теплоотдачи в 5 раз меньше, чем на открытой поверхности. Если сравнить с расчетными данными, то полученное значение больше в 2 раза, чем подсчитанного по зависимости Нуссельта для неподвижного газа ( $\alpha_{\Sigma_{\max}} = 375$  ккал/(м<sup>2</sup>·ч·°С), по Нуссельту  $\alpha_{\Sigma_{\max}} = 175$  ккал/(м<sup>2</sup>·ч·°С). Можно предположить, что интенсифицирующими факторами теплообмена в зазоре по сравнению с процессом в бомбе являются акустические течения, вызванные процессом сгорания, и некоторое воздействие скорости газового потока, хотя и в значительной степени заторможенной.

Сравнение интенсивности теплоотдачи в дизеле 4Д  $\frac{19}{30}$  и дизелях типа 10ДН  $\frac{20,7}{25,4 \times 2}$  (2Д100 и 10Д100) показывает, что в сходственные моменты по углу поворота коленчатого вала коэффициенты теплоотдачи отличаются на величину, близкую к

$$\left| \sqrt{\frac{\lambda_1 c_{p1} \rho_1}{\lambda_2 c_{p2} \rho_2}} \sqrt{\frac{\bar{w}_1}{\bar{w}_2}} \sqrt{\frac{D_2}{D_1}} \right|.$$

Определенный интерес с точки зрения анализа влияния различных факторов на теплообмен представляет сравнение интенсивности теплоотдачи в двухтактных и четырехтактных дизелях. При сравнении дизелей Д100 и Д70 в процессе сгорания отдельные локальные значения коэффициента теплоотдачи мало отличаются по величине, хотя скорость вихревого движения в дизеле 10Д100 в процессе сжатия примерно на порядок выше, чем в дизеле Д70. Однако колебательная скорость газа, генерирующая вторичные течения (акустические течения), оказывающие значительное влияние на интенсификацию теплообмена, в дизеле Д70 примерно в 4—5 раза выше, чем в дизеле 10Д100.



В процессе продувки и наполнения коэффициент теплоотдачи на отдельных участках, где имеют место примерно идентичные газодинамические условия теплообмена, также близки по своей величине. Таким образом, в результате суммарного воздействия газодинамических факторов с учетом акустических течений, возникающих вследствие «взрывного» характера сгорания в цилиндрах дизелей, различных по принципу осуществления рабочего процесса и размерности, могут быть получены примерно одинаковые показатели теплообмена. Это в определенной степени подтверждает возможность теплового подобия и в таких аффинных системах, как поршневые двигатели.

### **Теплообмен между клапаном и газом и седлом в крышке цилиндра**

Следует указать, что в литературных источниках практически отсутствуют данные о теплоотдаче от газа к клапану и от посадочной поверхности тарелки клапана к седлу, поэтому исследование теплообмена между рабочим газом и клапаном четырехтактного форсированного дизеля с высоким газотурбинным наддувом представляет определенный научный и практический интерес.

Для определения условий теплообмена между рабочим газом и клапаном была также использована методика анализа колебаний температуры на тепловоспринимающей поверхности деталей.

На рис. 32 приведены осциллограммы колебаний температуры на некотором удалении ( $x=0,13$  мм) от посадочной поверхности тарелки впускного и выпускного клапанов в направлении, нормальном к этой поверхности. Как видно из осциллограммы, температурные колебания при одинаковой, как и у термопар крышки цилиндра и центра тарелки клапана, полярности подключения к шлейфу осциллографа наглядно показывают, что на посадочной поверхности тарелки клапана температура в момент прижатия клапана к седлу уменьшается и наибольшее ее значение соответствует максимальному давлению газа в цилиндре.

На посадочной поверхности тарелки максимальная амплитуда колебания температуры в выпускных клапанах доходит до  $18^{\circ}\text{C}$ , а впускных до  $20^{\circ}\text{C}$ . Максимальная амплитуда соответствует области в. м. т. во время процесса сгорания, когда на клапаны действуют силы от давления сгорания, обеспечивающие наибольшее прижатие их к седлам в крышке цилиндра.

В момент открытия выпускного клапана под действием вытекающего из цилиндра газа происходит рост температуры до момента начала впуска, затем наблюдается тенденция к снижению температуры (выпускной клапан еще открыт, так как имеется перекрытие фаз), вызванному подачей в цилиндр свежего

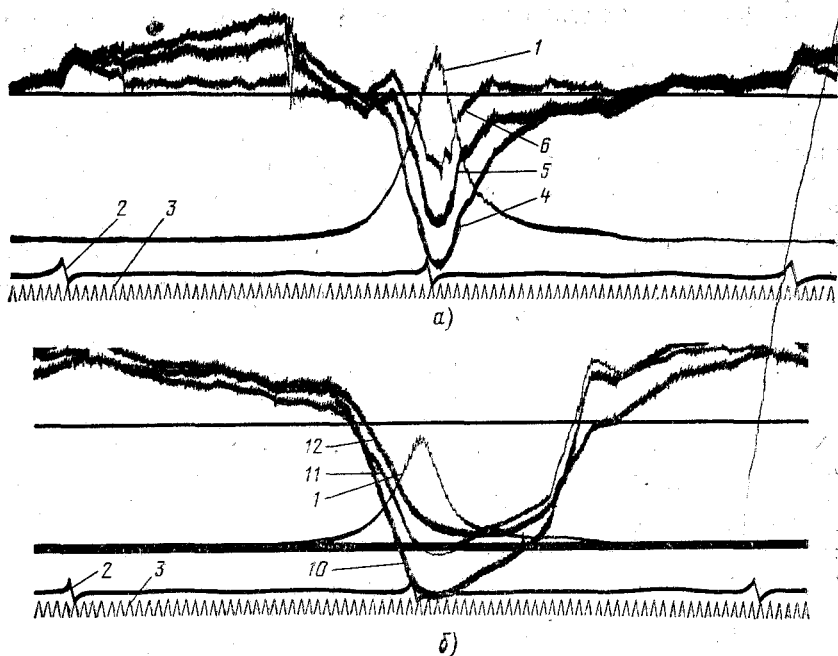


Рис. 32. Осциллограммы колебаний температуры в трех точках посадочной поверхности впускного и выпускного клапанов на режиме  $n=1000$  об/мин,  $N_e=100\% N_{e\text{ном}}$ :

*a* — впускной; *б* — выпускной; 1 — давление в цилиндре; 2 — отметка в. м. т.; 3 — отметка времени 1000 Гц; 4, 5, 6, 10, 11, 12 — точки на посадочной поверхности клапанов (см. рис. 20); масштаб температурных колебаний; 1 мм —  $0,34^\circ\text{C}$

заряда воздуха. Затем после закрытия клапана температура снижается вследствие отвода тепла в седло крышки цилиндра. Такие колебания температуры наблюдаются на посадочной поверхности тарелки клапана. По мере работы на посадочной поверхности клапана оседают продукты сгорания, образуя тонкое покрытие, имеющее примерно в 100 раз меньший коэффициент теплопроводности, чем материал клапана. Поэтому на поверхности этого слоя будут значительно большие амплитуды колебаний температуры, так как она примерно обратно пропорциональна так называемому коэффициенту проникновения тепла  $\sqrt{\lambda c_p \rho}$  (возможна амплитуда порядка  $300^\circ\text{C}$ ). В результате воздействия переменной температуры с относительно большой амплитудой в слое покрытия возникают термические напряжения, приводящие к растрескиванию и образованию каналов, по которым движущийся с большими скоростями рабочий газ (когда клапан закрыт) вызывает локальные перегревы тарелки клапана и посадочного седла в крышке цилиндра. Стационарная температура на опорной поверхности тарелки клапана составляет примерно  $550^\circ\text{C}$  на режиме номинальной мощности.

Колебания температуры в центре тарелки впускного и выпускного клапанов имеют тот же характер изменения и близкие по величине максимальные значения амплитуд, как и в днище крышки цилиндра.

В результате обработки температурных колебаний были получены мгновенные значения удельного теплового потока и коэффициента теплоотдачи. В процессе впуска (для впускного клапана) и в процессе выпуска (для выпускного клапана) коэффициент теплоотдачи характеризует интенсивность теплоотдачи от газа к посадочной поверхности, а на остальных участках рабочего процесса характеризует интенсивность теплопередачи<sup>1</sup> от посадочной поверхности тарелки клапана к седлу в крышке цилиндра.

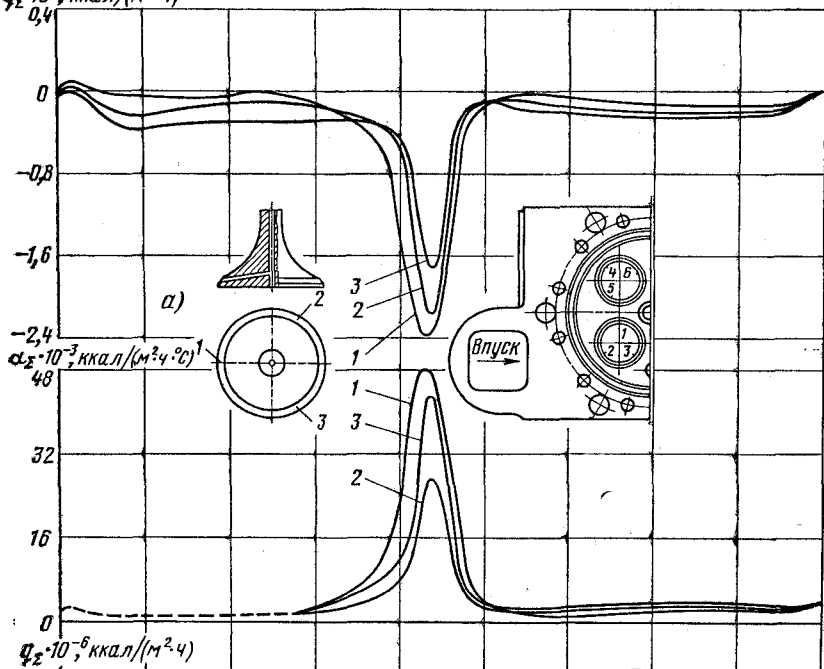
Максимальное значение удельного теплового потока (рис. 33), составляющее  $2,2 \cdot 10^6$  ккал/(м<sup>2</sup>·ч), и максимальное значение коэффициента теплопередачи от посадочной поверхности выпускного клапана к седлу, составляющее 8000 ккал/(м<sup>2</sup>·ч·°С), соответствуют периоду начала сгорания, когда на клапан действуют силы от давления сгорания. В процессе наполнения коэффициент теплопередачи примерно в 4 раза меньше максимального значения, что, вероятно, объясняется уменьшением плотности контакта между клапаном и седлом вследствие малых давлений со стороны газа на клапан. Во время выпуска коэффициент теплоотдачи от газа к посадочной поверхности тарелки клапана имеет максимальное значение в области н. м. т., что объясняется влиянием высоких скоростей и температур выпускного газа в период начала выпуска. Затем коэффициент теплоотдачи уменьшается, так как падают скорость истечения газов и их температура.

Со снижением нагрузки (при постоянной частоте вращения) удельный тепловой поток и коэффициент теплопередачи от посадочной поверхности тарелки клапана к седлу в области в. м. т. резко уменьшаются. Вероятно, это объясняется главным образом изменением давления сгорания (по мере снижения нагрузки), которое определяет плотность контакта клапана и седла. На других участках рабочего процесса изменения удельного теплового потока и коэффициента теплопередачи менее значительны. Можно предполагать, что разница в давлении газа, определяющая плотность контакта клапана и седла на линии наполнения, на режимах нагрузочной характеристики несущественно влияет на коэффициент теплопередачи, так как сам уровень этих давлений невелик. Изменение скорости истечения газа и его температуры на режимах нагрузочной характеристики

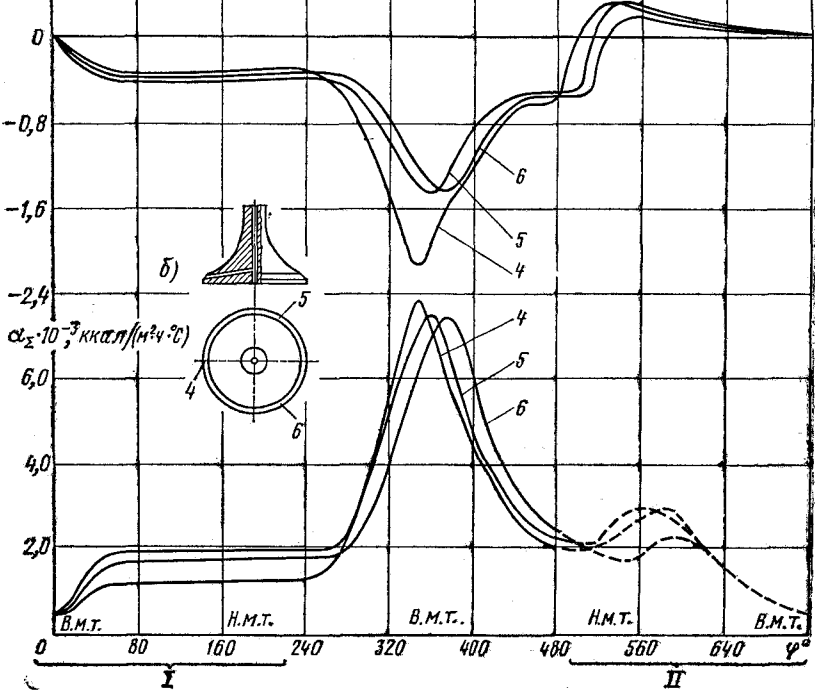
---

<sup>1</sup> Коэффициент теплопередачи от посадочной поверхности тарелки клапана к седлу в крышке цилиндра определялся как частное от деления удельного теплового потока на разность температур посадочной поверхности и седла.

$q_{\Sigma} \cdot 10^{-5}$ , ккал/(м<sup>2</sup>·ч)



$q_{\Sigma} \cdot 10^{-6}$ , ккал/(м<sup>2</sup>·ч)



оказывает относительно большее влияние на коэффициент теплоотдачи от газа к посадочной поверхности. Стационарная температура на посадочной поверхности клапана с уменьшением нагрузки на 40% ( $N_e=104$  л. с.) понижается на 50—60° С.

Условия теплообмена между газом и центральной частью тарелки клапана примерно такие же, как у днища крышки цилиндра. Максимальное значение коэффициента теплоотдачи от газа к тарелке соответствует началу сгорания и составляет на режиме номинальной мощности ( $N_e=187$  л. с.;  $n=1000$  об/мин) примерно 3300 ккал/(м<sup>2</sup>·ч·°С). На режимах нагрузочной характеристики существенно изменяется коэффициент теплоотдачи в области в. м. т. Стационарная температура в центральной части тарелки клапана составляет примерно 650° С на режиме номинальной мощности.

Условия теплообмена между впускным клапаном и седлом в крышке цилиндра в процессе впуска существенно отличаются от условий теплообмена выпускного клапана с крышкой.

Во-первых, посадочная поверхность впускного клапана значительно меньше загрязнена продуктами сгорания, чем у выпускного клапана. Поэтому термическое сопротивление слоя между контактирующими поверхностями незначительно. В результате максимальное значение коэффициента теплопередачи от посадочной поверхности впускного клапана к седлу примерно в 6 раз больше, чем у выпускного, и составляет 48 000 ккал/(м<sup>2</sup>·ч·°С) на режиме номинальной мощности дизеля.

Во-вторых, в процессе впуска тарелка клапана омывается наддувочным воздухом, имеющим температуру, значительно меньшую, чем температура выпускных газов. Коэффициент теплоотдачи от посадочной поверхности к наддувочному воздуху определяется в основном скоростью воздуха, омывающего тарелку клапана, и составляет примерно 1000—1200 ккал/(м<sup>2</sup>·ч·°С). Стационарная температура на посадочной поверхности впускного клапана составляет 440° С на режиме номинальной мощности.

Большое значение в тепловом балансе клапана имеет контактный теплообмен между посадочной поверхностью тарелки клапана и седлом в крышке цилиндра. Он во многом определяет общий уровень и радиальный градиент температур в тарелке клапана.

Имеющиеся данные [27] показывают, что через седло (вставное) в крышку отводится от выпускного клапана дизеля

---

Рис. 33. Изменение  $q_{\Sigma}$  и  $\alpha_{\Sigma}$  в трех точках посадочной поверхности клапанов на режиме номинальной мощности дизеля Д70:  
а — впускного; б — выпускного; I — фазы выпускного клапана; II — фазы впускного клапана

$3\text{ЧН} \frac{39}{52}$  при  $n=300$  об/мин 62% тепла, 36% отводится с выпускными газами и 2% через стержень. В дизеле, например, Д70 (без продувки) от выпускного клапана отводится через седло в крышку цилиндра примерно 71%, 23% отводится с выпускными газами и 6% через стержень.

В связи с этим представлялось целесообразным провести анализ опытных данных по контактному теплообмену и попытаться обобщить эти данные.

Следует отметить, что контактный теплообмен между посадочной поверхностью на тарелке клапана и седлом в крышке цилиндра имеет существенные отличия от обычно рассматриваемого контактного теплообмена в разъемных и неразъемных соединениях.

Во-первых, контактирование носит прерывистый характер с частотой, равной  $2n/i$ , где  $i$  — тактность двигателя. Продолжительность контакта обычно составляет  $\tau_k = (0,7-0,8)\tau_0$  для двухтактных дизелей и  $\tau_k = (1,3-1,4)\tau_0$  для четырехтактных дизелей, где  $\tau_0$  — время одного оборота коленчатого вала. Остальное время рабочего цикла контактирующие поверхности подвергаются воздействию газов при выпуске и продувке (соответственно при наполнении для впускного клапана).

Во-вторых, вследствие изменения давления газов в цилиндре по углу поворота коленчатого вала нагружение контактирующих поверхностей также имеет переменный характер.

При обобщении опытных данных учитывались также основные результаты исследования контактного теплообмена, приведенные в работах Ю. П. Шлыкова и Е. А. Ганина [23], В. С. Миллера [16] и В. М. Попова [20], хотя они были получены при исследовании стационарного контактного теплообмена.

На основании результатов исследований можно сделать следующие выводы.

1. При прохождении теплового потока через соприкасающиеся поверхности двух твердых тел на границе раздела практически имеет место температурный перепад, характеризующий термическое сопротивление контакта. Особенно это относится к разъемным соединениям, которые всегда имеют дискретный характер механического соприкосновения поверхностей деталей, т. е. непосредственный контакт происходит в отдельных точках или группах точек. Это обусловлено наличием шероховатостей и волнистости.

2. Термическое сопротивление контакта понижается с увеличением нагрузки на соприкасающиеся поверхности. Оно меньше зависит от нагрузки для поверхностей с высокой чистотой обработки.

3. Термическое сопротивление контакта уменьшается при повышении чистоты обработки контактных поверхностей.

4. Термическое сопротивление контакта уменьшается при повышении температуры в зоне раздела.

5. Величина термического сопротивления контакта зависит от коэффициента теплопроводности среды в зоне раздела, наличия пленок на контактных поверхностях.

6. Термическое сопротивление контакта зависит от физико-механических свойств материалов контактирующих поверхностей.

Исходя из этого, в общем виде коэффициент контактного теплообмена

$$\alpha_{кт} = f(\rho_{\phi}; \sigma_{в}; h_1; h_2; \lambda_{ср}; \lambda_1; \lambda_2),$$

где  $\rho_{\phi}$  — фактическое давление контакта;  $\sigma_{в}$  — предел прочности менее пластичного материала;  $h_1$  и  $h_2$  — высоты неровностей профиля контактных поверхностей;  $\lambda_{ср}$ ,  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  — коэффициенты теплопроводности межконтактной среды и материалов контактной пары.

В соответствии с методом анализа размерностей указанная зависимость в безразмерной форме может быть представлена в виде:

$$Nu_{кт} = f\left(\frac{\rho_{\phi}}{\sigma_{в}}; \frac{\lambda_{ср}}{\lambda_{пр}}\right), \quad (32)$$

где  $Nu_{кт} = \frac{\alpha_{кт} \delta_{экр}}{\lambda_{ср}}$  — безразмерный комплекс, аналогичный по структуре критерию Нуссельта;  $\delta_{экр}$  — эквивалентная толщина газовой прослойки;  $\lambda_{ср}$  — коэффициент теплопроводности газа в межконтактном промежутке;  $\frac{\rho_{\phi}}{\sigma_{в}}$  — отношение усилия сжатия к пределу прочности менее пластичного материала (симплекс);  $\frac{\lambda_{ср}}{\lambda_{пр}}$  — отношение коэффициента теплопроводности среды, заполняющей межконтактные промежутки, к приведенному коэффициенту теплопроводности (симплекс).

Давление контакта

$$\rho_{\phi} = \frac{p \cos \alpha_{\phi}}{S_{\phi}}, \quad (33)$$

где  $p$  — усилие, действующее на тарелку клапана в закрытом положении,  $p = p_r S_T + p_{пр.з} - p_T S_r$ ;  $p_r$  — давление газа в цилиндре;  $S_T$  — площадь тарелки клапана;  $p_{пр.з}$  — усилие предварительной затяжки пружин;  $p_T$  — давление в выпускном патрубке;  $S_r = \frac{\pi}{4} (d_r^2 - d_{ш}^2)$  — площадь части клапана, на которую действует давление газов в трубке;  $\alpha_{\phi}$  — угол фаски;  $S_{\phi} = \pi \frac{d_1 + d_2}{2} h$  — площадь посадочного пояса на фаске тарелки клапана.

После подстановки и соответствующих преобразований уравнение (33) примет вид

$$p_{\Phi} = \frac{2 \cos \alpha_{\Phi}}{\pi h (d_1 + d_2)} \left[ \frac{\pi}{4} d_r^2 p_r + p_{\text{пр.з}} - \frac{\pi}{4} (d_r^2 - d_{\text{ш}}^2) \right].$$

Эквивалентная толщина прослойки между контактирующими поверхностями  $\delta_{\text{эф}}$  принимается за «определяющий» размер и находится расчетно-экспериментальным путем, исходя из следующего.

В зависимости от приложения нагрузки контактные поверхности будут взаимно сближаться, уменьшая толщину газовой прослойки, тогда, следуя рекомендациям [23],

$$\delta_{\text{эф}} = \delta - a_c,$$

где  $\delta = h_1 + h_2$  — сумма высот неровностей профиля контактных поверхностей;  $a_c$  — абсолютное сближение — расстояние, на которое сближаются две контактирующие поверхности под действием нагрузки.

При неоднократных нагружениях выступы неровностей сминаются и их размер уменьшается. Такое явление имеет место и на посадочной поверхности тарелок клапанов.

Так, например, шероховатость посадочной тарелки выпускного клапана дизеля Д70 после притирки к седлу крышки цилиндра соответствовала параметру шероховатости  $R_z$  6,3. После работы дизеля в течение примерно 10 ч шероховатость уменьшается до  $R_z$  3,2. При дальнейшей работе шероховатость практически стабилизируется.

Поэтому для расчета  $\delta$  ориентировочно можно брать величину шероховатости, равную половине высоты неровностей после притирки клапана.

Относительное сближение контактирующих поверхностей  $\varepsilon = a/\delta$ , тогда  $\delta_{\text{эф}} = \delta(1 - \varepsilon)$ .

В соответствии с рекомендациями И. В. Крагельского для предельно наклепанного металла с шероховатостью поверхности ниже  $R_z$  3 контакт можно считать пластическим, и относительное сближение

$$\varepsilon = \left( \frac{N}{CS_H \sigma_b b} \right)^{1/\nu},$$

где  $\frac{N}{S_H}$  — контактное давление;  $C$  — коэффициент, оценивающий несущую способность контакта,  $C=3$ ;  $b$  и  $\nu$  — коэффициенты, характеризующие шероховатость поверхности при различных видах обработки; при обработке шлифованием  $b=3,5$ ;  $\nu=2,5$ .

После соответствующих преобразований формула для расчета эффективной толщины прослойки между контактирующими



поверхностями принимает вид

$$\delta_{\text{эф}} = (h_1 + h_2) \left[ 1 - 0,39 \left( \frac{p_{\text{ф}}}{\sigma_{\text{в}}} \right)^{0,4} \right].$$

Приведенный коэффициент теплопроводности материалов контактирующих пар

$$\lambda_{\text{пр}} = \frac{\sum_{i=1}^n h_i}{\sum_{i=1}^n \frac{h_i}{\lambda_i}}.$$

Учитывая, что посадочная поверхность клапана покрывается тонкой пленкой осевших продуктов сгорания (уже за небольшое время работы) и пленка копирует первоначальный топографический рельеф лежащего под ней металла, это выражение может быть представлено в виде

$$\lambda_{\text{пр}} = \frac{h_{\text{кл}} + h_{\text{сед}} + h_{\text{пл}}}{\frac{h_{\text{кл}}}{\lambda_{\text{кл}}} + \frac{h_{\text{сед}}}{\lambda_{\text{сед}}} + \frac{h_{\text{пл}}}{\lambda_{\text{пл}}}}.$$

Коэффициент теплопроводности пленки осевших на опорную фаску клапана продуктов сгорания  $\lambda_{\text{пл}} = 0,4 \div 0,5$  ккал/(м·ч·°С). Толщина пленки на выпускном клапане дизеля Д70 составляла примерно 1—2 мкм.

Критерий  $Nu_{\text{кт}}$  подсчитывался по уравнению

$$Nu_{\text{кт}} = (h_{1\text{ср}} + h_{2\text{ср}}) \left[ 1 - 0,39 \left( \frac{p_{\text{ф}}}{\sigma_{\text{в}}} \right)^{0,4} \right] \frac{\alpha_{\text{кт}}}{\lambda_{\text{ср}}}.$$

Зависимость (32) может быть представлена в виде степенной функции  $Nu_{\text{кт}} = C (p_{\text{ф}}/\sigma_{\text{в}})^n$  для фиксированного значения  $\lambda_{\text{ср}}/\lambda_{\text{пр}}$  в пределах одного рабочего цикла для данного установившегося режима, так как можно пренебречь влиянием незначительных изменений температуры контактирующих поверхностей и газа в межконтактном промежутке в течение цикла на изменения коэффициентов теплопроводности ( $\lambda_{\text{пр}}$ ,  $\lambda_{\text{ср}}$ ). На рис. 34 в логарифмических координатах в качестве примера приведены графики зависимости  $Nu_{\text{кт}} = f(p_{\text{ф}}/\sigma_{\text{в}})$  для разных значений второго аргумента  $\lambda_{\text{пр}}/\lambda_{\text{ср}}$ , которые соответствовали различным режимам нагрузки дизеля Д70.

При определении вида функциональной зависимости (32) были также использованы данные, приведенные в работе К. Дрольсхаммера [27]. В этой работе измерялись температурные колебания на посадочной поверхности тарелки выпускного клапана дизеля ЗЧН  $\frac{39}{52}$  ( $n=300$  об/мин;  $p_i=8,7$  кгс/см<sup>2</sup>).

Обработка опытных данных показала, что зависимость

$Nu_{кт} = f(p_{\Phi}/\sigma_{в})$  для различных значений  $\lambda_{ср}/\lambda_{пр}$  может быть представлена прямыми линиями и, следовательно, описывается уравнением

$$\lg Nu_{кт} = n \lg \frac{p_{\Phi}}{\sigma_{в}} + \lg C,$$

где  $n=0,43$ , а коэффициент  $C = Nu_{кт} / \left( \frac{p_{\Phi}}{\sigma_{в}} \right)^n$ , являющийся в свою очередь функцией  $(\lambda_{ср}/\lambda_{пр})$ , может быть представлен зависимостью  $C = 623 \lambda_{ср}/\lambda_{пр} - 3,6$ .

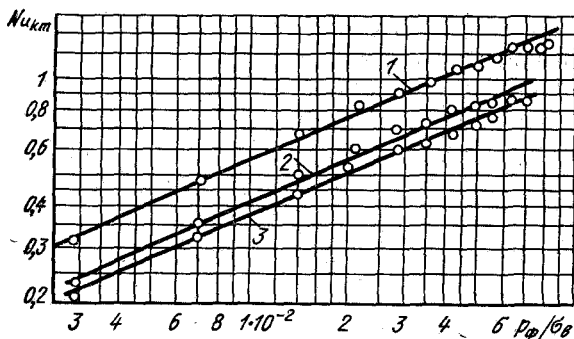


Рис. 34. Зависимость  $Nu_{кт} = f\left(\frac{p_{\Phi}}{\sigma_{в}}\right)$  при разных значениях второго аргумента, соответствующих режимам нагрузочной характеристики дизеля Д70 ( $n=1000$  об/мин):

1 —  $N_{e_{НОМ}} = 100\% N_{e_{НОМ}}$ ; 2 —  $N_e = 80\% N_{e_{НОМ}}$ ; 3 —  $N_e = 60\% N_{e_{НОМ}}$

Тогда в окончательном виде критериальное уравнение контактного теплообмена между опорной фаской клапана и седлом в крышке цилиндра примет вид

$$Nu_{кт} = \left( 623 \frac{\lambda_{ср}}{\lambda_{пр}} - 3,6 \right) \left( \frac{p_{\Phi}}{\sigma_{в}} \right)^{0,43}. \quad (34)$$

Уравнение (34) применимо лишь в тех пределах изменения аргумента, которые подтверждены опытом, а именно

$$\frac{p_{\Phi}}{\sigma_{в}} = 10^{-3} \div 10^{-1}; \quad \frac{\lambda_{ср}}{\lambda_{пр}} = (95 \div 125) 10^{-4}.$$

После подстановки в уравнение (34) значения критерия  $Nu_{кт}$  получим развернутое уравнение коэффициента контактного теплообмена

$$\alpha_{кт} = \frac{\left( 623 \frac{\lambda_{ср}}{\lambda_{пр}} - 3,6 \right) \left( \frac{p_{\Phi}}{\sigma_{в}} \right)^{0,43} \lambda_{ср}}{(h_{1ср} + h_{2ср}) \left[ 1 - 0,39 \left( \frac{p_{\Phi}}{\sigma_{в}} \right)^{0,4} \right]}. \quad (35)$$

Из графиков, представленных на рис. 35, видно, что расчетные значения  $\alpha_{\text{кт}}$  для дизеля Д70 удовлетворительно совпадают с опытными данными. Опыт математического моделирования температурных полей выпускных клапанов других дизелей, в ча-

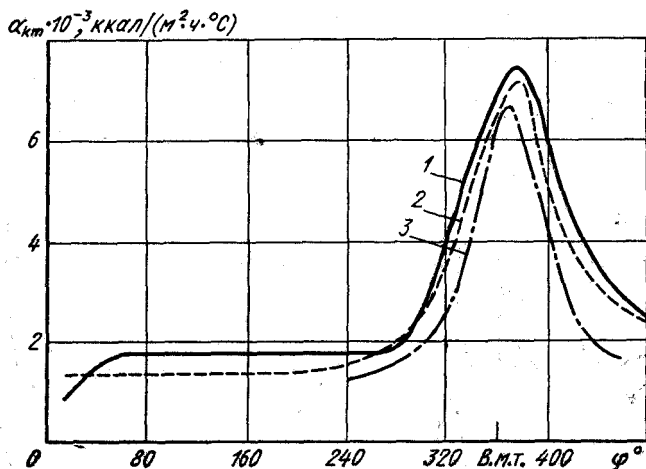


Рис. 35. Расчетные и опытные значения коэффициента контактного теплообмена  $\alpha_{\text{кт}}$  между посадочной поверхностью тарелки выпускного клапана и седлом в крышке цилиндра по углу поворота коленчатого вала:

1 — опытные данные, дизель Д70, режим номинальной мощности; 2 — расчетные значения дизель Д70, режим номинальной мощности; 3 — расчетные значения, двухтактный дизель 12ДН  $\frac{23}{30}$  (14Д4С) с клапанно-щелевой продувкой, режим номинальной мощности

стности двухтактного дизеля с клапанно-щелевой продувкой 12ДН  $\frac{23}{30}$ , показывает, что наиболее достоверные температурные поля в головке клапана получаются, если для расчета  $\alpha_{\text{кт}}$  используется уравнение (35).

### Радиационный теплообмен в камере сгорания

Исследование радиационного теплообмена и обобщение опытных данных с целью разработки метода приближенного расчета нестационарного радиационного теплового потока базируются как на экспериментальном определении нестационарного радиационного теплового потока в двигателе типа Д70 и Д100 (газовом двигателе 11ГД100), так и на анализе некоторых работ [3, 29, 32]. Экспериментальное исследование радиационного теплового потока во время натурных испытаний двигателей производилось с помощью регистрации температурных колебаний и градиентов температур термометром, защищенным от непосредственного воздействия газов прозрачным окошком из сапфира. Таким образом, термо-

приемник фиксировал изменение температуры, вызванное нестационарным радиационным тепловым потоком в процессе сгорания.

На рис. 36 в качестве примера приведены осциллограммы температурных колебаний, зарегистрированных с помощью поверхностной термопары с толщиной горячего спая менее 1 мкм и установленной в средней части гильзы цилиндра газового двигателя 11ГД100. Как видно из приведенной осциллограммы, амплитуда температурных колебаний невелика и составляет 2—3° С. Резкое возрастание температуры практически соответствует началу сгорания.

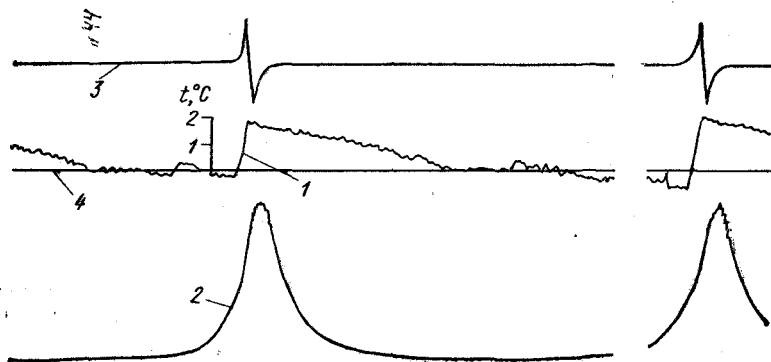


Рис. 36. Осциллограмма температурных колебаний, вызванных радиационным тепловым потоком, в средней части гильзы цилиндра газового двигателя 11ГД100:

1 — температурные колебания; 2 — давление в цилиндре; 3 — отметка в. м. т.; 4 — нулевая линия

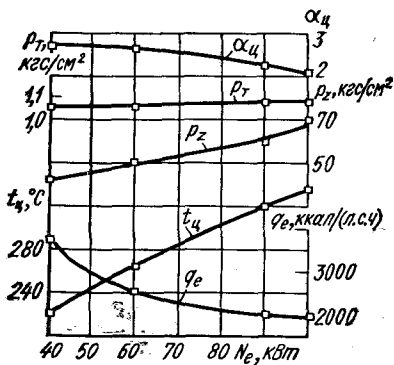
Температурные колебания, вызванные только радиационным тепловым потоком, довольно стабильны по своему характеру и величине амплитуды от цикла к циклу, в то время как температурные колебания, вызванные полным тепловым потоком, отличаются некоторой нестабильностью. Особенно это имеет место в четырехтактных дизелях. Таким образом, хотя и в ряде последовательных циклов воспламенение происходит в разных местах камеры сгорания, это практически не влияет на интенсивность радиационного теплообмена.

Обработка опытных данных в соответствии с методикой, изложенной выше, позволила получить текущие значения удельного радиационного теплового потока  $q_{\text{р}}$  по ходу процесса сгорания-расширения.

Определенный научный и практический интерес представляет исследование радиационного теплообмена в камере сгорания газового двигателя 11ГД100. Исследования проводились в случае работы одного и того же двигателя на дизельном топливе и природном газе на одних и тех же режимах работы. Это обстоя-

Рис. 37. Изменения основных параметров работы двигателя 11ГД100 по нагрузочной характеристике:

$\alpha_{ц}$  — коэффициент избытка воздуха;  $p_T$  — давление на выпуске;  $p_z$  — максимальное давление сгорания;  $t_{ц}$  — температура выпускных газов;  $q_e$  — удельный эффективный расход тепла



тельство позволяет проанализировать значение отдельных составляющих в сложном теплообмене

Конструктивное отличие двигателя 11ГД100 состоит в том, что в гильзе цилиндра имеется одно дополнительное отверстие для газового клапана-форсунки, который устанавливается вместо дизельной топливной аппаратуры с использованием ее привода. Применяется система электрического форкамерно-факельного зажигания, предусматривающая установку форкамеры вместо одной из дизельных форсунок. Форкамера сообщается с камерой сгорания в цилиндре с помощью канала — сопла. Углубления в доньшке поршня, соответствующие формам струй жидкого топлива, не изменены.

В случае работы двигателя на дизельном топливе и природном газе измерение удельных тепловых потоков производилось одним и тем же датчиком, установленным в адаптере пускового клапана. Из рис. 37 видно, что кривые изменения основных па-

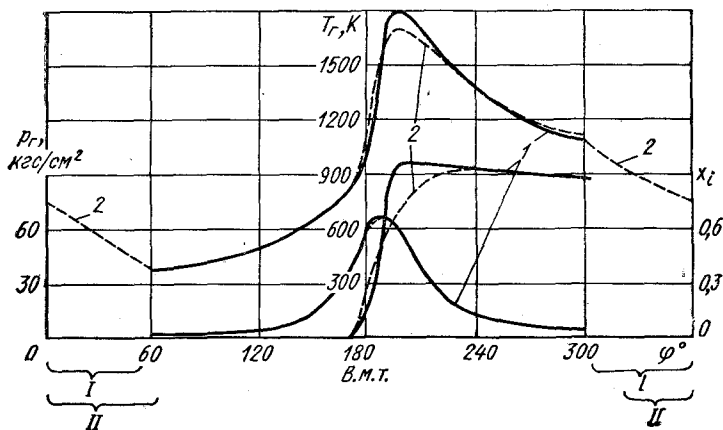


Рис. 38. Результаты обработки индикаторных диаграмм на режиме  $N_e = 1430$  л. с. при  $n = 750$  об/мин двигателей:

1 — газового 11ГД100; 2 — дизеля Д100;  $T$  — температура газов в цилиндре;  $p_g$  — давление газов;  $x_i$  — индикаторный коэффициент выделения теплоты; I — фазы по выпускным окнам; II — фазы по продувочным окнам

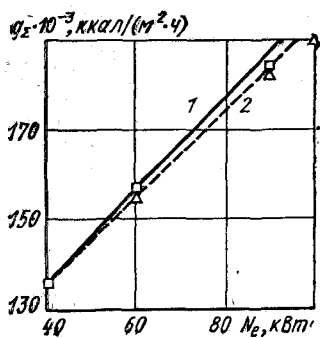


Рис. 39. Изменение суммарных стационарных удельных тепловых потоков в средней части гильзы цилиндра двигателей по нагрузочной характеристике:

1 — газового 11ГД100; 2 — дизеля Д100

раметров двигателя 11ГД100 по нагрузочной характеристике при работе на дизельном топливе и газе совпадают. Результаты обработки индикаторных диаграмм на режиме цилиндровой мощности<sup>1</sup>  $N_e=143$  л. с. при  $n=750$  об/мин газового двигателя 11ГД100 и дизеля Д100, приведенные на рис. 38, показывают, что в газовом двигателе имеет место более высокая скорость сгорания, значительно меньшая продолжительность сгорания, более высокое значение максимальной температуры сгорания (примерно на 100 К). Все это обусловлено форкамерно-факельным зажиганием, обеспечивающим большую скорость сгорания газа. Мощность механических сопротивлений в обоих двигателях практически одинакова. Отсюда при равных эффектив-

<sup>1</sup> Соответствует номинальной мощности двигателя 11ГД100 и дизеля Д100, равной 1000 кВт при  $n=750$  об/мин.

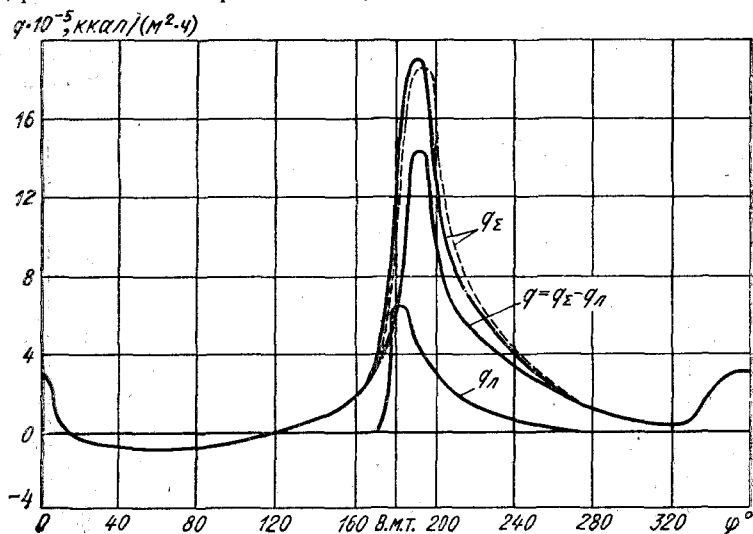


Рис. 40. Изменения удельных тепловых потоков (суммарного  $q_Σ$ , радиационного  $q_r$ , конвективного  $q_k=q_Σ-q_r$ ) по углу поворота коленчатого вала на режиме  $N_e=1000$  кВт, при  $n=750$  об/мин в средней части гильзы цилиндра двигателей:

1 — газового 11ГД100; 2 — дизеля Д100

ных нагрузках равны и индикаторные мощности. В обоих случаях имеет место практически одинаковая экономичность, что свидетельствует о равенстве индикаторных к. п. д. Все это предопределило характер процесса теплообмена.

Как видно из графиков, приведенных на рис. 39, значения суммарных стационарных удельных тепловых потоков для обоих двигателей практически совпадают по всей нагрузочной характеристике. Так, на режиме  $N_e=100$  кВт в цилиндре,  $n=750$  об/мин значения средних по циклу суммарных тепловых потоков составили  $\sim 200\,000$  ккал/( $\text{м}^2 \cdot \text{ч}$ ) для газового двигателя и  $\sim 190\,000$  ккал/( $\text{м}^2 \cdot \text{ч}$ ) для дизеля.

Из графиков изменения удельных тепловых потоков по углу поворота коленчатого вала, приведенных на рис. 40, видно, что суммарные удельные тепловые потоки в газовом двигателе и в дизеле практически идентичны. Максимальные значения этих величин близки и примерно составляют  $1,9 \cdot 10^6$  ккал/( $\text{м}^2 \cdot \text{ч}$ ).

Несмотря на, казалось бы, существенное отличие в процессах сгорания (в одном случае сгорание жидкого топлива, в другом сгорание газообразного), практически в обоих случаях имеет место одинаковый по характеру и величине тепловой поток, воспринимаемый стенкой. Это подтверждается данными теплобалансовых испытаний и непосредственными замерами температур одного и того же поршня, который устанавливался в цилиндр газового двигателя и дизеля. В обоих случаях потери теплоты в систему охлаждения и температура поршня были практически одинаковы. Так, на режиме  $N_e=1430$  л. с. при  $n=750$  об/мин количество теплоты, отводимое в воду и масло, составляло 669 000 ккал/ч при удельном эффективном расходе тепла 1840 ккал/(л. с·ч) в дизеле Д100, а в газовом двигателе 685 000 ккал/ч при удельном эффективном расходе тепла 1880 ккал/(л. с·ч). При этом параметры наддувочного воздуха были в обоих случаях практически идентичными.

На рис. 41 показано распределение температуры по днищу поршня газового двигателя 1ГД100 мощностью 2500 л. с. при  $n=720$  об/мин в сравнении с распределением температур того же поршня на соответствующем режиме дизеля 10Д100. Характерно, что закон распределения температур почти не изменяется, а уровень температур поршня в газовом двигателе незначительно ниже. Однако в точке 7, расположенной в выемке поршня под соплом форкамеры, температура примерно на  $20^\circ \text{C}$  выше, чем при работе по дизельному процессу. Это объясняется влиянием факела горящего газа, выбрасываемого непосредственно из форкамеры, в результате несоответствия геометрических размеров выемки факелу газа.

Приведенные данные показывают, что и на форсированном режиме (газотурбинный наддув  $p_k=1,8$  кгс/см<sup>2</sup>) теплопередача при работе на газовом и дизельном топливах практически одинакова.

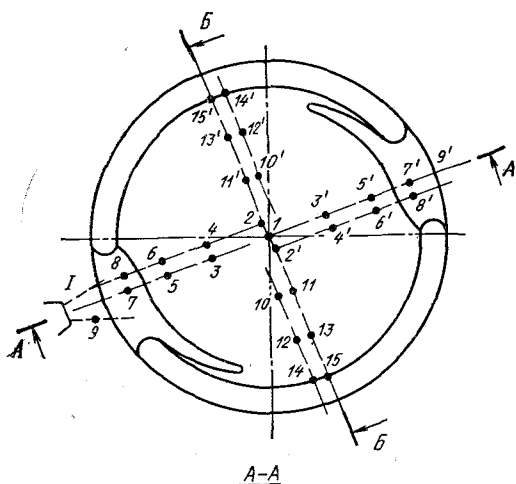
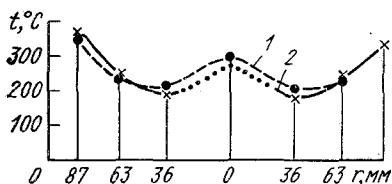


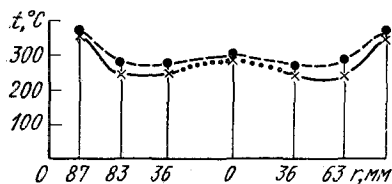
Рис. 41. Распределение температур в доньшке выпускного поршня двигателя при работе на природном газе и дизельном топливе на одном и том же режиме:

1 — факел из форкамеры; 1' — дизель; 2 — газовый двигатель,  $p_k = 1,65 \text{ кгс/см}^2$

Можно сделать вывод, что одинаковая суммарная теплоотдача в обоих случаях главным образом определяется примерно идентичными газодинамическими и термодинамическими условиями протекания рабочего процесса. Действительно, в обоих случаях имеет место практически одинаковое вихревое движение, весьма близкие по величине и характеру изменения температуры и давления газов, а также температуры пламени. Вероятно, в целом эти условия являются определяющими, хотя, как об этом выше указывалось, непосредственное воздействие факела



A-A



B-B

газа вызывает некоторый рост локальной температуры поверхности. Поэтому при расчетном определении температуры участков камеры сгорания, находящихся под непосредственным воздействием факела горящего газа, в качестве определяющей температуры следует принимать в течение процесса сгорания температуру пламени.

Исследование радиационной составляющей теплоотдачи показало, что в газовом двигателе она представляет собой существенную величину. Так, на режиме  $N_e = 1430 \text{ л. с.}$ ,  $n = 750 \text{ об/мин}$  стационарный радиационный удельный тепловой поток равен  $50\,000 \text{ ккал/(м}^2 \cdot \text{ч)}$ . Мгновенное значение радиационного удельного теплового потока на этом же режиме достигает  $650\,000 \text{ ккал/(м}^2 \cdot \text{ч)}$  (см. рис. 41).

На рис. 42 представлен график изменения отношения  $q_{л.ср}/q_{ср}$  по нагрузочной характеристике. Из графика видно,



что на нагрузках номинальной и близкими к ней это отношение составляет  $\sim 0,25$ , а на нагрузках, составляющих 40—60% номинальной, снижается до 0,2. Это можно объяснить следующим. С уменьшением нагрузки при постоянных частотах вращения коленчатого вала интенсивность снижения среднего суммарного удельного теплового потока за счет конвективной составляющей меньше, чем радиационного, так как газодинамические условия теплообмена по нагрузочной характеристике мало изменяются, предопределяя этим соответствующее изменение конвективной составляющей. Уменьшение расхода газа и соответствующее увеличение<sup>1</sup> коэффициента избытка воздуха, а также сокраще-

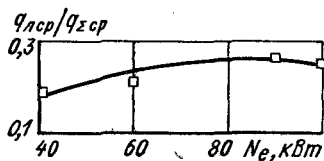


Рис. 42. Изменение отношения  $q_{лср}/q_{Σср}$  по нагрузочной характеристике газового двигателя 11ГД100

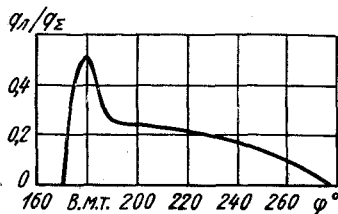


Рис. 43. Изменение отношения  $q_{л}/q_{Σ}$  по углу поворота коленчатого вала на режиме номинальной мощности газового двигателя 11ГД100

ние времени воздействия факела пламени приводят к уменьшению радиационного удельного теплового потока, несмотря на практически неизменную температуру пламени по нагрузочной характеристике.

Мгновенные соотношения  $q_{л}/q_{Σ}$  (рис. 43) после вспышки (примерно  $9^\circ$  угла поворота коленчатого вала до в. м. т.) достигают значения 0,5 в в. м. т., а затем снижаются до 0,2—0,25 на участке  $10—50^\circ$  после в. м. т.

Примерно после  $50^\circ$  значение  $q_{л}/q_{Σ}$  плавно снижается до 0 при  $100^\circ$  после в. м. т., т. е. датчик уже не фиксирует излучение. Такая существенная величина радиационного теплового потока не может создаваться только излучением трехатомных газов. Полученные результаты, таким образом, подтверждают приведенные выше данные о том, что газовое пламя в процессе диффузионного горения в цилиндре газового двигателя в период воспламенения и активного тепловыделения является светящимся типа сажистого. Однако в характере горения природного газа и дизельного топлива существует определенное различие.

Во-первых, дизельное топливо имеет отношение  $C^p H^p = 6,6$ ,

<sup>1</sup> Это связано с тем, что расход воздуха на двигателе с приводным нагнетателем типа РУТ по нагрузочной характеристике практически не меняется.

т. е. значительно превышает это отношение для газа ( $C^p H^p = 3,25$ ). Как известно, отношение  $C^p H^p$  во многом определяет способность топлива к образованию частиц сажи. Во-вторых, продолжительность процесса сгорания в газовом двигателе значительно меньше, чем в дизеле.

Оба эти фактора при прочих равных условиях приводят к некоторому уменьшению общего радиационного потока в газовом двигателе. Однако большая скорость тепловыделения в га-

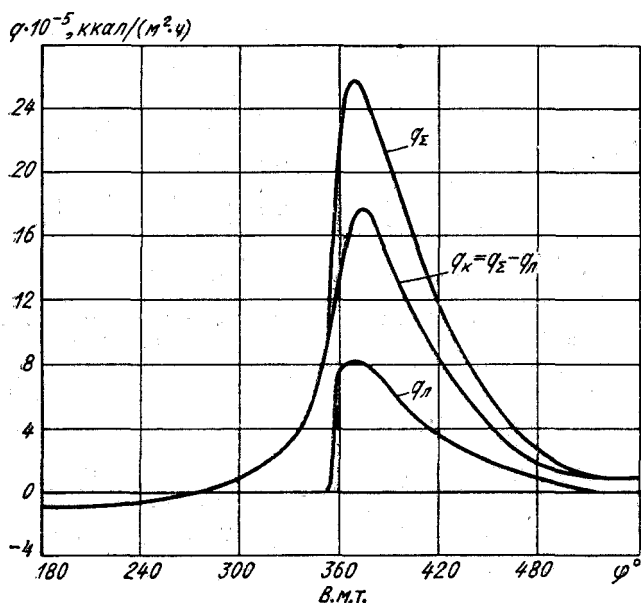


Рис. 44. Изменение удельных тепловых потоков: суммарного  $q_{\Sigma}$ , радиационного  $q_r$  и конвективного  $q_k = q_{\Sigma} - q_r$  по углу поворота коленчатого вала дизеля ЗД70 на режиме  $N_e = 250$  л. с. при  $n = 1000$  об/мин

зовом двигателе и, как следствие, большая скорость нарастания давления по сравнению с дизелем интенсифицируют конвективный теплообмен.

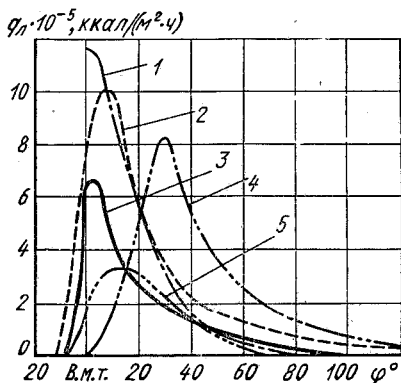
Радиационный и суммарный тепловые потоки в камере сгорания четырехтактного дизеля ЗД70 ( $16CH \frac{25}{27}$ ) мощностью 4000 л. с. при  $n = 1000$  об/мин исследовались по такой же методике, как и в газовом двигателе.

Из приведенных на рис. 44 графиков видно, что максимальные значения удельных тепловых потоков соответствуют моменту времени, в течение которого коленчатый вал повернется на угол  $10-15^\circ$  после в. м. т. и составляют: суммарный около  $2,4 \cdot 10^6$  ккал/( $m^2 \cdot ч$ ) и радиационный  $0,8 \cdot 10^6$  ккал/( $m^2 \cdot ч$ ). Отношение составляет примерно 27%.

О существенной доле радиации в сложном (суммарном) теплообмене между газом и стенками камеры сгорания свидетельствуют также результаты исследований, выполненных на двигателях различных типов разными методами (табл. 5). Из приведенных данных можно сделать вывод, что теплота, переданная радиацией, составляет в среднем за цикл 20—30% общего количества теплоты, переданной рабочим газом в стенки камеры сгорания.

Рис. 45. Изменение радиационного удельного теплового потока по углу поворота коленчатого вала для некоторых двигателей, параметры которых приведены в табл. 5:

1 — по данным Л. М. Белинского [3]; 2 — по данным П. Флинна и др. [29]; 3 — газовый двигатель 11ГД100; 4 — по данным Огури [32]; 5 — дизель ЯМЗ-240



На рис. 45 приведены графики изменения радиационного удельного теплового потока по углу поворота коленчатого вала для некоторых двигателей, результаты исследований которых даны в табл. 5. Обращают внимание относительно высокие абсолютные значения радиационного удельного теплового потока. Так, в начальный период сгорания  $q_r$  достигает максимальных значений примерно  $(0,6—1,1)10^6$  ккал/( $m^2 \cdot ч$ ). Затем по ходу процесса  $q_r$  резко уменьшается.

Как уже отмечалось выше, первое фундаментальное экспериментальное исследование радиационного теплообмена в цилиндре дизеля было проведено Л. М. Белинским [3]. Измерения проводились стробоскопическим методом, и, следовательно, гальванометр фиксировал энергию, пропущенную в прорезь вращающегося диска за время, соответствующее  $10^\circ$  угла поворота коленчатого вала, равномерно распределенную на весь рабочий цикл. Для получения мгновенных значений удельного радиационного теплового потока были определены среднеинтегральные значения полного радиационного теплового потока за время, соответствующее  $10^\circ$ , в процессе сгорания-расширения на различных режимах работы  $Q(\varphi)$  ккал/ч. Затем были определены значения  $q_r(\varphi) = \frac{Q_r(\varphi)}{F(\varphi)}$ . В результате такого пересчета представилась возможность сравнивать данные Л. М. Белинского с

## Результаты исследования радиационного теплообмена в различных двигателях

Авторы исследования	Тип исследуемого двигателя	Методика измерения радиационного теплового потока	Доля среднего радиационного теплового потока в общем теплообмене
Л. М. Белинкий [3]	Четырехтактный дизель с непосредственным впрыском топлива 1ЧН $\frac{14}{16,5}$ ( $n = 2000$ об/мин; $\epsilon = 14$ )*	Термопары; теплопрозрачный материал — кварц; измерение стробоскопическим методом	16%*** при часовом расходе топлива; $B_{\text{ч}} = 10^*$ кг/ч; 27%** при $B_{\text{ч}} = 2$ кг/ч*
Эберсоул Г. и др. [26]	Двухтактный дизель с камерой открытого типа 1ЧН $\frac{10,8}{12,7}$ ( $n = 1200$ об/мин; $\epsilon = 16$ ; $N_e = 15$ л.с.)	Железоникелевая поверхностная термопара; теплопрозрачный материал — сапфир; измерение стационарного температурного перепада	35—45% при $N_e = 0,9 N_{e_{\text{max}}}$ ; 5—10% при $N_e \approx 0,2 N_{e_{\text{max}}}$
Флинн П. и др. [29]	Четырехтактный опытный дизель ( $D_0 = 120$ мм; $n = 1000 \div 2500$ об/мин)	Фотоэлементы; теплопрозрачный материал — сапфир; измерение мгновенных значений	~20%
Огури Т. и Инабо Ш. [32]	Четырехтактный дизель без наддува 2Ч $\frac{15}{22}$ ( $n = 1200$ об/мин; $N_e = 55$ л.с.; $p_e = 5,4$ кгс/см <sup>2</sup> ). Четырехтактный с наддувом 6ЧН $\frac{31}{38}$ ( $n = 600$ об/мин; $N_e = 2070$ л.с.; $p_e = 18,3$ кгс/см <sup>2</sup> )	Железоникелевая поверхностная термопара; теплопрозрачный материал — сапфир; измерение мгновенных значений температур	25—27% при $N_e = (0,8 \div 0,9) \times N_{e_{\text{ном}}}$ ; 15% при $N_e = 0,2 N_{e_{\text{ном}}}$ ; 32% при $N_e = 0,9 N_{e_{\text{ном}}}$ ; 25% при $N_e = 0,3 N_{e_{\text{ном}}}$

## Продолжение табл. 5

Авторы исследования	Тип исследуемого двигателя	Методика измерения радиационного теплового потока	Доля среднего радиационного теплового потока в общем теплообмене
Г. Ситкей, Г. В. Романай [35]	Четырехтактный дизель с вихревой камерой ЧН $\frac{11}{14}$ ( $n = 1000 \div 1800$ об/мин; $p_e = 18,5$ кгс/см <sup>2</sup> ; $\epsilon = 18,5$ )	Чувствительный фотоэлектрический пирометр; теплопрозрачный материал — кварц; измерение мгновенных значений температур	22% при $N_{e_{\text{ном}}}$ ; 7% на режиме холостого хода
Г. Б. Розенблит, А. Г. Левит	Газовый двигатель с форкамерным зажиганием ( $N_e = 1430$ л.с.; $n = 750$ об/мин)*	Поверхностная железоникелевая термопара; теплопрозрачный материал — сапфир; измерение мгновенных значений температур	25—27% при $N_{e_{\text{ном}}}$ ; 20% при $N_e = 0,4 N_{e_{\text{ном}}}$
	Двухтактный дизель с прямоточной продувкой 10ДН $\frac{20,7}{2 \times 25,4}$	То же	30 ÷ 35%
	Четырехтактный дизель с высоким газотурбинным наддувом, 16ЧН $\frac{25}{27}$ ( $n = 1000$ об/мин)	»	27%

\* Топливо — керосин.

\*\* Топливо — природный газ. В остальных случаях используется дизельное топливо.

\*\*\* Относительная доля  $q_{\text{ср}}$  определялась не от  $q_{\Sigma \text{ср}}$ , а от теплоты, отводившейся в воду и масло и принимавшейся постоянной по нагрузочной

характеристике.

данными других исследователей (см. графики на рис. 45). При рассмотрении этих опытных данных следует учитывать следующее.

Полученная при исследовании дизеля ЯМЗ-240 зависимость  $q_{\text{л}} = f(\varphi)$  характеризуется небольшими абсолютными (и относительными) значениями радиационного удельного теплового потока в первый период сгорания. Это объясняется тем, что датчик был расположен на периферии крышки цилиндра (т. е. смещен относительно камеры в поршне) и, естественно, в первый период яркого пламенного горения не фиксировал наиболее интенсивную радиацию. Однако при дальнейшем ходе поршня (примерно  $40^\circ$  после в. м. т.), когда «поле зрения» датчика начинает охватывать основной объем камеры сгорания, кривая изменения радиационного удельного теплового потока уже приближается к аналогичным кривым, полученным на близких по своим техническим характеристикам дизелях.

Смещение по фазе  $q_{\text{л}}$  [32], вероятно, объясняется малым углом опережения впрыска топлива, так как, по данным П. Флинна [29], уменьшение угла опережения впрыска топлива с  $\varphi_{\text{вп}} = 20^\circ$  до в. м. т. до  $\varphi_{\text{вп}} = 10^\circ$  привело, например, к смещению  $q_{\text{л, max}}$  примерно на  $20^\circ$ .

Необходимо также отметить, что приведенное в табл. 5 значение доли среднего радиационного удельного теплового потока от среднего суммарного [29] является заниженным. Сравнение  $q_{\text{л, ср}}$  проводилось с данными по  $q_{\Sigma}$ , полученными на том же двигателе при более ранних исследованиях. Однако применявшиеся в качестве датчиков термомпары, установленные в крышке цилиндра, вблизи в. м. т., перекрывались частично буртом головки поршня и, следовательно, не воспринимали в полном объеме радиацию.

Используя уравнение (29) и принимая в качестве температуры излучателя теоретическую температуру пламени соответствующего вида топлива<sup>1</sup>, по опытным значениям  $q_{\text{л}}(\varphi)$  определялась суммарная степень черноты  $\varepsilon_{\Sigma}$ . Затем по уравнению (24) вычислялась суммарная оптическая толщина пламени  $\tau_{\Sigma} = \tau_{\text{г}} + \tau_{\text{п}}$ .

Графики (рис. 46) показывают, что наибольшие значения  $\tau_{\Sigma}(\varphi)$  соответствуют периоду активного горения. В этом отношении определенный интерес представляет сравнение величин  $\tau_{\Sigma}$ , приведенных в работе Л. М. Белинкого [3] и полученных для ЯМЗ-240, так как оба двигателя являются четырехтактными быстроходными дизелями.

От момента воспламенения до поворота коленчатого вала на угол  $40^\circ$  после в. м. т. значения  $\tau_{\Sigma}$ , полученные для ЯМЗ-240,

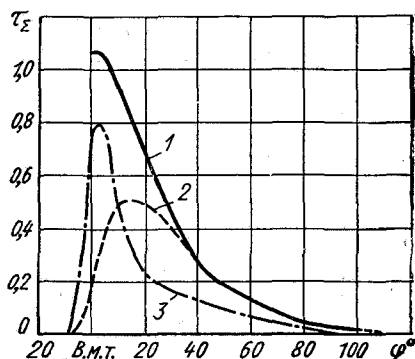
<sup>1</sup> Авиационный керосин  $T = 2450\text{K}$ ; дизельное топливо  $T = 2100\text{K}$ ; природный газ  $T = 2220\text{K}$ .

значительно меньше данных, приведенных Л. М. Белинким [3], а после  $40^\circ$  обе кривые практически совпадают.

Такой характер протекания  $\tau_{\Sigma} = f(\varphi)$  объясняется местом расположения датчика в крышке цилиндра ЯМЗ-240, о чем уже указывалось выше. После  $40^\circ$ , когда, во-первых, поршень переместился на значительную величину и увеличилась общая высота камеры сгорания, датчик воспринимает уже полный радиационный тепловой поток, а во-вторых, увеличивается относительная доля излучения трехатомных газов, и влияние расположения датчика уже не так существенно.

Рис. 46. Изменение суммарной оптической плотности по углу поворота коленчатого вала для разных двигателей:

1 — по данным Л. М. Белинкого [34]; 2 — дизель ЯМЗ-240; 3 — газовый двигатель 1ГД100



Анализ характеристик радиационной теплоотдачи показывает, что они имеют примерно тот же характер изменения и протяженность во времени, как и интенсивность тепловыделения  $dx/d\varphi = f(\varphi)$ , и позволяет выделить две фазы тепловой радиации. Первая фаза характеризуется относительно большими значениями оптической толщины пламени, большими скоростями ее изменения в начале сгорания и в конце активного периода тепловыделения. Можно предположить, что это является следствием интенсивного образования сажи и значительного роста давления. Наблюдаемой в этой фазе интенсивной радиационной теплоотдаче способствует высокая температура в зоне реакции.

Вторая фаза радиации происходит в период малой интенсивности тепловыделения. В течение этой фазы еще происходит увеличение концентрации частиц сажи. Об этом свидетельствуют небольшие изменения  $\tau_{\Sigma}$  и пологий характер протекания  $\tau_{\Sigma}(\varphi)$ . Если масса частиц углерода была бы неизменной по ходу процесса, то  $\tau_{\Sigma}$  резко уменьшалось.

Обобщение как полученных опытных данных, так и заимствованных из литературных источников производилось в соответствии с методикой, подробно рассмотренной выше.

Располагая индикаторными диаграммами и другими данными, установили функциональную связь между параметрами, вхо-

дьящими в зависимость (31):

$$K_{\Sigma} = \frac{1}{\alpha_{\text{ц}}} \left[ 3,5 \frac{dx}{d\varphi} + (2,8 \cdot 10^{-5} T_{\text{T}} - 0,03) \right].$$

Тогда суммарная оптическая толщина излучателя согласно уравнению (30) будет иметь вид

$$\tau_{\Sigma} = \left[ 3,5 \frac{dx}{d\varphi} + (2,8 \cdot 10^{-5} T_{\text{T}} - 0,03) \right] \frac{1}{\alpha_{\text{ц}}} \frac{C_{\text{p}}}{H_{\text{p}}} \rho l_{\text{эф}}, \quad (36)$$

где  $x$  — доля теплоты топлива, выделившаяся к моменту времени, соответствующему углу  $\varphi^{\circ}$  поворота коленчатого вала, в процессе сгорания (закон выгорания топлива  $x=f(\varphi)$ ;  $T_{\text{T}}$  — теоретическая температура пламени данного вида топлива;  $\rho$  — текущее значение давления газов в цилиндре, кгс/см<sup>2</sup>;  $l_{\text{эф}}$  — средняя длина пути луча (м), определяемая из соотношения

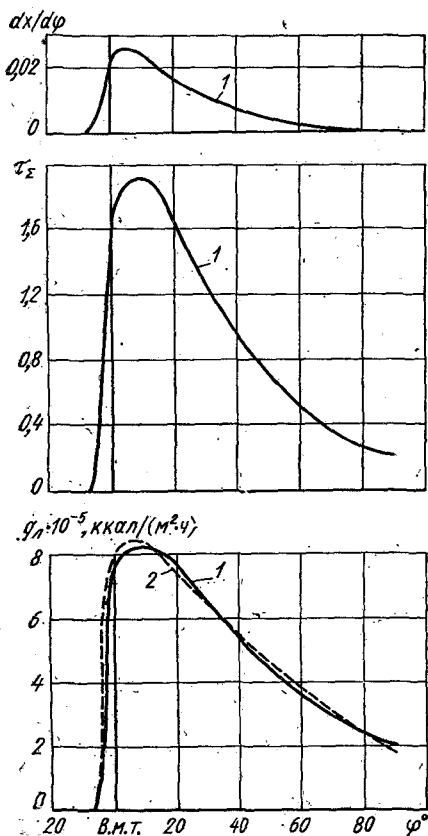
$$l_{\text{эф}} = 3,6 \frac{V}{F_{\text{кс}}},$$

где  $V$  — текущее значение объема цилиндра;  $F_{\text{кс}}$  — текущее значение поверхности камеры сгорания.

Таким образом, используя полученную эмпирическую зависимость (36) для определения суммарной степени черноты и теоретическую температуру пламени, можно приближенно рассчитать радиационный тепловой поток. В качестве примера на рис. 47 приведены графики изменения расчетной оптической плотности и радиационного теплового потока, замеренного и расчетного, по углу поворота коленчатого вала дизеля ЗД70.

Рис. 47. Изменение скорости тепловыделения  $dx/d\varphi$ , расчетной оптической плотности  $\tau_{\Sigma}$ , радиационного теплового потока  $q_{\text{л}}$  по углу поворота коленчатого вала для дизеля ЗД70 на режиме  $n=1000$  об/мин,  $N_e = 250$  л. с.:

1 — замеренные значения; 2 — расчетные значения



## Обобщение опытных данных и эмпирические формулы коэффициента теплоотдачи в критериальном виде

В соответствии с теоретическими предпосылками, изложенными выше, и анализом процесса сложного теплообмена, приведенным выше, обработка опытных данных, полученных в результате экспериментальных исследований, производилась в критериях подобия.

Учитывая, что во время сгорания-расширения имеет место сложный теплообмен — конвективный и радиационный и что природа этих процессов теплообмена различна, обработка опытных данных производилась следующим образом. По уравнению (22) определялись текущие значения  $\alpha_{\Sigma T}$  а по выражению (23) — коэффициент конвективного теплообмена. В тех случаях, когда не определялись опытным путем мгновенные значения радиационного удельного теплового потока, они рассчитывались по разработанной методике (см. выше). Таким образом, представлялась возможность рассматривать отдельно конвективный и радиационный теплообмены.

Предварительная оценка зависимости коэффициента теплоотдачи конвекцией от различных определяющих критериев на основе имеющегося опыта показала, что критериальное уравнение (16) может быть упрощено.

В связи с тем, что в цилиндре двигателя имеет место вынужденное турбулентное движение, можно пренебречь влиянием свободного движения, вследствие чего выпадает критерий  $Fg$ .

Ввиду того, что показатель адиабаты  $k$  в течение цикла меняется в узком пределе (1,28—1,39), то в критериальном уравнении его можно опустить.

Следует заметить, что скорость тепловыделения в процессе сгорания оказывает влияние на колебательную скорость газов, которая генерирует у стенки вторичные потоки, интенсифицирующие теплоотдачу. Поэтому влияние закона сгорания на процесс теплоотдачи может быть учтено или критерием  $Kb$  [12], или введением колебательной скорости как одной из составляющих определяющей скорости, входящей в критерий  $Pe$ . В связи с этим критерий внутреннего источника теплоты  $Kq$  можно также опустить. С учетом этих упрощений уравнение (16) будет иметь вид

$$Nu = f(Pe, Ho, Kb).$$

В теории теплопередачи обычно критериальные зависимости представляются в виде произведения функций

$$Nu = f_1(Pe) f_2(Ho) f_3(Kb). \quad (37)$$

При определении вида функциональной связи возникает задача об оценке влияния частных критериев. Зависимость



между критериями обычно представляется в виде степенных функций, поэтому влияние частных критериев определяется величиной показателя степени.

В процессе сжатия  $Kb=0$ , так как отсутствует интенсивный источник акустических колебаний газа в цилиндре. Это позволяет установить функциональную связь  $Nu=f_2(No)$  при  $Re=const$  для различных двигателей. Как видно из графиков, приведенных на рис. 48, изменению в широких пределах кри-

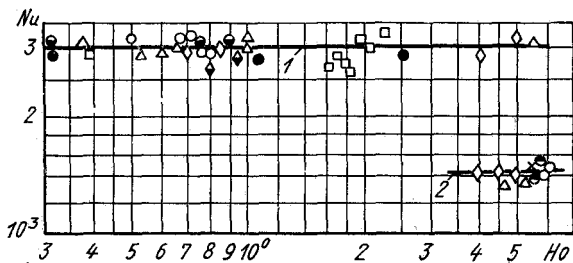


Рис. 48. Зависимость  $Nu=f_2(No)$  при неизменном значении критерия  $Re$ :  
1 — дизель Д70; 2 — дизель 4Д  $\frac{19}{30}$

терия  $No$  соответствуют практически одинаковые значения числа  $Nu$  при неизменных значениях критерия  $Re$ . Таким образом, критерий  $No$  может быть опущен, и тогда для процесса сжатия

$$Nu = CRe^n.$$

Для получения указанной зависимости были использованы опытные данные специальных исследований, анализ которых приведен выше в соответствующих разделах.

Учитывая влияние конструктивных особенностей двигателей на интенсивность теплоотдачи, обработку опытных данных производили по трем группам двигателей: двухтактный дизель с прямоточной продувкой (данные по дизелям типа Д100), двухтактный дизель с поперечно-щелевой продувкой (4Д19/30), четырехтактный дизель с непосредственным впрыском (данные по дизелям типа Д70 и СМД18Н).

В качестве определяющей скорости в соответствии с методикой, приведенной выше, была принята тангенциальная составляющая скорости воздушного заряда в цилиндре, переменная по углу поворота коленчатого вала. Полученные опытные данные в логарифмическом анаморфозе нанесены на графики, приведенные на рис. 49. Значения показателя степени  $n$  (или углового коэффициента в уравнении прямой  $\ln Nu = \lg C + n \lg Re$ ) и постоянной  $C$  определялись с помощью метода наименьших квадратов.

Для указанных выше групп двигателей получена критериальная зависимость

$$Nu_{сж} = C Pe^{0,5}, \quad (38)$$

где  $Pe = \frac{\bar{w}_\tau D_0}{a}$ ;  $\bar{w}_\tau$  — тангенциальная составляющая скорости воздушного заряда в цилиндре;  $C$  — постоянный коэффициент (табл. 6).

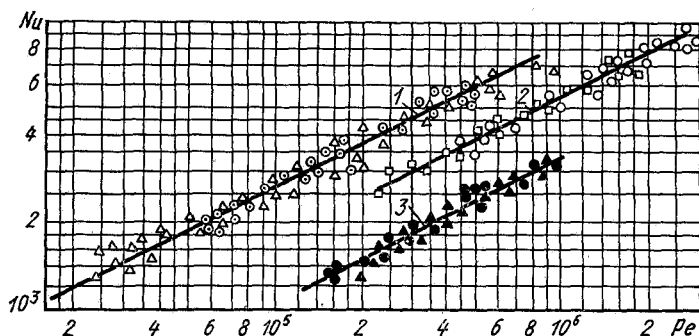


Рис. 49. Зависимость  $Nu = f_1(Pe)$  в процессе сжатия для различных дизелей: 1 — Д70 и СМД18Н; 2 — Д100; 3 — 4Д  $\frac{19}{30}$

Таблица 6

Критериальные уравнения конвективной теплоотдачи

Дизель	Определяющая скорость, м/с		
	для процесса сжатия $\bar{w}_\tau$	для процесса сгорания-расширения	
		$\bar{w}_\tau$	$\bar{w}_\Sigma = \sqrt{\bar{w}_\tau^2 + \bar{w}_{3к}^2}$
Двухтактный с прямой продувкой	$Nu = 5,5 Pe^{0,5}$	$Nu = 3,35 Pe^{0,5} \times (1 + 0,027 Kb)$	$Nu = 4,67 Pe^{0,5}$
Двухтактный с поперечно-щелевой продувкой . . . . .	$Nu = 3,3 Pe^{0,5}$	$Nu = 3,93 Pe^{0,5} \times (1 + 0,0063 Kb)$	$Nu = 3,95 Pe^{0,5}$
Четырехтактный с непосредственным впрыском . . . . .	$Nu = 8,35 Pe^{0,5}$	$Nu = 4,34 Pe^{0,5} \times (1 + 2,19 \times 10^{-4} Kb)$	$Nu = 15,3 Pe^{0,38}$

Приведенное критериальное уравнение аппроксимирует опытные данные с точностью  $\pm 8,5\%$ , которая определяется как средняя квадратическая относительная ошибка.

Для определения текущих значений коэффициента теплоотдачи конвекцией на участке наполнения продувки и выпуска могут быть использованы критериальные уравнения типа (38).

Опытные данные, соответствующие процессу сгорания-расширения, обрабатывались двумя методами.

Первый метод предусматривал, что в процессе сгорания-расширения сохраняется тот же характер зависимости  $Nu = f_1(Re)$ , что и в процессе сжатия. Тогда уравнение (37) можно представить в виде

$$\frac{Nu}{C Pe^{0.5}} = f_2(No) f_3(Kb). \quad (39)$$

Анализ зависимости  $\frac{Nu}{C Pe^{0.5}} = f_2(No)$  при  $Kb = \text{const}$  показал, что и в процессе сгорания-расширения (так же, как это имело место в процессе сжатия, см. рис. 46) критерий  $No$  не оказывает заметного влияния на теплоотдачу. Поэтому уравнение (39) упрощается:

$$\frac{Nu}{C Pe^{0.5}} = f_3(Kb). \quad (40)$$

Обработка опытных данных показала, что зависимость (40) может быть представлена уравнением прямой

$$Nu = C_1 Pe^{0.5} (1 + C_2 Kb), \quad (41)$$

где  $C_1$  и  $C_2$  — постоянные коэффициенты (для исследованных типов двигателей они приведены в табл. 6);  $Kb$  — критерий,

$$Kb = \frac{A_p}{\rho \bar{\omega}_\tau^2} \text{ или } Kb = \frac{c_{зв} \bar{\omega}_{зк}}{\bar{\omega}_\tau^2} \text{ [см. формулы (7) и (8)].}$$

Среднеквадратическое отклонение опытных данных от зависимости (41) составляет 12%.

Второй метод обработки опытных данных заключается в том, что влияние особенностей процесса сгорания на конвективный теплообмен можно учесть, если ввести в определяющую скорость дополнительную составляющую — колебательную скорость газа. Здесь имеется в виду учет влияния возникающих в процессе сгорания звуковых колебаний газа на интенсивность теплоотдачи. Выше уже было показано, что колебательная скорость газа характеризует интенсивность вторичных потоков — акустических течений и поэтому может рассматриваться как компонента определяющей скорости. Из графиков, приведенных на рис. 50, видно, что опытные данные могут быть аппроксимированы критериальным уравнением вида

$$Nu_{рас} = C_3 Pe^n, \quad (42)$$

где  $Pe = \frac{\bar{\omega}_\Sigma D_0}{a}$ ;  $\bar{\omega}_\Sigma = \sqrt{\bar{\omega}_\tau^2 + \bar{\omega}_{зк}^2}$  [см. формулу (7) и табл. 6].

Среднеквадратическое отклонение опытных данных от зависимости (41) составляет 11%.

Следует отметить, что для двухтактных дизелей, имеющих разные системы продувки, показатель степени в уравнении (42) одинаковый, а постоянный коэффициент отличается примерно на 18%. Значительное отличие постоянного коэффициента  $C_3$  и

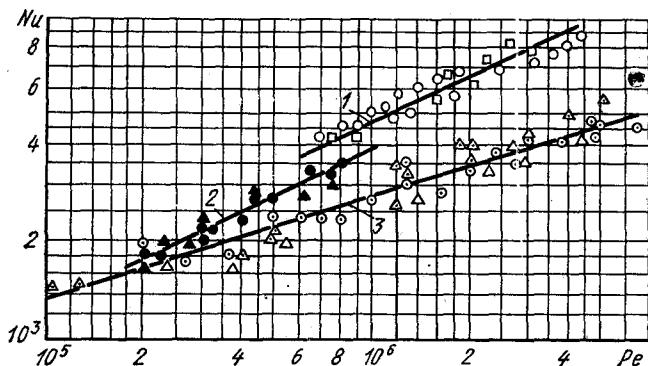


Рис. 50. Зависимость  $Nu=f_1(Pe)$  в процессе сгорания-расширения для дизелей различных типов:

1 — Д100; 2 — 4Д  $\frac{19}{30}$ ; 3 — Д70 и СМД18Н

показателя степени  $n$  для четырехтактных дизелей с непосредственным впрыском топлива объясняется недостаточным учетом газодинамических условий протекания процесса теплообмена и локальных температур газа в цилиндре дизеля.

После подстановки в уравнение (41) значения критериев, а также учитывая теплоотдачу радиацией, получим формулу для определения коэффициента сложного теплообмена:

$$\alpha_{\Sigma} = 60C_1 \sqrt{\frac{\bar{\omega}_{\tau}}{D_0}} \sqrt{\lambda_m c_{pm} \rho_m} \left( 1 + C_2 \frac{c_{зв} \bar{\omega}_{зк}}{\bar{\omega}_{\tau}^2} \right) + \varepsilon_{\Sigma} \sigma_0 \frac{T_{пл}^4 - T_{ст}^4}{T_{г} - T_{ст}}. \quad (43)$$

Уравнение (43) в некоторой степени представляет собой универсальную зависимость коэффициента теплоотдачи, пригодную для расчета  $\alpha_{\Sigma}$  в дизелях с непосредственным впрыском топлива и конвертированных на газ. Универсальность формулы главным образом определяется тем, что в нее входят компоненты, учитывающие специфические газодинамические условия теплообмена конкретного типа дизеля. Другой особенностью уравнения (43) является возможность рассчитывать местные значения  $\alpha_{\Sigma}$ . Это обеспечивается главным образом тем, что тангенциальная составляющая скорости газа зависит от текущего радиуса цилиндра и определяется дифференциро-

ванно к различным участкам тепловоспринимающей поверхности<sup>1</sup>.

Зависимость  $\alpha_{\Sigma}$  от  $\sqrt{\lambda_m c_{pm} \rho_m}$  — коэффициента проникновения тепла<sup>2</sup> — учитывает влияние не только температуры и давления газа, но и температуры стенки, так как параметры газа в пограничном слое, входящие в этот коэффициент, являются функцией среднеарифметической температуры газа и стенки.

Коэффициент радиационной теплоотдачи определяется с учетом влияния основных параметров работы двигателя на интенсивность радиационного теплообмена.

Таким образом, для расчета коэффициента теплоотдачи конвекцией в процессе сжатия (а также для процессов наполнения, продувки и выпуска) используется уравнение (38) с соответствующими коэффициентами для данного конкретного типа дизеля. Коэффициент теплоотдачи конвекцией в процессе сгорания-расширения определяется по уравнению (41) или (42). При этом также необходимо использование постоянных коэффициентов, соответствующих данному типу дизеля.

При выводе рассмотренных в настоящем разделе критериальных зависимостей были использованы опытные данные по теплоотдаче от газа к открытым участкам тепловоспринимающей поверхности (днище поршня, днище крышки цилиндра, тарелка клапана и т. д.). Однако опыт исследования показывает, что теплоотдача от газа, например, к перемычке (цилиндрическая поверхность) головки поршня в зазоре между гильзой цилиндра и поршнем, имеет определенное значение в формировании температурного поля в головке поршня. В связи с этим были специально обработаны опытные данные по нестационарной теплоотдаче к перемычке головки поршня с учетом газодинамических условий в зазоре между движущимся поршнем и гильзой цилиндра. В основу такой обработки были положены следующие допущения.

Во-первых, в указанном зазоре можно пренебречь влиянием радиационного теплообмена. Во-вторых, колебания газа, возникающие при сгорании, гасятся в зазоре вследствие его небольшой величины. По этой же причине затухает и тангенциальная составляющая потока. Поэтому в качестве определяю-

<sup>1</sup> В связи с тем, что тангенциальная составляющая скорости  $\omega_{\tau}$  убывает до нуля по направлению к оси цилиндра, то на основании имеющегося опыта расчет местных значений  $\alpha_{\Sigma}$  по формуле (43) следует проводить для элементов тепловоспринимающей поверхности с текущим радиусом  $r$  не менее  $0,25 R_0$ . Значение  $\alpha_{\Sigma}$ , соответствующее указанному значению текущего радиуса цилиндра, принимается неизменяемым до  $r=0$ .

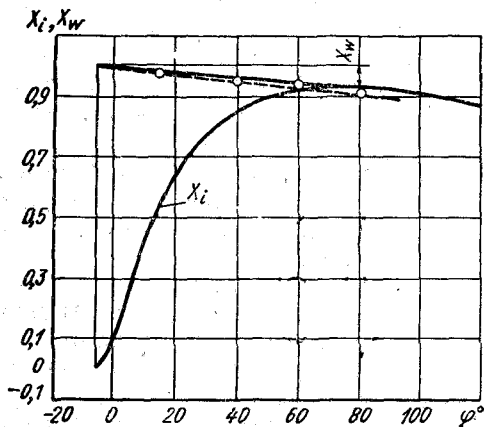
<sup>2</sup> Комплексный параметр  $\sqrt{\lambda c_p \rho}$  обычно называют коэффициентом проникновения тепла. Этот коэффициент введен в практику расчетов Гребером в 1921 г. Академик А. В. Лыков называет этот параметр активностью материала.

шей скорости принимается средняя скорость движения поршня. В-третьих, на основе имеющегося опыта и литературных данных принимается, что изменение давления газа по ходу процесса носит такой же характер, как и в основной камере.

Опытные данные по дизелям 10Д100 и Д70 аппроксимируются формулой

$$Nu = 4,17Pe^{0,5}. \quad (44)$$

Рис. 51. Сопоставления относительной потери теплоты в стенку, подсчитанной с использованием зависимости (43) (обозначено точками на графике), с результатами определения тепловых потерь по индикаторной диаграмме (кривая  $x_i = f(\varphi)$ )



В развернутом виде

$$\alpha_R = 250 \sqrt{\frac{cm}{D_0}} \sqrt{\lambda_m c_{pm} \rho_m}. \quad (45)$$

Среднеквадратическое отклонение опытных данных от формулы (45) составляет 12%.

Достоверность результатов расчета по предлагаемым критериальным зависимостям (38), (43), (45) была проверена путем сопоставления количества теплоты, отводимой от газа к стенкам камеры сгорания в процессе сгорания,

$$Q_{\tau_{z0}} - \tau_z = \sum_{i=1}^n \int_{\tau_{z0}}^{\tau_z} \alpha_{\Sigma_i} F_i (t_r - t_{ct_i}) d\tau$$

(т. е. расчет нестационарной теплоотдачи по  $n$  отдельным участкам тепловоспринимающей поверхности с последующим суммированием) с данными внутреннего теплового баланса, получаемыми при обработке индикаторной диаграммы на основании первого принципа термодинамики

$$Q'_{\tau_{z0}} - \tau_z = X_w Q_0,$$

где  $x_w = 1 - x_i$  — относительная потеря теплоты в стенку к моменту условного окончания сгорания;  $Q_0$  — вносимая в цилиндр теплота топлива за цикл ( $Q_0 = V_{цикл} Q_H$ ).

В качестве примера на графике рис. 51 приведены результаты сопоставления этих данных для дизеля Д100 ( $N_e = 220$  л. с.;  $n = 850$  об/мин; давление наддува  $p_s = 1,7$  кгс/см<sup>2</sup>).

Потеря теплоты в стенку в процессе сгорания, рассчитанная по полученным в настоящей работе критериальным зависимостям, составляет 0,588 ккал/цикл, а полученная обработкой индикаторной диаграммы 0,525 ккал/цикл, т. е. отличается на 12%. На режиме номинальной мощности дизеля 10Д100 ( $N_e = 300$  л. с.;  $n = 850$  об/мин;  $p_s = 2,2$  кгс/см<sup>2</sup>) соответственно 0,78 и 0,69 ккал/цикл. Разница составляет  $\sim 13\%$ , что следует считать удовлетворительным совпадением, учитывая также точность обработки индикаторных диаграмм.

### **Сравнение полученных результатов с данными других исследователей и направление дальнейших исследований теплообмена в цилиндре дизеля**

В связи с большими трудностями в экспериментальном и теоретическом исследовании теплообмена в цилиндре дизеля приходится прибегать к значительным упрощениям при решении ряда задач нестационарной теплоотдачи. Поэтому возникает необходимость в проведении сравнения полученных результатов с данными других исследователей, главным образом в части определения степени достоверности полученной исходной информации и оценки предлагаемых обобщенных зависимостей для расчета коэффициента теплоотдачи.

Все исследования теплообмена в цилиндре дизеля, начиная с работ Нуссельта, по методам исследования можно разделить в основном на три группы.

Первая группа — это исследования, которые основываются на работе Нуссельта (1923 г.) по изучению теплоотдачи в бомбах и обработки данных теплобалансовых испытаний четырехтактного газового двигателя и дальнейших исследованиях теплообмена в компрессорном дизеле, выполненных Н. Р. Брилингом (1931 г.). В качестве определяющих параметров принимались средняя скорость поршня и текущая температура газа, определяемая по индикаторной диаграмме. Радиационная составляющая определяется раздельно при учете только степени черноты газа.

Исследования проводились на различных дизелях. Для дизелей каждого типа были определены соответствующие значения постоянных коэффициентов. Полученные эмпирические формулы (табл. 7) позволяют рассчитывать только осредненные для всей тепловоспринимающей поверхности значения коэффициента теплоотдачи, и, следовательно, они могут быть использованы для расчета суммарных тепловых потерь в стенку.

Вторая группа принципиально отличается по методу исследования. Основой исследования являются измерения температурных колебаний на тепловоспринимающей поверхности с последующей математической обработкой с целью получения

мгновенных значений удельного теплового потока. Впервые такие исследования были проведены Эйхельбергом (1939 г.) при испытаниях судовых малофорсированных дизелей, и была предложена широко известная формула, в которой вихреобразование в цилиндре принималось пропорциональным также средней скорости поршня. Радиационная теплоотдача косвенно учитывалась увеличенным показателем степени при температуре газа. В дальнейшем в связи с значительным ростом степени форсирования современных дизелей Пфлаумом была предпринята попытка скорректировать формулу Эйхельберга. Было введено дифференцированное определение коэффициента теплоотдачи к различным элементам тепловоспринимающей поверхности.

Учитывая, что непосредственное определение мгновенных значений удельного теплового потока обеспечивает получение наиболее полной информации о теплообмене, такой метод исследования стал находить все большее распространение. Эльзер (1954 г.) исследовал нестационарную теплоотдачу от газа к крышке цилиндра четырехтактного и двухтактного малофорсированных дизелей и впервые сделал попытку использовать теорию подобия для обобщения опытных данных. В предложенном им критериальном уравнении учитываются теплофизические характеристики рабочего тела в пристенном слое. В качестве определяющей скорости принята частота вращения коленчатого вала, определяющей температуры — средняя температура пограничного слоя. Аналогичная формула была получена Огури (1960 г.).

Исследование теплоотдачи в быстроходном двухтактном дизеле было проведено Киндом (1962 г.), который по данным своего исследования уточнил формулу Эйхельберга. Таким образом, при обобщении опытных данных и этими авторами не учитывались локальные условия теплообмена. Предложенные формулы пригодны для определения осредненных для всей тепловоспринимающей поверхности коэффициентов теплоотдачи.

Стремление учесть в какой-то степени местные условия теплообмена привело Т. Лефевра (1969 г.) к использованию в качестве определяющей скорости скорость вихревого движения  $r\omega_v$ , где  $r$  — текущий радиус цилиндра;  $\omega_v$  — частота вращения вихря, которая принималась постоянной в течение всего цикла и равной удвоенной частоте вращения коленчатого вала. В качестве определяющего размера принималось значение местного радиуса.

Теплоотдача радиацией во всех формулах этой группы отдельно не выделялась.

Третья группа исследований характеризуется тем, что в качестве исходной зависимости использовалось известное критериальное уравнение для случая теплообмена при турбулентном режиме течения газа в трубах  $Nu = \text{const } Re^n$ .



## Формулы коэффициента теплоотдачи от газов к стенкам камеры сгорания

Автор, год публикации	Формула	Объект исследования
1	2	3
Нуссельт, 1923	$\alpha_{\Sigma} = 0,99 \sqrt[3]{p_r^2 T_r} (1 + 1,24c_m) + 0,362 \frac{\left(\frac{T_r}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_{ст}}{100}\right)^4}{T_r - T_{ст}}$	Калориметрические бомбы диаметром 300, 400, 600 мм, газовый двигатель ( $N_e = 60$ л. с.; $n = 160$ об/мин; опыты Кларка)
Брилинг — Нуссельт, 1931	$\alpha_{\Sigma} = 0,99 \sqrt[3]{p_r^2 T_r} (1 + 1,45 + 0,185c_m) + 0,362 \times$ $\times \frac{\left(\frac{T_r}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_{ст}}{100}\right)^4}{T_r - T_{ст}}$ $\alpha_{\Sigma} = 0,99 \sqrt[3]{p_r^2 T_r} (1 + d + 0,185c_m) + \alpha_{л}$	Компрессорный дизель ( $N_e = 40$ л. с.; $D_0 = 310$ мм; $S = 410$ мм), предкамерный дизель ( $d = 3,5$ ; опыты Брызгова)  Вихрекамерный дизель ( $d = 4,2$ ; опыты Либровича), авиационный дизель ( $d = 6$ ; опыты Иноземцева)
Стамбулиану, 1966	<p>Коэффициент теплоотдачи конвекцией</p> $\alpha_{к} = 0,08 \sqrt[3]{p_r^2 T_r} (1 + bc_m^n); \left. \begin{array}{l} b = 1,24 \\ n = 1,2 \end{array} \right\} \text{ для сжатия и сгорания}$ $\left. \begin{array}{l} b = 0,496 \\ n = 1 \end{array} \right\} \text{ для расширения}$ <p>Коэффициент теплоотдачи радиацией</p> $\alpha_{л} = \frac{\varepsilon_{\omega} \varepsilon_g \sigma_0}{T_r - T_{ст}} \left[ \left(\frac{T_r}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_{ст}}{100}\right)^4 \right] +$	Автомобильный двигатель
	$+ \frac{(1 - e^{1,3\rho_r l}) \sigma_0}{T_f - T_{ст}} \left[ \left(\frac{T_f}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_{ст}}{100}\right)^4 \right]$ <p><math>T_f</math> — температура пламени; <math>\frac{T_r}{T_f} = f</math> (Во)</p>	
Эйхельберг, 1939	$\alpha_{\Sigma} = 2,1 \sqrt{p_r T_r} \sqrt[3]{c_m}$	Судовой двухтактный дизель ( $D_0 = 380$ мм; $S = 460$ мм; $n = 400$ об/мин; $\rho_e = 7,76$ кгс/см <sup>2</sup> )
Пфлаум, 1961	$\alpha_{\Sigma} = K'_{D,K,B} \sqrt{p_r T_r} f(c_m); f(c_m) =$ $= 3 \pm 2,57 [1 - e^{\pm (1,5 - 0,416c_m)}]$ <p>(знак + при <math>c_m &gt; 3,6</math> м/с)</p> <p>Для крышки цилиндра и поршня <math>K'_{D,K} = 1,1 + 0,366 \frac{p_k - p_0}{p_0}</math>,</p> <p>для гильзы цилиндра <math>K'_B = 0,36 + 0,12 \frac{p_k - p_0}{p_0}</math></p>	Предкамерный одноцилиндровый дизель ( $D_0 = 150$ мм; $S = 190$ мм; $n = 500$ об/мин)
Княд, 1962	$\alpha_{\Sigma} = 1,28 \sqrt{p_r T_r} \sqrt[3]{\omega}$	Двухтактный одноцилиндровый дизель ( $D_0 = 110$ мм; $S = 132$ мм; $n = 1200$ об/мин)
Эльзер, 1954	$\alpha_{\Sigma} = \frac{6,5}{\pi} \sqrt{\lambda c_p \rho} \sqrt{\omega} \left( 1 + 0,5 \frac{\Delta S}{c_p} \right); Nu = Re^{0,5} \Pi_1$	Двухтактный дизель ( $D_0 = 380$ мм; $S = 460$ мм; $n = 400$ об/мин; $\rho_l = 6$ кгс/см <sup>2</sup> ), четырехтактный дизель ( $D_0 = 390$ мм; $S = 520$ мм; $n = 400$ об/мин; $\rho_l = 9$ кгс/см <sup>2</sup> )

Автор, год публикации	Формула	Объект исследования
1	2	3
Лефевр, 1969	$\alpha_{\Sigma} = 0,047 \frac{\lambda^{0,67} c_p^{0,33} \rho^{0,33}}{\nu^{0,47}} r^{0,6} \omega_{вр}^{0,8};$ $Nu = 0,047 Re^{0,8} Pr^{0,33}$	Четырехтактный дизель ( $D_0 = 114,3$ мм; $S = 114,3$ мм; $n = 2000$ об/мин)
Аннад, 1962	$\alpha_{\Sigma} = A_1 \frac{\lambda \rho^{0,7} c_m^{0,7}}{\eta^{0,7} D_0^{0,3}} + C (T_{\Gamma}^4 - T_{ст}^4); Nu = \text{const} Re^{0,8}$ <p>(радиационная составляющая — средняя величина за рабочий ход) Для двухтактных дизелей <math>A_1 = 0,7</math>; для четырехтактных <math>A_1 = 0,26</math>; для дизелей <math>C = 1,6 \cdot 10^{-12}</math>; для двигателей с принудительным зажиганием <math>c = 2,1 \cdot 10^{-13}</math></p>	По данным Эльзера
Вошни, 1965—1968	$\alpha_{\Sigma} = 110 \frac{\rho_{\Gamma}^{0,8} \omega^{0,8}}{T_{\Gamma}^{0,53} D_0^{0,2}} + \varepsilon \sigma A \frac{\left(\frac{T_{\Gamma}}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_{ст}}{100}\right)^4}{T_{\Gamma} - T_{ст}};$ $Nu = \text{const} Re^{0,8}$ <p>В процессе продувки-наполнения скорость <math>\omega = 6,18</math> см; сжатия <math>\omega = 2,28</math> см; сгорания-расширения <math display="block">\omega = 2,28 c_m + 3,24 \cdot 10^{-3} \frac{V_s T_1}{p_1 V_1} (p - p_0)</math></p>	Дизель без наддува ( $D_0 = 210$ мм; $S = 186$ мм; $n = 1700$ об/мин)

В качестве определяющей скорости принимается средняя скорость поршня, определяющей температуры — осредненная по объему текущая температура газа, определяющего размера — диаметр цилиндра. Показатель степени  $n$  выбирался произвольно. Радиационная составляющая теплоотдачи учитывается отдельным членом. Значения постоянных коэффициентов определялись путем сравнения усредненных по времени результатов расчета по предлагаемым формулам с результатами теплобалансовых испытаний или при повторной обработке опытных данных, полученных в других исследованиях (Аннанд).

Следует отметить, что эта методика основывается на замерном при теплобалансовых испытаниях количестве теплоты, отводимой в систему охлаждения. Эта теплота включает как теплоту, полученную теплопередачей, так и получаемую от трения деталей. Поэтому в определение постоянных коэффициентов вносится ошибка.

В формуле Вошни учитывается также скорость газа, вызванная сгоранием, путем введения дополнительного члена в выражение для скорости, пропорционального изменению разницы мгновенных давлений при рабочем режиме и прокручивании дизеля.

Комментируемая группа формул позволяет рассчитывать осредненные по всей тепловоспринимающей поверхности мгновенные значения коэффициента теплоотдачи.

Краткий анализ выполненных исследований показывает, что сравнение полученных нами результатов следует проводить с данными 2-й группы исследований, так как использовался практически одинаковый метод получения первичной информации по теплообмену в цилиндре дизеля.

Общую оценку степени достоверности полученной первичной информации по сложному теплообмену в цилиндре дизеля можно получить, если сравнить изменение удельных тепловых потоков по углу поворота коленчатого вала в дизелях одного типа, близких по своим показателям. В этом отношении можно сравнить данные Лефевра [31] по дизелю ЧН  $\frac{11,4}{11,4}$  с результа-

тами исследования дизеля  $4\text{ЧН} \frac{12}{14}$  (СМД18Н). Оба дизеля с непосредственным впрыском топлива, с камерой в поршне имеют практически одинаковые фазы газораспределения, углы опережения впрыска топлива и др. Представленные на рис. 52 графики свидетельствуют, что в идентичных точках днища крышки цилиндра характер изменения удельного теплового потока по углу поворота коленчатого вала практически одинаков. Некоторая разница (до 11%) в абсолютной величине удельного теплового потока в сходственные моменты времени по углу поворота коленчатого вала вполне естественна, если учесть точность измерения и обработки опытных данных, а

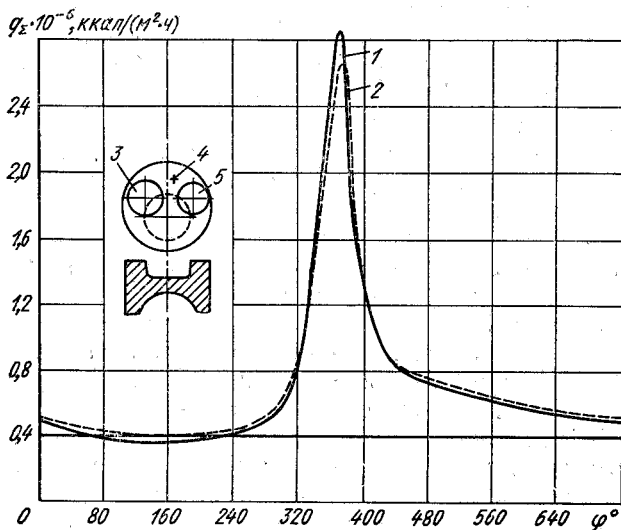


Рис. 52. Изменение удельного теплового потока  $q_{\Sigma}$  по углу поворота коленчатого вала в крышке цилиндра четырехтактных дизелей:

1 — дизель СМД18Н ( $n=1800$  об/мин;  $p_k=1,5$  кгс/см<sup>2</sup>;  $G_1=4,67$  кг/ч;  $\varepsilon=14,3$ ); 2 — одноцилиндровый дизель ЧН  $\frac{11,4}{11,4}$  ( $n=2000$  об/мин;  $p_k=1,5$  кгс/см<sup>2</sup>;  $G_1=4,35$  кг/ч;  $\varepsilon=15,4$ ); 3 — выпускной клапан; 4 — место установки термомпары; 5 — впускной клапан

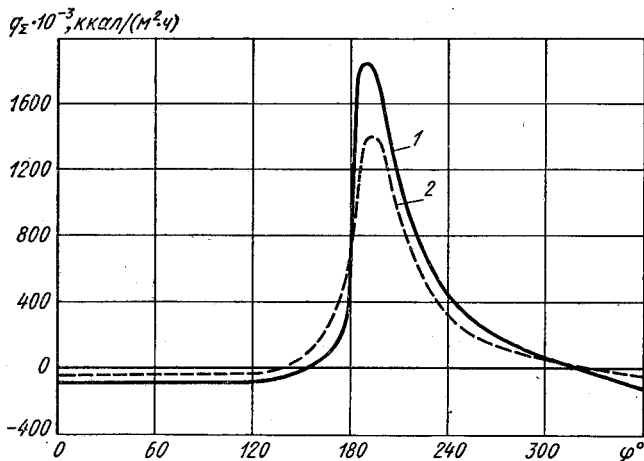


Рис. 53. Изменение удельного теплового потока  $q_{\Sigma}$  по углу поворота коленчатого вала в крышке цилиндра двухтактных дизелей с контурной поперечно-щелевой продувкой на режимах номинальной мощности:

1 — дизель 4Д  $\frac{19}{30}$ ; 2 — дизель 4ДР  $\frac{30}{50}$

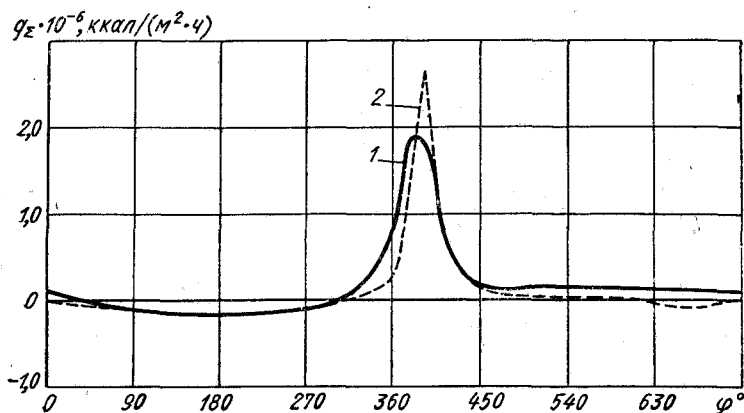


Рис. 54. Изменение удельного теплового потока  $q_z$  по углу поворота коленчатого вала в крышке цилиндра четырехтактных дизелей:

1 — дизель ЧН  $\frac{25}{27}$  ( $n=650$  об/мин;  $p_e=6,81$  кгс/см<sup>2</sup>); 2 — дизель ЧН  $\frac{31}{38}$  ( $n=600$  об/мин;  $p_e=6,8$  кгс/см<sup>2</sup>)

также имеющиеся отличия в размерах цилиндра, быстроходности и др.

Сравнение опытных данных (рис. 53), полученных при исследовании теплоотдачи от газа к крышке цилиндра двухтактных дизелей с поперечно-щелевой продувкой 4Д  $\frac{19}{30}$  и 4ДР  $\frac{30}{50}$ , показывает практически идентичный характер изменения удельного теплового потока. При этом в дизеле 4Д  $\frac{19}{30}$  значения  $q_z$  выше примерно на 25%, чем в дизеле 4ДР  $\frac{30}{50}$ . Учитывая, что температура и давление газа в течение рабочего процесса примерно одинаковые [ $p_z=60$  кгс/см<sup>2</sup>;  $T_z=1740 \div 1750$  К;  $p_i=5,82 \div 6,2$  кгс/см<sup>2</sup>;  $g_i=132 \div 135$  г/(л.с.·ч)], повышенное значение удельного теплового потока можно объяснить более высоким коэффициентом теплоотдачи вследствие несколько повышенных скоростей газа в цилиндре дизеля 4Д  $\frac{19}{30}$  и меньшего диаметра цилиндра.

При сравнении графиков изменения удельного теплового потока по углу поворота коленчатого вала в крышке цилиндра четырехтактных дизелей (рис. 54) ЧН  $\frac{25}{27}$  (Д70) и ЧН  $\frac{31}{38}$  [32] на режиме работы, основные параметры которого для обоих дизелей близки, следует учесть следующее. Точка замера в крышке цилиндра дизеля Д70 находится между выпускными клапанами, а в дизеле ЧН  $\frac{31}{38}$  между впускным и выпускным

$\alpha_{\Sigma} \cdot 10^{-3}, \text{ккал}/(\text{м}^2 \cdot \text{ч} \cdot ^\circ\text{C})$

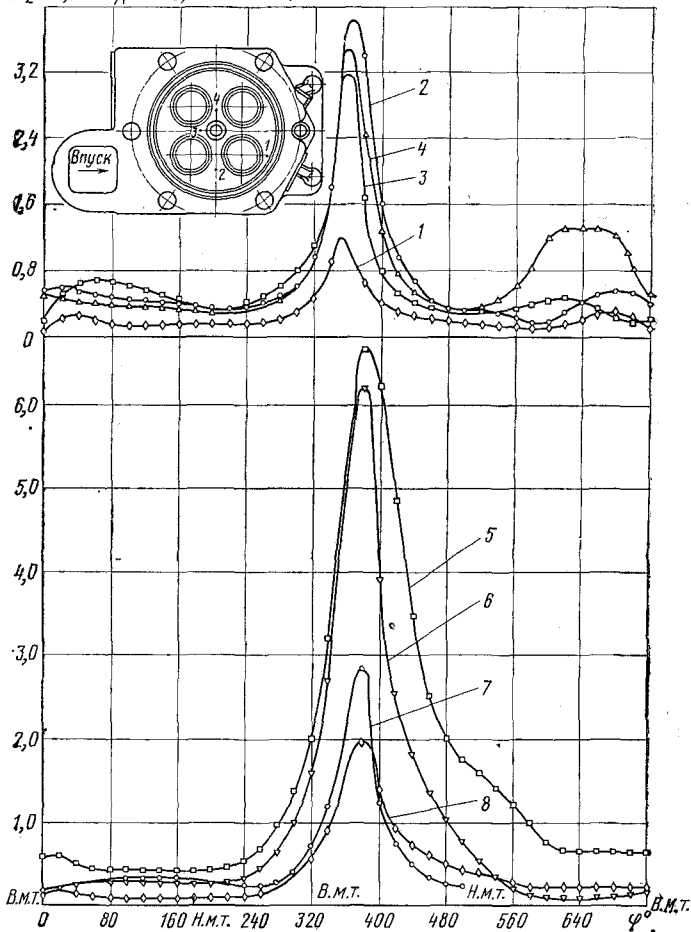


Рис. 55. Сравнение расчетных (локальных) коэффициентов теплоотдачи от газа к различным участкам дна крышки цилиндра дизеля Д70 на режиме номинальной мощности полученных по формуле (43), с расчетными  $\alpha_{\Sigma}$  по формулам других исследователей:

1, 2, 3, 4 — в точках соответственно I, II, III, IV по формуле (43); 5 — по формуле Пфлаума; 6 — по формуле Стамбулиану; 7 — по формуле Вошни; 8 — по формуле Эйхельберга

клапанами. Воспламенение топлива в дизеле Д70 (на сравнительном режиме) происходит в в.м.т., а в дизеле ЧН  $\frac{31}{38}$  через  $6^\circ$  после в.м.т. Указанные факторы в основном определяют некоторый фазовый сдвиг и разницу в величине максимальных значений удельного теплового потока.

Таким образом, сравнение полученных экспериментальных данных по мгновенным значениям суммарного удельного тепло-

вого потока с аналогичными результатами других авторов показывает вполне удовлетворительное совпадение. Это подтверждает в определенной степени правильность выбранного метода исследования и достоверность опытных данных.

Выше отмечалось, что все известные формулы (кроме формулы Лефевра [31]) предназначены для расчета осредненных для всей тепловоспринимающей поверхности коэффициентов теплоотдачи. Поэтому в принципе нельзя ожидать совпадения расчетных и опытных значений коэффициента теплоотдачи, что может быть проиллюстрировано графиками, приведенными на

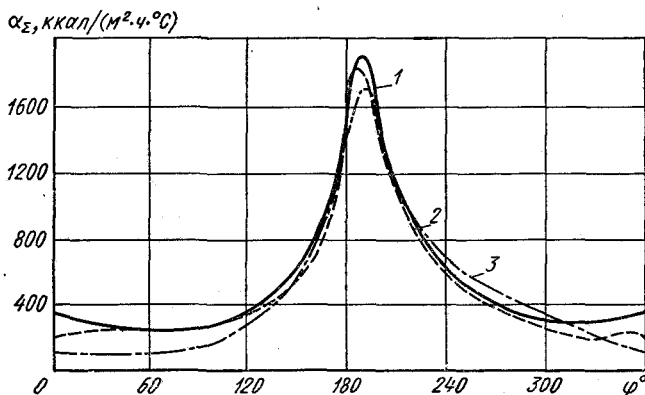


Рис. 56. Сравнение кривой коэффициента теплоотдачи от газа к днищу поршня дизеля  $4Д \frac{19}{30}$  на режиме номинальной мощности:

1 — экспериментальные значения; 2 — рассчитанные по формуле (43); 3 — рассчитанные по формуле Эльзера

рис. 55. Однако в тех случаях, когда местные значения удельного теплового потока мало отличаются между собой, рассчитанные по указанным выше формулам коэффициенты теплоотдачи могут быть близки к опытным значениям. Так, например, в различных точках плоского днища поршня дизеля с поперечно-контурной продувкой ( $4Д \frac{19}{30} М$ ) удельный тепловой поток по величине и характеру изменения по углу поворота коленчатого вала практически одинаков. Поэтому расчетные значения коэффициента теплоотдачи, полученные по формуле Эльзера, удовлетворительно совпадают с опытными (рис. 56). Аналогичные примеры приведены в работе Г. Вошни [38].

Сравнение расчетных значений коэффициента теплоотдачи по формуле Лефевра с опытными данными показывает, что принятие скорости вихревого движения газа в цилиндре постоянной в течение всего цикла приводит к значительному расхождению

дению расчетных и опытных значений коэффициента теплоотдачи, особенно в начале сжатия и в процессе расширения.

Большая сложность процесса теплообмена, особенно во время сгорания, и значительные трудности при его исследовании не позволяют еще получить универсальное критериальное уравнение, которое обеспечивало бы точный расчет локальных значений коэффициента теплоотдачи от газа к стенкам камеры сгорания дизелей различных типов.

Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные позволяют получить лишь эмпирическую критериальную зависимость для коэффициента теплоотдачи в элементарной форме. При этом для учета влияния на теплоотдачу некоторых факторов (например, движение газа, возникающее в процессе сгорания и др.) приходится пользоваться постоянными коэффициентами, которые налагают ограничения на использование такой зависимости. Тем не менее полученное автором критериальное уравнение (43), вывод которого основывается на экспериментальных данных исследования дизелей нескольких типов по единой методике, благодаря своей структуре позволяет более точно учитывать особенности теплообмена в цилиндре, чем формулы других исследователей, приведенные в табл. 7. В критериальном уравнении (43) учитывается влияние переменной по углу поворота коленчатого вала и изменяющейся по радиусу цилиндра тангенциальной составляющей скорости движения газа; влияние скорости нарастания давления при сгорании, определяющей уровень акустических колебаний газа, интенсифицирующих теплоотдачу; предусматривается, так же как и в формуле Эльзера, зависимость от коэффициента проникновения тепла, который является функцией температуры пристенного слоя, т. е. учитывается влияние температуры тепловоспринимающей поверхности; предусматривается раздельное определение радиационной составляющей теплоотдачи по разработанной методике.

Вполне очевидно, что предложенное уравнение для расчета локальных мгновенных значений коэффициента теплоотдачи не может полностью учитывать весь сложный механизм передачи тепла от газов к стенкам камеры сгорания. Однако опыт определения локальных граничных условий для расчета температурных полей в стенках деталей камеры сгорания различных дизелей показывает, что в случае использования уравнения (43) обеспечивается вполне удовлетворительная сходимостъ с опытными данными. Поэтому следует считать целесообразным дальнейшее проведение экспериментальных исследований локальных тепловых потоков, газодинамических условий теплообмена, а также развитие исследований локальных температур рабочего тела в цилиндре. Исследование локальных температур рабочего тела представляет собой сложную научно-техническую самостоятельную задачу. Первые попытки использования ско-



ростной цветной киносъемки и шпирен-процесса показали перспективность такого метода исследования температурного поля рабочего тела в процессе сгорания.

При проведении экспериментального исследования локальных удельных тепловых потоков определен интерес как практический, так и в части проведения обобщенного анализа представляет исследование влияния положения топливного факела на уровень и характер изменения теплового потока в наиболее нагретых, сопряженных с топливным факелом элементов тепловоспринимающей поверхности.

### Теплоотдача при переходном процессе

Эксплуатация дизелей, устанавливаемых на транспортные средства, буровых установках, землеройных машинах и др., характеризуется частыми изменениями частоты вращения коленчатого вала и нагрузки. Значительное время в процессе эксплуатации этих дизелей занимают так называемые неустановившиеся режимы работы.

Под неустановившимися режимами обычно понимают такие условия работы дизеля, которые характеризуются непрерывным изменением крутящего момента и угловой скорости коленчатого вала.

Последовательная совокупность переходных процессов изменения угловой скорости коленчатого вала, определяемых дисбалансом моментов двигателя и потребителя мощности, составляет неустановившийся режим работы в определенном интервале времени.

Если влияние неустановившихся режимов работы на рабочий процесс рассматривалось различными исследователями, то вопросы нестационарной теплоотдачи от газа к стенкам камеры сгорания на неустановившихся режимах в литературе практически не освещались. Поэтому экспериментальное определение удельных тепловых потоков и коэффициентов теплоотдачи в последовательном ряде рабочих циклов, составляющих в совокупности переходный процесс, и температуры стенок в течение этого режима представляет определенный научный и практический интерес. Тем более, что эти исследования проводились на современных форсированных дизелях с газотурбинным наддувом.

При проведении исследования было принято, что к отдельным рабочим циклам переходного процесса применима методика исследования нестационарной теплоотдачи в течение рабочего цикла на установившемся режиме работы. Была использована та же методика измерений и обработки опытных данных и измерительная аппаратура. Однако при регистрации параметров процесса в течение цикла на осциллограмме делались 18 отметок по углу поворота коленчатого вала, т. е. через

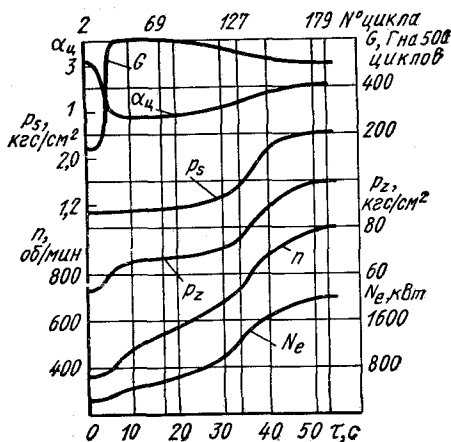


Рис. 57. Изменение основных параметров, характеризующих работу дизеля Д70 в процессе наброса нагрузки по генераторной характеристике

20°. Это обеспечивает более высокую точность обработки, в первую очередь индикаторных диаграмм, как наиболее чувствительных к точности определения временных интервалов.

Для более полного анализа теплообмена при переходном процессе одновре-

менно с температурными колебаниями, стационарной температурой и давлением газа в цилиндре регистрировались ход рейки топливных насосов, частота вращения коленчатого вала, эффективная мощность, давление наддува, расход воздуха с помощью мерного коллектора, выполненного по лемнискате Бернулли, и высоко чувствительного мембранного датчика с проволочными преобразователями.

Ниже приводятся некоторые результаты экспериментально-го исследования теплоотдачи от газа к днищу алюминиевого поршня дизеля Д70 во время переходного процесса.

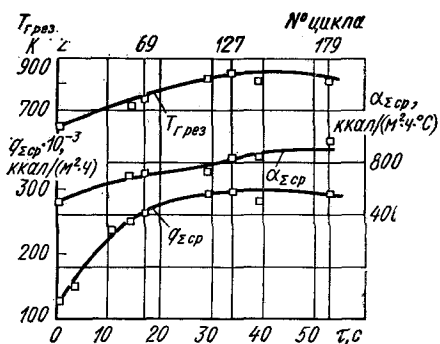
На рис. 57 представлены графики изменения основных параметров, характеризующих работу дизеля в процессе наброса нагрузки по генераторной характеристике [ $N_e = f(n)$ ] (при неизменном возбуждении при резком переводе контроллера с позиции, соответствующей 400 об/мин, на позицию, соответствующую номинальной частоте вращения (1000 об/мин). Из-за инерционности системы газотурбинного наддува с автономным турбокомпрессором давление наддува в первые 15—20 с крайне незначительно повышается, в то время как цикловая подача топлива достигает максимального значения. Коэффициент избытка воздуха в этот период близок к единице. Поэтому имеет место неполное сгорание и, как его показатель, сильное дымление. Температура газа в цилиндре достигает 1930К, что примерно на 200° превышает максимальную температуру сгорания на режиме номинальной мощности (69-й цикл переходного процесса).

Высокие концентрация сажистых частиц и температура газа в сочетании с вихревым движением газа обуславливают значительный рост суммарного удельного теплового потока. В днище поршня в процессе сгорания максимальные значения  $q_{\Sigma}$  достигают порядка  $(3-3,5) 10^6$  ккал/(ч·м<sup>2</sup>) и превышают  $q_{\Sigma \max}$  на ре-

жиме номинальной мощности примерно на 30%. Суммарные коэффициенты теплоотдачи в соответствии с изменением удельного теплового потока и температуры газа также достигают более высоких значений (на 30—35%), чем на режиме номинальной мощности при установившемся процессе. Такие тепловые потоки сопровождаются соответствующим ростом амплитуды

Рис. 58. Изменение усредненных за цикл параметров теплоотдачи в процессе наброса нагрузки по генераторной характеристике дизеля Д70:

$\alpha_{\Sigma \text{ ср}}$  — суммарный коэффициент теплоотдачи;  $q_{\Sigma \text{ ср}}$  — суммарный удельный тепловой поток;  $T_{\text{Грез}}$  — результирующая по теплоотдаче температура газа



ды температурных колебаний тепловоспринимающей поверхности алюминиевого поршня. При переходном процессе амплитуда температурных колебаний достигает  $11,5^\circ \text{C}$ , в то время как на режиме номинальной мощности составляет  $8^\circ \text{C}$ .

На рис. 58 приведены графики изменения усредненных за цикл параметров теплоотдачи  $\alpha_{\Sigma \text{ ср}}$ ,  $q_{\Sigma \text{ ср}}$  и в том числе результирующей по теплоотдаче температуры газа

$$T_{\text{Грез}} = \frac{\int_{\tau_0} \alpha_{\Sigma} T_{\text{Г}} d\tau}{\int_{\tau_0} \alpha_{\Sigma} d\tau}.$$

Можно считать, что значения  $q_{\Sigma \text{ ср}}$ ,  $\alpha_{\Sigma \text{ ср}}$  и  $T_{\text{Грез}}$  стабилизируются примерно через 40 с (от начала переходного процесса). Стационарная температура на поверхности доньшка поршня — примерно через 3 мин.

При резком уменьшении нагрузки двигателя, переводе контроллера с позиции, соответствующей номинальной частоте вращения (и номинальной мощности) до 400 об/мин, изменение основных параметров работы дизеля происходит быстрее, чем достижение параметров номинального режима при набросе нагрузки. Показатели теплоотдачи изменяются примерно с такой же скоростью, как при набросе нагрузки.

Примерно такой же характер изменения во время переходного процесса имеют параметры теплоотдачи от газа к стенкам камеры сгорания и в двухтактном дизеле с прямоточной продувкой и комбинированным газотурбинным наддувом типа 10Д100.

Следует отметить некоторые особенности теплообмена при переходном процессе.

При резком снижении температуры и давления газа в течение ряда последовательных циклов в процессе сброса нагрузки, когда коэффициент избытка воздуха в цилиндре превышает номинальное значение в 1,5 раза, значения коэффициентов теплоотдачи и удельных тепловых потоков превышают эти значения при идентичных параметрах рабочего процесса, но на установившихся режимах работы. Это происходит, вероятно, из-за интенсификации вихревого движения газа за счет переменной угловой скорости и изменяющегося давления наддува и противодавления.

Это явление имеет место при резком увеличении нагрузки с одновременным повышением частоты вращения.

Анализ осциллограмм изменения момента аэродинамической силы потока воздуха, в результате обработки которых были получены мгновенные значения тангенциальной составляющей скорости, показывает, что при неустановившихся режимах работы наблюдаются значительные пульсации скорости и возрастание их в процессе сжатия.

В случае резкого увеличения нагрузки при постоянной частоте вращения коленчатого вала изменения удельного теплового потока и коэффициента теплоотдачи примерно соответствуют изменениям этих величин при идентичных параметрах рабочего процесса на установившихся режимах. Это подтверждается также данными работы [32], в которой приводятся результаты сравнения суммарной и радиационной теплоотдачи в течение цикла установившегося режима работы и неустановившегося режима, вызванного внезапной нагрузкой при постоянной частоте вращения коленчатого вала. Сопоставление температурных колебаний (вызванных как суммарным тепловым потоком, так и радиационным) в обоих случаях показало их практическое совпадение.

Таким образом, можно считать, что при неизменной частоте вращения коленчатого вала и параметрах воздушного заряда газодинамические условия теплообмена в цилиндре двигателя относительно стабильны. Это предопределяет практическое совпадение удельных тепловых потоков и коэффициентов теплоотдачи на установившихся и неустановившихся режимах работы. Поэтому, если переходный процесс (резкое увеличение или уменьшение нагрузки) происходит при неизменной частоте вращения коленчатого вала, то для расчета теплообмена могут быть использованы зависимости, полученные для установившихся режимов работы.

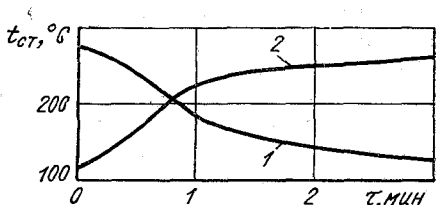
В связи с тем, что одной из задач исследования теплоотдачи в переходном процессе является разработка рекомендаций по заданию граничных условий для расчета температурных полей в стенках деталей цилиндропоршневой группы, целесооб-

разно рассмотреть некоторые результаты экспериментального определения изменения температуры на различных участках тепловоспринимающей поверхности камер сгорания форсированных четырехтактного и двухтактного дизелей.

Приведенные на рис. 59 графики изменения температуры стенки в течение переходного процесса свидетельствуют о плавном характере изменения осредненной за рабочий цикл температуры стенки и об отсутствии каких-либо резких изменений этой температуры в моменты времени, соответствующие резкому изменению температуры газа в цилиндре при резком увеличении нагрузки с одновременным увеличением частоты вращения. Это объясняется плавным характером изменения результирующей по теплоотдаче температуры газа (см., например,

Рис. 59. Изменение температуры доньшка поршня дизеля 2Д70 при:

1 — сбросе нагрузки; 2 — набросе нагрузки (изменение нагрузки по генераторной характеристике)



графики на рис. 57) и тепловой инерцией стенки объекта исследования. Поэтому на мгновенное изменение температуры газа и коэффициента теплоотдачи реагирует лишь изменяющаяся в течение цикла температура стенки на тепловоспринимающей поверхности. Увеличение амплитуды температурных колебаний в этом случае составляет примерно 25—30% (или 3—4° С для алюминиевого поршня) ее значения на установившемся режиме номинальной мощности.

Исследование тепловой инерции представляет собой крайне сложную задачу, особенно если учесть нестационарность процесса теплообмена в течение рабочего цикла, неравномерность температурного поля, неоднородность коэффициента теплоотдачи по тепловоспринимающей поверхности, наличие охлаждаемой стороны стенки и зависимость коэффициента теплоотдачи к охлаждающей жидкости от частоты вращения коленчатого двигателя.

В теории тепловой инерции получены общие аналитические решения только для весьма упрощенных случаев в предположении, что температура среды во всех ее точках одинакова и является только функцией времени, а коэффициент теплоотдачи на границе тела и среды принимается одинаковым на всей тепловоспринимающей поверхности и постоянным по времени. Тогда для различных видов функциональной зависимости температуры среды от времени может быть получен параметр, выражающий тепловую инерционность. В частности, когда темпе-

ратура среды неизменная  $t_{cp} = \text{const}$ , постоянная тепловой инерции

$$\epsilon_T = \frac{Vcp}{S\alpha}, \quad (46)$$

где  $V$  — объем тела;  $c$  — теплоемкость материала;  $\rho$  — плотность;  $S$  — наружная поверхность, через которую совершается теплообмен тела (системы) с внешней средой;  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи на границе тела и среды.

В этом конкретном случае постоянная тепловой инерции всецело определяет быстроту приближения системы к тепловому равновесию со средой. Если температура среды изменяется, например, со временем линейно, т. е.  $\frac{dt}{dt} = \text{const}$ , тогда параметр, выражающий тепловую инерционность, прямо пропорционален  $\epsilon_T$ , т. е. отставание температуры системы для среды для любого момента времени пропорционально  $\epsilon_T$ .

Согласно выражению (46)  $\epsilon_T$  определяется как частное от деления двух величин: первая  $\Phi = Vcp/S$ , которую в теории тепловой инерции принято называть «фактором системы», характерна для самой системы и определяется только ее свойствами независимо от внешних условий; вторая  $\alpha$  зависит от условий теплообмена системы с окружающей средой. Одна и та же система может иметь совершенно различную тепловую инерцию в зависимости от  $\alpha$ .

Анализ полученных опытных данных в свете основных положений элементарной теории тепловой инерции показывает следующее.

1. После 30—50 с от момента начала переходного процесса (меньшая цифра соответствует двухтактному дизелю) результирующая по теплоотдаче температура и коэффициент теплоотдачи (осредненный за цикл) стабилизируются. Таким образом, создаются условия, при которых может наступить регулярный режим, характеризующийся тем, что с момента его наступления температурное поле системы изменяется по экспоненциальному закону:

$$t_{cr} - t_{r_{рез}} = Ae^{-mt},$$

где  $A$  — постоянная величина;  $m$  — темп охлаждения (нагревания) — величина, обратная постоянной тепловой инерции;  $m = \frac{1}{\epsilon_T}$ .

Для алюминиевого неохлаждаемого поршня дизеля Д70 темп охлаждения составляет примерно  $m = 0,003$ , для крышки цилиндра  $m \approx 0,0042$ , для выпускного поршня дизеля 10Д100  $m \approx 0,0046$ .

Если воспользоваться выражением (46), то, например, для поршня Д70 получим значение  $\alpha_2 \approx 450$  ккал/(м<sup>2</sup>·°С), близкое

к значению  $\alpha_2$ , соответствующему режиму тепловозной характеристики при  $n = 400$  об/мин.

2. Для одной и той же детали, образующей камеру сгорания, скорость изменения температуры в начальный период переходного процесса в разных точках тепловоспринимающей поверхности значительно отличается. Например, в крышке цилиндра Д70 примерно в 2 раза ( $dt_{ст}/dt \approx 2,1$  и  $4,4^\circ \text{C/c}$ ). Большая скорость соответствует участкам с более интенсивным теплообменом между стенкой и газом.

В двухтактном дизеле 10Д100 с несколько более высокой интенсивностью теплоотдачи от газа к стенкам, чем в четырехтактном дизеле Д70, скорость изменения температуры выше.

3. Время стабилизации температуры тепловоспринимающей поверхности при набросе и сбросе нагрузки для различных двигателей значительно отличается. Для разных точек одного и того же участка тепловоспринимающей поверхности это различие в большинстве случаев незначительно. Время стабилизации увеличивается пропорционально величине набрасываемой нагрузки, что свидетельствует о влиянии уровня температуры газа и коэффициента теплоотдачи.

## Теплоотдача от стенок к охлаждающей жидкости

Достижение допустимого уровня температур в стенках деталей, образующих камеру сгорания, требует организации интенсивного и равномерного охлаждения.

Многообразие конструктивных схем охлаждения для однотипных деталей таких, как, например, поршни, затрудняет получение универсальной формулы для оценки интенсивности теплоотдачи.

Использование известных [19] критериальных зависимостей для случаев теплообмена в трубах, змеевиках, при обтекании пластин и т. д., не обеспечивает необходимой достоверности расчетных значений коэффициентов теплоотдачи. Поэтому приходится исследовать теплоотдачу при различных схемах охлаждения, обобщая опытные данные по каждой конструктивной схеме в отдельности, с целью получения критериальной зависимости для определения коэффициента теплоотдачи.

В этом направлении исследование (практически единственное) различных способов масляного охлаждения на статических моделях было проведено проф. Б. Я. Гинцбургом. Однако далеко не все особенности теплообмена между движущимся поршнем и охлаждающим маслом можно установить на статических моделях. Поэтому были проведены исследования теплоотдачи при различных способах масляного охлаждения во время натуральных испытаний дизелей.

Не менее сложны вопросы исследования теплоотдачи от стенок гильзы и крышки цилиндра к охлаждающей воде не только из-за многообразия конструктивных форм, но и из-за особых условий теплоотдачи таких, как, например, теплоотдача при изменении агрегатного состояния хладагента, влияние вибрации теплоотдающей стенки и др.

Ниже будут рассмотрены результаты экспериментального исследования теплоотдачи при различных системах масляного охлаждения поршней, теплоотдачи от стенок крышек и гильз цилиндров различной конструкции к охлаждающей воде. Полученные опытные данные обобщены с помощью теории подобия.



## Теплоотдача при циркуляционном масляном охлаждении поршней

Исследование теплоотдачи при циркуляционном масляном охлаждении проводилось на поршнях, у которых движение охлаждающего масла осуществляется по каналам с переменной кривизной. Поршни такой конструкции применяются, например, на тепловозных и судовых дизелях типа Д100, на дизелях фирм Майбах, Алко, Болдвин и др.

Особенность охлаждения такого типа заключается в хорошо организованном движении масла. Малые сечения каналов способствуют увеличению скорости движения масла и увеличению поверхности, омываемой маслом. Кроме того, при движении масла по криволинейным каналам возникает центробежный эффект, вызывающий турбулизацию потока даже при числах  $Re < Re_{кр}$ .

Исследование проводилось на поршнях различных конструктивных вариантов дизеля Д100. В днище поршней были смонтированы по 18—24 термопары, показания которых позволили построить температурные поля в двух сечениях и определить температуру на поверхности, омываемой маслом. С помощью телескопического устройства во время работы дизеля измерялся расход масла, проходившего через поршень, и его температура. Таким образом, определялись значения удельного теплового потока, проходящего через днище поршня в различных точках, и общего количества теплоты, отводимой от поршня охлаждающим маслом.

Изучение теплоотдачи в рассматриваемом случае представляет особый интерес еще и потому, что, как было установлено при испытаниях, начиная с определенной величины, рост расхода масла через поршень не сопровождался увеличением количества отводимой теплоты. Имело место даже некоторое уменьшение количества теплоты, отводимой от стенки доньшка в масло, и небольшое повышение температуры стенки.

В результате опытов были получены зависимости количества теплоты, отводимой маслом от поршня, средней температуры масла, охлаждающего доньшко поршня, температуры поверхности доньшка, омываемой маслом, от количества прокачиваемого через поршень масла. Эти данные позволили определить зависимость коэффициента теплоотдачи от средней скорости движения масла в каналах при разных температурах масла на входе в двигатель (рис. 60).

Как видно из графиков, при средних скоростях движения масла 1,9—2 м/с количество теплоты, отводимой маслом, достигает максимума и затем с дальнейшим ростом скорости снижается. Такой же характер имеет и зависимость средней температуры поверхности доньшка, омываемой маслом. В соответствии с этим коэффициент теплоотдачи также вначале

возрастает с увеличением скорости движения масла, а затем, начиная со скорости 1,9—2 м/с, уменьшается.

Такая зависимость коэффициента теплоотдачи от скорости движения охлаждающей жидкости оказалась несколько неожиданной, в связи с чем был исследован ряд факторов, оказывающих влияние на интенсивность теплоотдачи. Одним из таких факторов является вязкость масла, увеличение которой снижает коэффициент теплоотдачи. Действительно, с увеличением скорости охлаждающего масла (при постоянных граничных условиях на поверхности доньшка со стороны рабочего газа) температура его на выходе будет уменьшаться, следовательно, и средняя температура охлаждающего масла также будет уменьшаться, вызывая повышение вязкости. Но как следует из графиков, приведенных на рис. 60, разница в средней температуре масла для значений  $\omega_{ср}$ , равных 2 и 2,9 м/с, когда  $\alpha_m$  заметно уменьшается, составляет 2—3°С. Это приводит к снижению вязкости, например, масла Д11 на 10—12%. Если учесть, что обычно коэффициент теплоотдачи зависит от вязкости в степени 0,2—0,5, то вряд ли можно считать снижение вязкости главной причиной уменьшения теплоотвода от доньшка поршня в масло.

Другим фактором является воздействие сил инерции на поток масла в доньшке поршня. Если предположить, что даже в каналах с малой высотой стенки имеет место взбалтывание масла, то при полном заполнении каналов этот эффект может исчезнуть, и теплоотдача в масло уменьшится. С целью исключения возможного влияния взбалтывающего эффекта на теплоотдачу были проведены испытания в статических условиях. Поршень, снаряженный термометрами, погружался в соляную ванну, нагретую до 900°С. Через поршень прокачивалось масло, расход

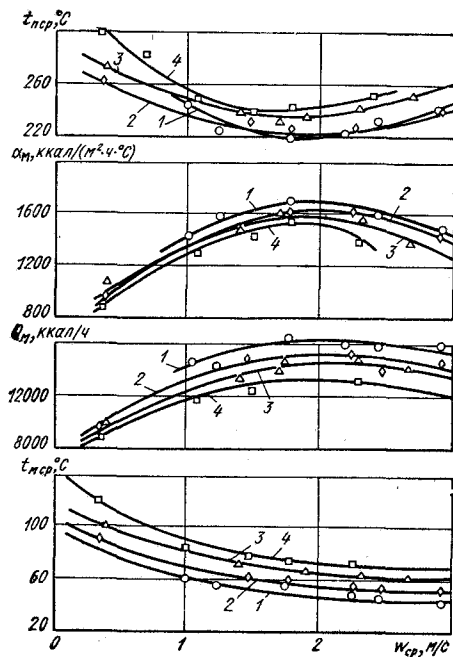


Рис. 60. Зависимость параметров теплоотдачи доньшка поршня к охлаждающему маслу от средней скорости движения масла:  
1 — температура масла на входе в поршень 30°С; 2 — то же, 40°С; 3 — то же, 50°С; 4 — то же, 60°С

и температура которого (на входе и выходе) измерялись. Таким образом, были получены зависимости температуры поршня, количества теплоты, отводимой маслом от поршня, в зависимости от скорости масла, которые изменяются аналогично изменению этих параметров на работающем дизеле (рис. 61). Максимальное значение количества теплоты, отводимой маслом, достигается при скорости  $\omega_{cp} \approx 4,2$  м/с. Этому

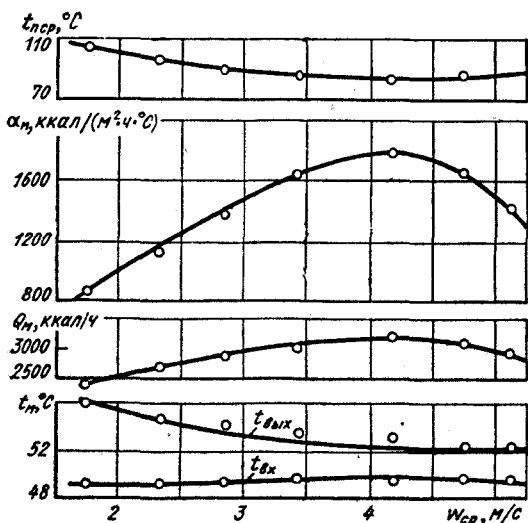


Рис. 61. Изменение параметров теплоотдачи от доньшка поршня к охлаждающему маслу от средней скорости движения масла (опыты при нагреве поршня в статических условиях)

и соответствует минимальная температура поверхности донца поршня. При сравнении результатов испытаний на работающем дизеле и в статических условиях следует учитывать, что подача масла в поршень на работающем дизеле носит пульсирующий характер. Столб масла, находящийся в осевом канале шатуна, во время работы двигателя подвержен действию сил инерции, которые на определенном угле поворота коленчатого вала способствуют и, наоборот, в другом положении препятствуют продвижению масла к поршню. Вследствие действия давления от сил инерции масло подается в поршень при повороте коленчатого вала примерно на  $170^\circ$ . Если максимальное значение количества теплоты, отводимой маслом, достигается при средней скорости движения масла, подсчитанной по часовому расходу при  $\omega_{cp} = 1,9 \div 2$  м/с, то истинная скорость (учитывая пульсирующий характер движения масла) составит примерно  $3,8 - 4$  м/с, что практически соответствует значению  $\omega_{cp} = 4,2$  м/с, полученному при статических испытаниях.

Таким образом, было установлено, что в обоих случаях при практически одном и том же значении скорости движения масла отвод тепла в масло достигает своего максимального значения, и, следовательно, такой характер протекания теплоотвода

В масло не является следствием специфических условий масляного охлаждения на работающем дизеле.

Дальнейшее исследование было проведено на прозрачной модели днища поршня, изготовленной из органического стекла. Модель была выполнена в масштабе 1 : 1. В каналах на трех радиусах были установлены перемычки с прикрепленными к ним шелковыми нитками. Через модель днища поршня прокачивалось масло, расход которого можно было изменять в широких пределах. Вязкость масла составляла 20—25 сСт, что примерно соответствует рабочим условиям.

Наблюдением было установлено, что по мере увеличения расхода масла нитки прижимаются к внутренней стенке криволинейного канала. При больших расходах, когда окружная скорость масла доходила до 3—4 м/с, наблюдалось выделение пузырьков воздуха у внутренней стенки.

Указанное явление объясняется известными положениями гидромеханики о движении жидкости по криволинейным каналам, когда под влиянием центробежных сил происходит изменение распределения давления таким образом, что у внутренней стенки происходит падение давления, а у наружной — увеличение. При этом у наружной стенки имеет место также и наибольшая скорость.

Теоретически это соответствует вынужденному вихревому движению.

Если в потоке жидкости, движущейся по криволинейному каналу, выделить элемент высотой  $l$ , ограниченный двумя плоскостями под углом  $d\beta$  и двумя цилиндрическими плоскостями с радиусами  $(r+dr)$  и  $r$ , и пренебречь бесконечно малыми величинами высшего порядка, то масса этого элемента

$$dm = \rho l r dr d\beta;$$

центробежная сила

$$dF = dm \frac{\omega^2}{r} = \rho \omega^2 l dr d\beta.$$

Этой силе будет соответствовать приращение давления на отрезке  $dr$

$$dp = \frac{dF}{dS} = \frac{\rho \omega^2 l dr d\beta}{l r d\beta} = \rho \frac{\omega^2}{r} dr$$

или

$$dp = \rho \omega^2 r dr. \quad (47)$$

Распределение давления вдоль радиуса может быть получено интегрированием уравнения (47) после подстановки в это уравнение зависимости  $\omega = f(r)$ .

В вынужденном вихре угловая скорость описывается в общем виде уравнением  $\omega = Cr^n$ , где  $n \geq 0$ , и его величина определяет степень изменения скорости и давления вдоль радиуса.

Тогда для общего случая вынужденного вихревого движения интеграл уравнения (47) имеет следующий вид:

$$\frac{p}{\rho} = C^2 \int r^{2n+1} dr = C^2 \frac{r^{2(n+1)}}{2(n+1)} + h.$$

В предельном случае давление у внутренней стенки должно равняться величине упругости паров жидкости при данной температуре. Следовательно, когда давление будет равно упругости паров, начинается образование пузырьков пара. Однако в реальной жидкости при понижении давления выделяется воздух, что также приводит к образованию пузырьков пара.

Таким образом, при достижении высокой скорости движения масла происходит отрыв потока от внутренней стенки и между жидкостью и стенкой появляется прослойка из пузырьков воздуха. Такая прослойка резко ухудшает теплоотдачу от внутренней стенки к жидкости.

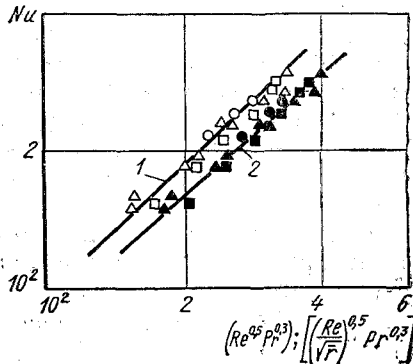


Рис. 62. Критериальные зависимости, полученные по результатам опытов на работающем дизеле:

1 —  $Nu = 0,87 Re^{0,5} Pr^{0,3}$ ;      2 —  $Nu = 0,75 (Re/\sqrt{r})^{0,5} Pr^{0,3}$

При проектировании поршней с циркуляционным охлаждением при движении масла по криволинейным каналам следует учитывать рассмотренное выше явление. В качестве ограничительного параметра можно предложить величину центростремительного ускорения потока масла, которое не должно превышать 25—30 *g*, или предельное число Дина  $Re/\sqrt{r} \leq 5000$ , которое ниже будет рассмотрено подробно. Для обобщения полученных экспериментальных данных по теплоотдаче от стенок к охлаждаемому маслу обработка опытных данных производилась в критериях подобия. Зависимость между критериями подобия была принята в виде степенных функций  $Nu = C Re^n Pr^m$ . Функциональная зависимость была определена экспериментальным путем, и, как это видно из графиков (рис. 62), имеет следующий вид:

$$Nu = 0,87 Re^{0,5} Pr^{0,3}. \quad (48)$$

В качестве определяющих параметров были приняты:

1) определяющая температура  $t_m = \frac{t_{мср} + t_{ст}}{2}$ , где  $t_{мср} =$

$= \frac{t_{\text{МВХ}} + t_{\text{МВЫХ}}}{2}$  — средняя температура масла и  $t_{\text{СТ}}$  — температура поверхности днища поршня, омываемой маслом;

2) определяющий размер — эквивалентный диаметр канала  $d_{\text{ЭКВ}} = \frac{4f}{\Pi}$ , где  $f$  — площадь поперечного сечения канала;  $\Pi$  — смоченный периметр;

3) определяющая скорость — средняя объемная скорость  $w_{\text{СР}}$  движения масла через данное сечение канала.

После подстановки значений критериев и соответствующих преобразований уравнение (48) примет вид

$$\alpha_{\text{М}} = 20,2 \lambda_{\text{М}}^{0,7} (c_{\text{РМ}} \rho_{\text{М}})^{0,3} \frac{V_{\text{М}}^{0,5} \Pi^{0,5}}{v_{\text{М}}^{0,2} f}, \quad (49)$$

где  $\lambda_{\text{М}}$  — коэффициент теплопроводности масла, ккал/(м·ч·°С);  $c_{\text{РМ}}$  — теплоемкость масла, ккал/(кг·°С);  $\rho_{\text{М}}$  — плотность масла, кг/м<sup>3</sup>;  $v_{\text{М}}$  — кинематическая вязкость масла, м<sup>2</sup>/с (указанные выше параметры являются функциями определяющей температуры);  $V_{\text{М}}$  — расход масла, л/мин;  $\Pi$  — смоченный периметр поперечного сечения канала, см;  $f$  — поперечное сечение канала, см<sup>2</sup>.

Если учесть, что  $\lambda$ ,  $c_{\text{Р}}$ ,  $\rho$  близки по своим значениям для обычно применяемых сортов дизельного масла, а произведение  $\lambda_{\text{М}}^{0,7} (c_{\text{РМ}} \rho_{\text{М}})^{0,3}$  незначительно изменяется от температуры, то уравнение (49) можно упростить и представить в виде

$$\alpha_{\text{М}} = 26 \frac{V_{\text{М}}^{0,5} \Pi^{0,5}}{v_{\text{М}}^{0,2}}.$$

Если использовать в качестве определяющего критерия число Дина  $\frac{\text{Re}}{\sqrt{r}}$ , где  $\bar{r} = \frac{r}{R_0}$  ( $r$  — радиус кривизны оси канала)

и представить критериальное уравнение как  $\text{Nu} = f\left(\frac{\text{Re}}{\sqrt{r}}, \text{Pr}\right)$ ,

то на основании обработки опытных данных функциональная зависимость может быть представлена в виде

$$\text{Nu} = 0,75 \left(\frac{\text{Re}}{\sqrt{r}}\right)^{0,5} \text{Pr}^{0,3}. \quad (50)$$

Условием применимости уравнения (50) является  $\frac{\text{Re}}{\sqrt{r}} <$

$< 5000$ .

Практически в выполненных конструкциях реализованы значения коэффициента теплоотдачи для данного способа масляного охлаждения около 2000 ккал/(м<sup>2</sup>ч·°С).

## Теплоотдача при инерционном масляном охлаждении поршней

Одним из способов интенсификации масляного охлаждения поршней является охлаждение взбалтываемым маслом, находящимся во внутренней полости поршня под действием сил инерции, возникающих при движении масла на работающем двигателе. Этот способ охлаждения поршней получил вначале наибольшее распространение в двухтактных дизелях, у которых относительная длина поршня больше, чем у четырехтактных ( $\frac{l_p}{D_0} \approx 1,5$  у двухтактных и  $\frac{l_p}{D_0} \approx 1$  у четырехтактных). Такой способ охлаждения применяется, например, в двухтактных отечественных дизелях 10Д100, 11Д45, в дизелях фирм Джeneral Моторс, Фербенкс—Морзе и др. В последнее время этот способ охлаждения нашел применение и в четырехтактных дизелях, например, Д49 фирмы МАН (V8V24/30) и др. Кроме того, при циркуляционном охлаждении, когда имеет место неполное заполнение каналов маслом, возникает также инерционный эффект охлаждения.

Различные конструкции поршней с охлаждением, взбалтываемым маслом, основываются на одном и том же принципе, заключающемся в следующем. Масло, поступающее через шатун (или неподвижное сопло), перемещается от средней части днища к периферии по кольцевым или радиальным каналам и заполняет объем во внутренней полости поршня (схема на рис. 63).

При движении поршня от н. м. т. к в. м. т. масло прижато к нижней стенке и движется вместе с поршнем. В момент, когда скорость поршня, достигнув максимального значения, начнет уменьшаться, масло по инерции продолжает двигаться со скоростью равной максимальной скорости поршня, и в какой-то момент времени ударяется о днище.

Эта скорость удара является определяющей. При движении поршня к н. м. т. масло перемещается к нижней стенке и вытекает через сливные отверстия. Одновременно с движением поршня к в. м. т. при подаче масла через сверление в шатуне происходит наполнение поршня свежим маслом.

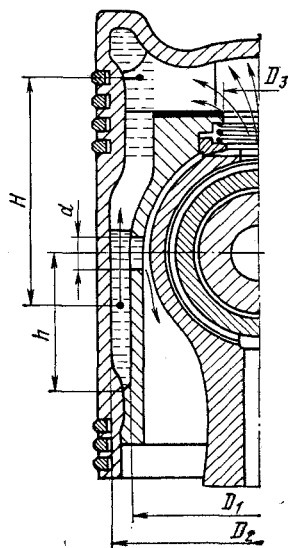


Рис. 63. Схема поршня с охлаждением взбалтываемым маслом

Скорость удара  $c_y$  о днище поршня определяется как разность между максимальной скоростью поршня  $c_{\max}$  и скоростью поршня  $c_{\tau_1}$  в момент времени, когда масло переместится к днищу поршня, т. е.  $c_y = c_{\max} - c_{\tau_1}$ . Таким образом, задача определения скорости удара сводится к определению момента времени  $\tau_1$ , когда масло переместится к днищу, так как закон изменения скорости поршня по углу поворота коленчатого вала известен для каждого двигателя.

За промежуток времени от момента, соответствующего максимальной скорости поршня  $\tau_{c_{\max}}$ , до момента  $\tau_1$  поршень переместится на расстояние

$$\Delta S = S_1 - S_{c_{\max}} = R_0 \left[ 1 + \frac{\lambda}{4} - \left( \cos \omega \tau_1 + \frac{\lambda}{4} \cos 2\omega \tau_1 \right) \right]. \quad (51)$$

Масло за этот же промежуток времени пройдет путь

$$\Delta S + H = c_{\max} (\tau_1 - \tau_{c_{\max}}), \quad (52)$$

где  $H$  — величина перемещения массы масла (см. рис. 63).

Тогда момент времени  $\tau_1$  может быть определен из совместного решения уравнений (51) и (52):

$$H = c_{\max} (\tau_1 - \tau_{c_{\max}}) - R \left[ 1 + \frac{\lambda}{4} - \left( \cos \omega \tau_1 + \frac{\lambda}{4} \cos 2\omega \tau_1 \right) \right] + S_{c_{\max}},$$

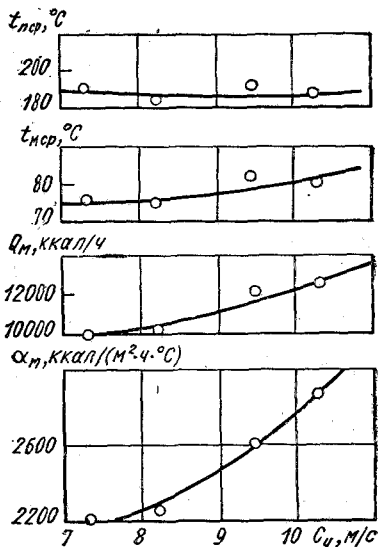
где  $R$  — радиус кривошипа;  $\lambda$  — отношение радиуса кривошипа к длине шатуна;  $\omega$  — циклическая частота вращения коленчатого вала;  $S_{c_{\max}}$  — путь, пройденный поршнем к моменту достижения им максимальной скорости.

Так как перемещение массы масла зависит также и от уровня сливных отверстий  $h_c$ , то, очевидно, и скорость удара будет зависеть от этого уровня. Действительно, при низком уровне масла перемещение его массы будет наибольшим, отсюда и скорость удара будет наибольшей. В другом случае, когда вся полость будет заполнена маслом, взбалтывания не будет.

Естественно, что значительная теплоотдача будет происходить лишь при интенсивном разрушении пограничного слоя за счет энергии удара, при котором происходит обновление масла в пограничном слое. Поэтому для каждой конструкции поршня существует оптимальный уровень сливных отверстий, при котором энергия движущегося масла максимальна. Это положение подтверждается опытами, проведенными при исследовании поршней различной конструкции с инерционной системой охлаждения. Приведенные выше соображения, поясняющие в какой-то степени механизм теплообмена при взбалтывании масла, основываются на положении, что возвратно-поступательное движение масла, заключенного во внутренней полости



Рис. 64. Зависимость параметров теплоотдачи от доньшка к охлаждающему маслу от скорости удара (при постоянном расходе масла через поршень)



поршня, практически подчиняется законам механики твердого тела. Для подтверждения этого положения были проведены опыты на специальной установке, представляющей собой обычный кривошипно-шатунный механизм. Поршень этой установки был изготовлен из оргстекла и имел внутренние полости, имитирующие сечение по оси поршневого пальца и перпендикулярное сечение поршня дизеля 10Д100. В указанные полости была залита жидкость вязкостью 15 сСт ( $15 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ ), что примерно соответствует применявшимся дизельным маслам при рабочих температурах. Максимальная скорость поршня установки могла доводиться до 11,5 м/с, что соответствует максимальной скорости поршня дизеля Д100 при  $n = 850$  об/мин.

С помощью электронного стробоскопа производилось фотографирование движущейся модели в различные моменты времени.

Наблюдение и полученные фотографии свидетельствуют о возможности применения для данного случая движения масла законов движения твердого тела.

Испытания поршней различных конструкций с инерционным масляным охлаждением непосредственно на работающем дизеле позволили получить экспериментальные зависимости параметров теплоотдачи от различных факторов: скорости удара масла (при изменении скорости за счет изменения скорости поршня, величины уровня сливных отверстий и т. д.), величины прокачки масла и др. В ходе испытаний измерялись температура стенки доньшка поршня, масла на входе и выходе из поршня, расход масла через поршень с помощью специального телескопического устройства. Это позволило получить количество теплоты, отводимое от поршня маслом, температурное поле доньшка поршня в нескольких сечениях.

На основании полученных опытных данных были подсчитаны значения коэффициента теплоотдачи от стенки доньшка поршня при различных гидромеханических условиях охлаждения. В качестве примера на рис. 64 приведены результаты экспериментального исследования серийного поршня дизеля

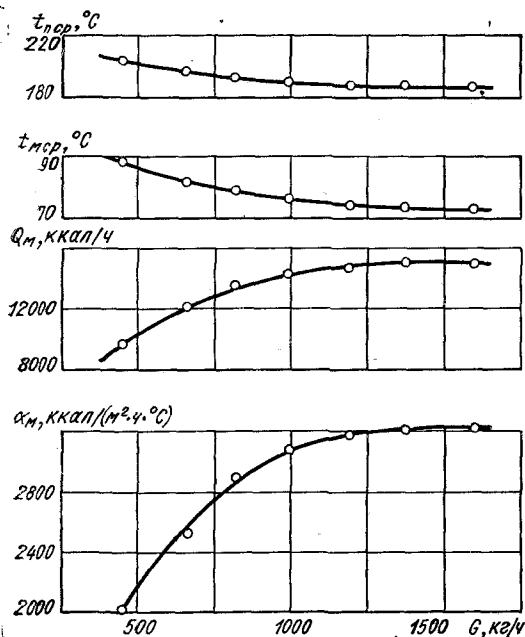


Рис. 65. Зависимость параметров теплоотдачи от донышка к охлаждающему маслу от расхода масла через поршень

10Д100. Эти данные показывают, что при постоянном расходе масла через поршень с ростом скорости удара за счет увеличения угловой скорости коленчатого вала количество теплоты, отводимой маслом, и коэффициент теплоотдачи возрастают. С увеличением расхода масла через поршень с 400 до 900—1000 кг/ч при всех прочих неизменных условиях (рис. 65) растет количество теплоты, отводимой маслом, и коэффициент теплоотдачи. Дальнейшее увеличение расхода практически не влияет на теплоотдачу от донышка в масло. Такое явление, вероятно, можно объяснить тем, что, начиная с некоторого оптимума (для данных размеров и кинематических параметров), увеличение расхода значительно переполняет (относительно сливных отверстий) внутреннюю полость поршня и снижает энергию удара. Это подтверждается опытом, когда при увеличенных сечениях сливных отверстий стабилизация теплоотдачи соответствует большим значениям расхода. Влияние уровня сливных отверстий было также проверено опытным путем. Так, при смещении оси сливных отверстий на 35 мм к днищу поршня от оси поршневого пальца коэффициент теплоотдачи уменьшается с 2800 до 2300 ккал/(м²·ч·°C), что можно объяснить уменьшением скорости удара с 10,2 до 6,7 м/с. Однако понижение уровня сливных отверстий хотя и повышает скорость удара, но при этом уменьшается масса взбалтываемого масла, что приводит к снижению энергии удара, и, как следствие, уменьшению коэффициента теплоотдачи.

С целью обобщения полученных опытных данных обработка результатов экспериментов производилась в критериях подобия.

Гидромеханические условия теплообмена при инерционном охлаждении поршней характеризуются скоростью удара некоторой массы масла о донышко и расходом масла, проходящего через поршень. Отсюда следует, что нельзя ожидать однозначного определения характера турбулентного движения масла, вызываемого как силами инерции, так и принудительной подачей масла в камеру охлаждения поршня, одним критерием  $Re$ , в который входят один определяющий размер и скорость. Поэтому в этом случае для характеристики гидромеханических условий были использованы два критерия Рейнольдса:  $Re_{cy} = \frac{c_y d_{эж}}{v_m}$  — критерий Рейнольдса, вычисляемый по скорости удара, где  $d_{эж} = D_2 - D_1$  — определяющий размер (см. схему на рис. 63);  $Re_v = 0,353 \frac{V_m}{D v_m}$  — критерий Рейнольдса, вычисляемый по расходу масла через поршень;  $D$  — определяющий размер,  $D = di^{0,5}$ ,  $d$  — диаметр сливного отверстия, мм;  $i$  — число отверстий;  $V_m$  — расход масла, м<sup>3</sup>/ч.

Для анализа влияния каждого из этих определяющих критериев на теплоотдачу были получены критериальные уравнения вида  $Nu = c Re^n$ .

Теплоотдача при учете скорости удара (расход масла через поршень поддерживался постоянным) описывается уравнением

$$Nu = 23,8 Re_{cy}^{0,33}; \quad (53)$$

при учете расхода масла через поршень

$$Nu = 8,1 Re_v^{0,56}. \quad (54)$$

При росте  $Re_v$  свыше 6400 теплоотдача не увеличивается и уравнение принимает вид  $Nu = const$ .

Если исходить из положения, что на тепловой пограничный слой воздействует суммарная кинетическая энергия, обусловленная составляющими скорости (скорость удара и скорость обтекания), то

$$E_{\Sigma} = \sum_{i=1}^n \rho \frac{w_i^2}{2}.$$

Соответственно этому выражению суммарная скорость для нашего случая

$$w_{\Sigma}^2 = c_y^2 + v_m^2,$$

а суммарный критерий Рейнольдса определится выражением

$$Re_{\Sigma}^2 = Re_{cy}^2 + Re_v^2.$$

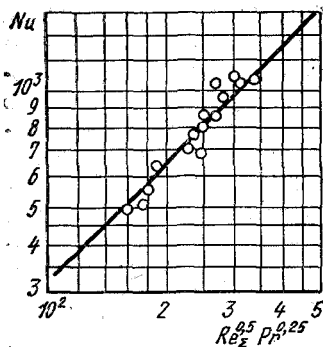


Рис. 66. Критериальная зависимость при совместном учете скорости удара и расхода масла:

$$Nu = 3,34 Re_{\Sigma}^{0,5} Pr^{0,25}$$

В формуле (54) допущена некоторая условность, так как в критерий  $Re_V$  не введен определяющий размер в направлении скорости обтекания доньшка поршня маслом, а в качестве определяющего размера принят диаметр сливных отверстий. Это допущение основывается на экспериментальных исследованиях, которые показали, что в поршнях с различными конструкциями внутренней полости днища, но с одинаковыми сечениями сливных отверстий были получены примерно одинаковые результаты по теплоотдаче.

Критериальное уравнение, описывающее теплоотдачу при инерционном масляном охлаждении поршней, было принято в виде  $Nu = c Re_{\Sigma}^n Pr^m$ .

В качестве определяющего критерия был использован критерий

$$Re_{\Sigma} = \sqrt{(0,1 Re_{c_y})^2 + Re_V^2}$$

Коэффициент при  $Re_{c_y}$  был получен из условия равенства критериальных уравнений (53) и (54) как отношение  $k = \frac{Re_V}{Re_{c_y}}$ .

Функциональная зависимость была определена на основании экспериментальных данных и, как видно из графика, приведенного на рис. 66, имеет следующий вид:

$$Nu = 3,34 [(0,1 Re_{c_y}^2 + Re_V^2) Pr]^{0,25}. \quad (55)$$

В качестве определяющей температуры была принята  $t_M$ .

После подстановки значений критериев и соответствующих преобразований уравнение (55) примет вид

$$\alpha_M = \frac{8,16 \lambda_M^{0,75} \rho_M^{0,25} c_{PM}^{0,25}}{d_{ЭК} D^{0,5} v_M^{0,25}} [(c_y d_{ЭК} D)^2 + 0,045 V_M^2]^{0,25}. \quad (56)$$

Если учесть, что  $\lambda$ ,  $\rho$ ,  $c_p$  мало отличаются для обычно применяемых сортов дизельного масла, а произведение  $\lambda_M^{0,75} \rho_M^{0,25} \times c_{PM}^{0,25}$  незначительно изменяется от температуры, то уравнение (56) можно упростить и представить в виде

$$\alpha_M = \frac{6,75 [(c_y d_{ЭК} D)^2 + 0,045 V_M^2]^{0,25}}{d_{ЭК} D^{0,5} v_M^{0,25}}.$$

Полученное критериальное уравнение позволяет с достаточной для практических целей точностью произвести расчет теплоотдачи от днища к маслу при охлаждении поршня взбалтываемым маслом. В уравнение входят также и параметры, определяющие конструктивные размеры масляной полости поршня, поэтому представляется возможным при проектировании поршней с инерционным масляным охлаждением производить оценку принятых конструктивных решений.

### Теплоотдача при струйном масляном охлаждении

Струйный способ масляного охлаждения поршней форсированных дизелей получил широкое распространение. При этом в большинстве случаев подача масла осуществляется с помощью форсунки, установленной в верхней головке шатуна. Практическая ценность этого способа заключается не только в достаточно эффективном охлаждении, но и в том, что он может быть относительно просто осуществлен и для поршней, по своей конструкции не охлаждаемых. Обычно в современных дизелях осуществляется принудительная смазка подшипника в верхней головке шатуна, поэтому установка в ней форсунки для опрыскивания внутренней поверхности днища поршня не представляет трудностей. Например, фирма МАК при форсировании своего четырехтактного дизеля  $\frac{D}{S} = \frac{38,5}{58}$  применила струйное масляное охлаждение алюминиевого поршня с помощью форсунки, установленной в верхней головке шатуна. Это позволило при форсировании дизеля более чем на 60% за счет введения газотурбинного наддува сохранить температуру поршня неизменной.

Для исследования теплоотдачи при струйном масляном охлаждении поршней были проведены экспериментальные исследования на опытных образцах четырехтактного форсированного дизеля типа Д70 с алюминиевыми поршнями и на двухтактном дизеле типа Д100 с чугунными поршнями.

В случаях масляного охлаждения поршней взбалтываемым маслом или циркуляционным охлаждением при подаче масла через верхнюю головку в шатуне средняя часть днища также охлаждается струйным способом.

В поршни устанавливалось от 18 до 26 термопар, эшелонированных по толщине днища, что позволило получить температурные поля и температуру внутренней поверхности днища. С помощью специально установленных термопар определялась температура масла, стекавшего с поверхности днища в картер.

Расход масла, проходящего через форсунку в верхней головке шатуна, для алюминиевых поршней определялся на различных режимах работы дизеля как разность расхода масла, подаваемого на коренную опору (от которой масло поступало в

шатуна) при установке форсунки и без нее при всех прочих равных условиях. В двигателе Д100 расход масла определялся на работающем двигателе с помощью телескопического устройства.

Таким образом, по данным этих измерений были определены температурные поля в стенках днищ поршней, удельный тепловой поток, проходящий через днище в различных сечениях, и общее количество теплоты, отводимой маслом от поршня.

Результаты исследования показывают, что при введении струйного охлаждения поршня, изготовленного из сплава АК-4, например, на режиме номинальной мощности дизеля 2Д70, обеспечивается снижение температуры днища поршня при всех прочих равных условиях в среднем на  $25^{\circ}\text{C}$ . При этом расход масла через форсунку, установленную в верхней головке шатуна, составляет примерно  $0,5 \text{ м}^3/\text{ч}$ , средний коэффициент теплоотдачи от внутренней поверхности днища в масло увеличивается на  $3100 \text{ ккал}/\text{ч}$ . Эта величина была определена по данным теплобалансовых испытаний нескольких двигателей при установленных форсунках в верхних головках шатунов и без них. Если, используя снятые температурные поля в головке поршня, подсчитать среднее значение удельного теплового потока, то при поверхности площадью  $0,02 \text{ м}^2$ , опрыскиваемой маслом, общее количество теплоты, отводимой в масло, составит  $4760 \text{ ккал}/\text{ч}$ . Таким образом, без опрыскивания внутренней поверхности масла через форсунку в верхней головке шатуна от днища поршня в масло отводится  $1660 \text{ ккал}/\text{ч}$ , чему соответствует значение коэффициента теплоотдачи порядка  $600 \text{ ккал}/(\text{м}^2 \cdot \text{ч} \cdot ^{\circ}\text{C})$ . Из литературных источников известно, что коэффициент теплоотдачи от внутренней поверхности днища поршня при барботаже, когда теплота от днища поршня передается картерному газу и маслу, которое может быть в виде мелких брызг и пара, практически составляет  $70\text{--}120 \text{ ккал}/(\text{м}^2 \cdot \text{ч} \cdot ^{\circ}\text{C})$ . Это в  $5\text{--}8$  раз меньше полученных значений. Примерно такое же соотношение было получено и в других опытах, где специально определялся коэффициент теплоотдачи в случае прекращения подачи масла к верхней головке шатуна.

Следовательно, определенный охлаждающий эффект обеспечивается за счет попадания части масла, выбрасываемой через зазор между поршневым пальцем и подшипником верхней головки шатуна (в пространство между бобышками и верхней головкой) на внутреннюю поверхность днища.

Для обобщения полученных экспериментальных данных по теплоотдаче от днища поршней к охлаждающему маслу обработка их производилась в критериях подобия.

Зависимость между критериями подобия была принята в виде степенных функций  $\text{Nu} = \text{CRe}^n \text{Pr}^m$ .

Для струйного охлаждения поршней при подаче масла через форсунку в верхней головке шатуна указанная выше функциональная зависимость имеет вид

$$Nu = 0,18Re^{0,63} Pr^{0,38}. \quad (57)$$

В качестве определяющих параметров приняты:

температура  $t_m$  и  $t_{ст}$ ;  
 линейный размер — эквивалентный диаметр  $d_{эв}$ ;  
 скорость истечения масла через форсунку, выраженная через объемный расход масла.

После подстановки значений символов и некоторых преобразований уравнение (57) можно представить в виде

$$\alpha_m = 343 \frac{v_m^{0,63} \lambda_m^{0,62} c_{p,m}^{0,38} \rho_m^{0,38}}{d^{1,63} i^{0,81} v_m^{0,25}}. \quad (58)$$

Формула (58) может быть упрощена, если учесть, что для применяемых сортов дизельного масла  $\lambda$ ,  $c_p$ ,  $\rho$  различаются незначительно, а произведение  $\lambda_m^{0,62} c_{p,m}^{0,38} \rho_m^{0,38}$  мало изменяется в зависимости от температуры.

Тогда

$$\alpha_m = 846 \frac{v_m^{0,63}}{d^{1,63} i^{0,81} v_m^{0,25}}. \quad (59)$$

Уравнение (57), так же как и формулы (58) и (59), применимо в пределах изменения  $Re = 500 \div 5000$  при условии, что расстояние от форсунки до опрыскиваемой поверхности находится в пределах 30—60 мм.

Для случая охлаждения днища поршня маслом, выбрасываемым через зазор между поршневым пальцем и подшипником верхней головки шатуна, ориентировочный расчет коэффициента теплоотдачи можно производить по критериальному уравнению

$$Nu = 0,002Re^{0,5} Pr^{0,3}. \quad (60)$$

В отличие от уравнения (57) в этом уравнении в качестве определяющего линейного размера принимают эквивалентный диаметр  $d_{эв}$ , равный диаметральному зазору в подшипнике верхней головки шатуна.

В связи с невозможностью точного определения количества масла, которое попадает на внутреннюю поверхность днища в рассматриваемом случае, было условно принято, что половина объемного расхода масла попадает на днище поршня.

Уравнение (60) после подстановки значений символов с учетом того, что произведение  $\lambda_m^{0,7} c_{p,m}^{0,3} \rho_m^{0,3}$  незначительно зависит

от сорта обычно применяемых масел и температуры, можно представить в виде

$$\alpha_m = 4,3 \frac{V_m^{0,5}}{(D_B - D_n)^{1,5} v_m^{0,2}}, \quad (61)$$

где  $V$  — половина расхода масла через подшипник верхней головки шатуна, л/мин;  $D_B$  — диаметр подшипника верхней головки шатуна, мм;  $D_n$  — диаметр поршневого пальца, мм.

Применимость уравнения (61) ограничена пределами изменения  $Re = 6000 \div 50\,000$ .

Приведенные выше уравнения (57) и (60) обобщают опытные данные, полученные при натуральных испытаниях дизелей, поэтому они с большей степенью достоверности позволяют произвести расчет теплоотдачи от доньшка поршня к маслу, чем по формулам, полученным на основе экспериментов на статических моделях.

### **Гидравлическое сопротивление масляной магистрали кривошипно-шатунного механизма.**

#### **Расчетное определение расхода масла через поршень**

Эффективность теплоотдачи при любом способе масляного охлаждения поршней зависит от расхода масла, проходящего через поршень. Поэтому при создании нового двигателя или его модернизации необходимо еще на стадии проектирования производить расчеты масляной системы и расхода масла.

Расчет расхода масла через неподвижно установленное сопло может быть выполнен на основе известных методов расчета гидравлических магистралей. Наибольшие трудности встречаются при определении расхода масла в случае, когда оно поступает в поршень через каналы в коленчатом валу и осевой канал в шатуне, т. е. через участки подвижной магистрали. В этом случае на перемещение масла, кроме давления, создаваемого насосом, существенное влияние оказывает давление от сил инерции столба масла, находящегося в движущихся участках магистрали.

Кроме этого, необходимо оценить гидравлическое сопротивление зазоров в коренном, шатунном и головном подшипниках; каналов в коленчатом валу, шатуне, канавок в подшипниках и др. Таким образом, надо располагать данными о суммарном давлении масла и суммарном гидравлическом сопротивлении масляной магистрали от подвода масла к коренной опоре до выхода на теплоотдающую поверхность поршня.

Инерционное давление масла в магистрали кривошипно-шатунного механизма может быть рассчитано, например, по ме-



тодике, предложенной Б. Я. Гиндбургом:

$$p_{ин} = \frac{\rho_m}{2 \cdot 10^{-4}} \omega^2 R^2 \left[ 1 - \left( \frac{\cos \varphi}{\cos \beta} \right)^2 + 2 \left( \frac{h_n}{R} + \frac{\cos \beta}{\lambda} \right) (\cos \varphi + \lambda \cos 2\varphi) \right], \quad (62)$$

где  $h_n$  — расстояние от оси поршневого пальца до конца участка магистрали, движущегося с поршнем, м.

По выражению (62) подсчитывается суммарный напор масла, создающийся силами инерции в каждом из участков магистрали: в кривошипе — канал, соединяющий коренную шейку с шатунной; осевой канал в шатуне; участок магистрали, движущийся поступательно с поршнем. При выводе формулы (62) было сделано допущение, что ускорение элементов масла, заключенных в масляной магистрали, равно ускорениям соответствующих участков подвижной магистрали. Такое предположение основывается на том, что относительная скорость движения масла по магистрали примерно на два порядка меньше максимальных скоростей элементов магистрали (в поршне, шатуне и др.).

По приведенной выше методике были подсчитаны изменения инерционных давлений масла в подвижной магистрали дизелей типа Д70, 10Д100 и СМД18Н. Результаты расчетов приведены в виде графиков на рис. 67. Как следует из этих графиков, инерционные давления в течение времени, соответствующего примерно  $82^\circ$  угла поворота коленчатого вала в обе стороны от в. м. т., способствуют продвижению масла к поршневому пальцу. При всех других положениях они препятствуют такому продвижению. В н. м. т. эти отрицательные инерционные давления достигают, например, в дизеле 10Д100  $6 \text{ кгс/см}^2$ , в то время

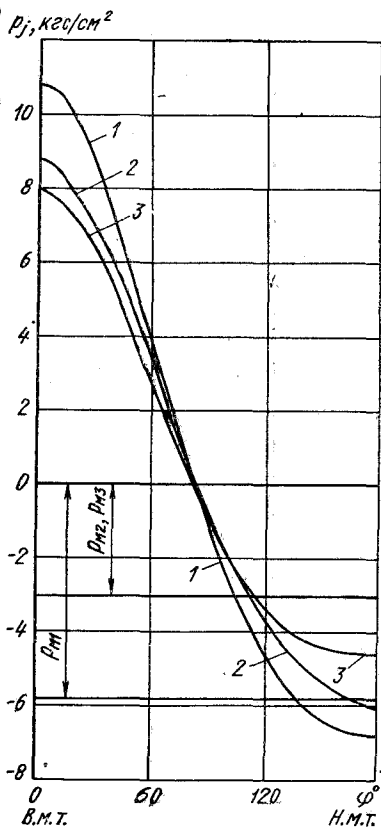


Рис. 67. Изменение инерционного давления в подвижной масляной магистрали различных дизелей:

1 — Д70; 2 — 10Д100; 3 — СМД18Н

как давление масла  $p_n$ , создаваемое насосом, на входе в масляный коллектор составляет примерно  $3 \text{ кгс/см}^2$ . Естественно, что в элементах подвижной системы давление масла, создаваемое насосом, меньше, чем на входе в двигатель. Так, например, давление масла уже в коренных опорах дизеля 10Д100 примерно на  $0,5 \text{ кгс/см}^2$  меньше, чем на входе в масляный коллектор. Таким образом, начиная примерно с угла  $110^\circ$  после в. м. т. масло не будет поступать в верхнюю головку шатуна, а будет иметь место отток масла из подвижной магистрали при угле  $\pm 60^\circ$  около н. м. т.

Небезынтересно отметить, что при установке невозвратных клапанов в нижней головке шатуна дизеля Д100 существенно увеличивается расход масла через осевое отверстие в шатуне за счет устранения оттока масла. Однако ликвидация оттока масла значительно ухудшает условия смазки шатунных подшипников и, как следствие, резко снижает работоспособность шатунных подшипников. В связи с этим невозвратные клапаны на дизелях 2Д100 и 10Д100 не устанавливались.

Как уже упоминалось выше, для расчета расхода масла через поршень необходимо располагать также и данными о гидравлическом сопротивлении масляной магистрали. Многообразие геометрических форм и размеров отдельных элементов магистрали и специфические условия работы этих элементов не дают возможности аналитическим путем точно подсчитать гидравлическое сопротивление. В связи с этим важное значение имеет накопление опытных данных и их соответствующая обработка.

Экспериментальным путем на работавших дизелях были определены гидравлические сопротивления масляных магистралей дизелей типа Д100, Д70 и Д50. Было изучено влияние изменения конструкции вкладышей подшипников (канавочные и бесканавочные, различные размеры канавок), величин зазоров, частоты вращения коленчатого вала и др. на гидравлическое сопротивление и расход масла через поршень. В статических условиях для оценки гидравлического сопротивления отдельных участков подвижной масляной магистрали определялись падение давления масла и расход масла для данного участка.

Гидравлическое сопротивление участка или всей магистрали определялось как отношение потери давления к квадрату объемного расхода масла:

$$\Omega = \frac{\Delta p}{V_m^2},$$

где  $\Delta p$  — потеря давления;  $V_m$  — объемный расход.

Однако, учитывая, что даже в отдельных элементах участка масляной магистрали может иметь место ламинарный и турбулентный режимы течения, при обработке опытных данных зави-

симось  $\Delta p = f(V_M)$  записывалась в виде двухчленного полинома

$$\Delta p = AV_M + BV_M^2. \quad (63)$$

Обработка опытных данных позволила определить зависимости вида (63) для полного сопротивления магистрали от трубки подвода масла к коренному подшипнику до выхода его из верхней головки шатуна (таб. 8).

Таблица 8

Сопротивление масляной магистрали различных дизелей

Дизель	Сопротивление магистрали $\Delta p$ , кгс/см <sup>2</sup>	Примечание
10Д100	$\Delta p = 0,275V_M + 0,0062V_M^2$	Подвод масла от коренной шейки к шатунной по двум отверстиям из смежных коренных шеек; рабочие вкладыши без кольцевой канавки
	$\Delta p = 0,988V_M + 0,001875V_M^2$	То же, вкладыши с кольцевой канавкой
	$\Delta p = 0,178V_M + 0,0011V_M^2$	То же, по одной трубке; вкладыши с кольцевой канавкой
Д70	$\Delta p = 0,553V_M + 0,015V_M^2$	То же, по главному шатуну. Рабочие вкладыши бесканавочные, нерабочие — канавочные
Д50	$\Delta p = 0,722V_M + 0,0007V_M^2$	То же, коренные вкладыши — канавочные, шатунные — бесканавочные

Было также установлено, что для всех исследуемых двигателей сопротивление масляной магистрали обратно пропорционально частоте вращения коленчатого вала в степени 1,5. Так, например, для дизелей типа Д100 и Д70 эта зависимость выражается соответственно

$$\Delta p = 0,155V \left( \frac{n}{850} \right)^{1,5}; \quad \Delta p = 0,7V \left( \frac{n}{1000} \right)^{1,5}.$$

Большое влияние на подачу масла в поршень оказывает конструктивное выполнение вкладышей подшипников, и в первую очередь коренных. При всех прочих равных условиях наличие кольцевой маслоподводящей канавки в средней части вкладыша создает наименьшее гидравлическое сопротивление подачи масла к поршню. Однако необходимость повышения несущей способности подшипников приводит к тому, что рабочие вкладыши (шатунный — верхний, коренной — нижний) выпол-

няют без кольцевой канавки, а нерабочие — с кольцевой канавкой. Поэтому было проведено экспериментальное исследование влияния длины маслоподводящих канавок в рабочем коренном вкладыше на расход масла через поршень дизеля 10Д100. Результаты экспериментального исследования (рис. 68) показывают, что увеличение длины бесканавочной части значительно снижает расход масла через поршень. Например, при переходе

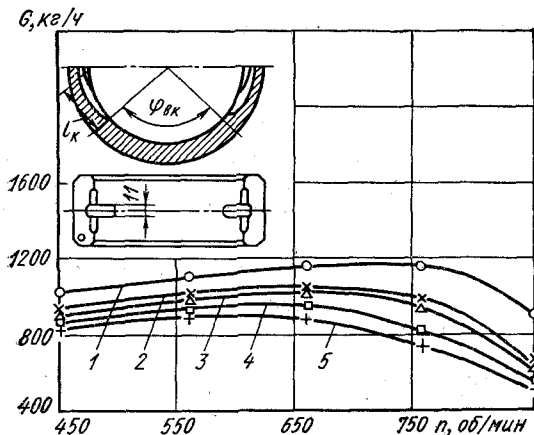


Рис. 68. Зависимость расхода масла через поршень от длины бесканавочной части рабочего вкладыша коренного подшипника:

1 —  $\varphi=0$ ; 2 —  $\varphi=100^\circ$ ; 3 —  $\varphi=120^\circ$ ; 4 —  $\varphi=140^\circ$ ; 5 —  $\varphi=150^\circ$

от канавочного вкладыша к вкладышу с бесканавочной частью, определяемой углом  $\varphi_{вк}=100^\circ$ , расход масла уменьшается приблизительно на 25%, при  $\varphi_{вк}=150^\circ$  на 40%. Увеличение же ширины канавочной проточки приблизительно на 35% практически не привело к изменению расхода масла через поршень. Это свидетельствует о том, что в гидравлическом сопротивлении определяющим является длина  $l_k$  канавки, т. е. геометрический параметр, связанный с временем «гидравлического контакта» отверстия в шейке коленчатого вала с маслоподводящей канавкой.

Гидравлическое сопротивление отдельных элементов масляной магистрали характеризуется полученными эмпирическими зависимостями вида  $\Delta p=f(V_M)$ . Так, например, для дизеля 10Д100 гидравлическое сопротивление участка от масляного коллектора (трубка подвода масла к коренной опоре) до коренного подшипника, характеризуется зависимостью  $\Delta p=0,018 V_M + 0,00027 V_M^2$ .

Зависимость расхода масла через зазор между поршневым пальцем и втулкой во вставке поршня (с инерционным охлаждением) дизеля 10Д100 от потери напора  $\Delta p=0,00953 V_M + 0,0524 V_M^2$ .

Зазоры в подшипниках коленчатого вала, и особенно в коренных подшипниках, оказывают большое влияние на подачу

масла в поршни, так как утечки через подшипники зависят в третьей степени от величины зазоров. Так, результаты испытания опытного одноцилиндрового дизеля Д100 показывают, что увеличение зазора в коренных подшипниках с 0,17 до 0,27 мм значительно уменьшает расход масла через поршень. Это видно из приведенных зависимостей:

$$\text{при зазоре } 0,17 \text{ мм } \Delta p = 0,219V_M - 0,0029V_M^2;$$

$$\text{при зазоре } 0,27 \text{ мм } \Delta p = 0,378V_M - 0,00929V_M^2.$$

Приведенные выше данные показывают, что аналитически очень трудно учесть влияние того или иного конструктивного фактора на гидравлическое сопротивление магистрали. Поэтому достоверные результаты могут быть получены лишь экспериментальным способом, когда определяется зависимость потери давления от расхода масла. Однако имеющиеся опытные данные и использование известных зависимостей для расчета гидравлического сопротивления отдельных элементов масляной магистрали позволяют приблизительно определять сопротивление магистрали расчетным путем (табл. 9). Такой расчет хотя и носит приближенный характер, но необходим при проектировании новых двигателей, модернизации существующих и др.

Местные сопротивления — закругления, изгибы и др. — вызывают потерю давления, которое пропорционально коэффициенту сопротивления  $\epsilon$  и квадрату скорости движения масла. Гидравлическое местное сопротивление может быть найдено, например, для элементов с круглым сечением по формуле  $R = \frac{2\rho\epsilon}{\pi d^2g}$ , где коэффициент местных сопротивлений  $\epsilon$  может определяться по справочным данным для нефтепродуктов.

Определив гидравлическое сопротивление магистрали, можно получить зависимость между мгновенным расходом  $V_M$  и потерей давления  $\Delta p$  типа (63). Потеря давления  $\Delta p$  представляет собой сумму давлений масла в коллекторе и инерционного давления. Суммарное давление определяется из графика, приведенного на рис. 67, если ниже нулевой линии отложить величину давления в масляном коллекторе (после насоса).

При расчете расхода масла предполагается, что магистраль всегда остается заполненной маслом, и в каждый момент времени расход соответствует тому расходу, который имелся бы при установившемся движении под воздействием суммарного давления. Тогда, имея зависимости суммарного давления от угла поворота коленчатого вала и расхода от суммарного давления, можно получить значения мгновенного расхода в зависимости от угла поворота коленчатого вала. Средняя по времени величина расхода

$$V_{\text{ср}} = \frac{1}{\Phi_2 - \Phi_1} \int_{\Phi_1}^{\Phi_2} V_M(\Phi) d\Phi.$$

## Гидравлическое сопротивление отдельных участков масляной магистрали

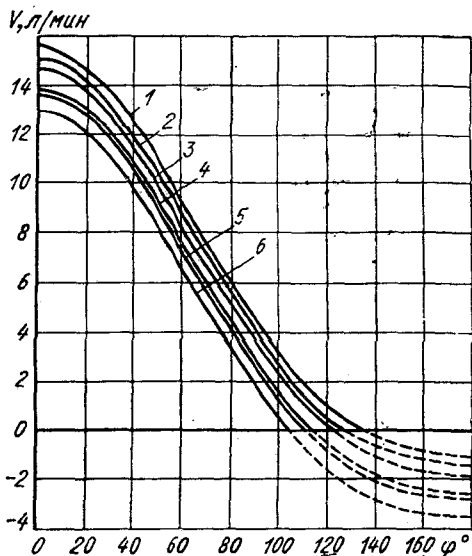
Элементы маслоподводящей системы	Расчетная формула $\Omega$ , кгс·с <sup>2</sup> /м <sup>3</sup>	Обозначения
Канал с круглым поперечным сечением (трубка подвода масла к коренному подшипнику; канал, соединяющий коренную шейку с шатунной; осевой канал в стержне шатуна)	$\Omega = \frac{128\mu l}{\pi d^4 V_M}$	$\mu$ —коэффициент динамической вязкости, кгс·с/м <sup>2</sup> ; $l$ —длина канала, м; $d$ —диаметр канала, м; $V_M$ —объемный расход масла, м <sup>3</sup> /с
Подшипник с маслопроводящей канавкой на его поверхности (коренной, шатунный и головной подшипники)	$\Omega = \frac{3\mu(L-b)}{\pi \left(1 + \frac{2}{3}\chi^2\right) d \delta^3 V_M}$	$L$ —длина подшипника, м; $b$ —ширина маслоподводящей канавки, м; $\chi = \frac{e}{D-d}$ —относительный эксцентриситет; $D$ —диаметр подшипника м; $d$ —диаметр вала, м; $e$ —эксцентриситет, м; $\delta = \frac{D-d}{2}$ —радиальный зазор, м
Многодырчатая форсунка в верхней головке шатуна для подачи охлаждающего масла	$\Omega = \frac{128\mu l}{\pi d^4 V_M^2} + \frac{\rho \varepsilon}{2g \left(i \frac{\pi}{4} d^2\right)^2}$	$i$ —число отверстий; $d$ —диаметр отверстия, м; $\rho$ —плотность масла, кг/м <sup>3</sup> ; $\varepsilon$ —коэффициент сопротивления

В качестве примера на рис. 69 приведены графики изменения мгновенного расхода масла по углу поворота коленчатого вала через форсунку, установленную в верхней головке главного шатуна дизеля Д70 при  $n=1000$  об/мин и разных давлениях масла на входе в двигатель. Сопоставление с опытными данными показывает, что расчетное значение  $V_{M\text{ ср}}$  на 22% меньше, чем это получено экспериментально (для давления  $p_M = 5,8$  кгс/см<sup>2</sup>). В ряде других случаев было получено еще большее различие расчетных и экспериментальных величин. Однако из этого не следует, что расчетная методика не может обеспечить лучшее совпадение с экспериментальными данными. Необходимо учитывать, что при расчете трудно учесть гидравлическое сопротивление различных конструктивных форм, большое влияние еще оказывают на величину гидравлического сопротивления различия в размерах отдельных элементов, величинах зазоров, которые не учитываются при обычных обмерах. Кроме

того, небольшое изменение температуры масла оказывает существенное влияние на вязкость масла, поэтому необходима точная оценка температуры. В связи с этим при проектировании масляной магистрали и расчетном определении расхода масла

Рис. 69. Изменение мгновенной прокачки масла через форсунку, установленную в верхней головке шатуна дизеля Д70, при  $n=1000$  об/мин и разных давлениях масла на входе в двигатель:

1 —  $p_M = 5,8$  кгс/см<sup>2</sup>; 2 —  $p_M = 5,3$  кгс/см<sup>2</sup>; 3 —  $p_M = 4,8$  кгс/см<sup>2</sup>;  
4 —  $p_M = 4,0$  кгс/см<sup>2</sup>; 5 —  $p_M = 3,8$  кгс/см<sup>2</sup>; 6 —  $p_M = 3,0$  кгс/см<sup>2</sup>



через поршень для обеспечения необходимого его охлаждения следует опираться на уже накопленный опыт по экспериментальному определению гидравлического сопротивления.

### Теплоотдача от стенок гильзы и крышки цилиндра к охлаждающей воде

Теплоотдача от стенок гильзы и крышки цилиндра к охлаждающей воде характеризуется сложным теплообменом в охлаждающей полости: наличием локальных зон пристенного слоя, где изменяется агрегатное состояние охлаждающей воды при ее вынужденном движении и вибрации теплоотдающей поверхности.

При определении коэффициента теплоотдачи от стенки гильзы к воде обычно пользуются эмпирической зависимостью Зоненкена:

$$\alpha_B = 300 + 1800 \sqrt{\omega_B}, \quad (64)$$

где  $\omega_B$  — скорость движения воды.

Однако опытные значения коэффициента теплоотдачи, полученные при натуральных испытаниях различных современных дизелей, значительно превосходят расчетные, полученные по формуле (64).

С целью изучения теплоотдачи от стенки гильзы цилиндра к охлаждающей воде было проведено экспериментальное исследование на дизелях различных типов  $\left(10\text{ДН} \frac{20,7}{2 \times 25,4}, 6\text{ЧН} \frac{31,8}{33}, 16\text{ЧН} \frac{25}{27}, 4\text{ЧН} \frac{12}{14}\right)$ .

При исследовании проводились измерения температуры стенок по толщине и в различных точках по длине гильзы, что позволило получить температурные поля, а затем и значения удельного теплового потока по уравнению Фурье, температуры и расхода охлаждающей воды, давления воды в полости охлаждения. Коэффициент теплоотдачи определялся по известному уравнению Ньютона. Испытания проводились на различных режимах работы по нагрузочной и генераторной характеристикам, а также при разных частотах вращения коленчатого вала и постоянной мощности. Кроме того, при всех прочих неизменных условиях работы последовательно изменялся один из параметров: расход охлаждающей воды, ее температура и давление.

В работе были использованы также опытные данные по замерам температуры стенки гильзы цилиндра опытного дизеля, опубликованные в книге Рикардо.

Испытания дизелей различных типов позволили выяснить влияние различных эксплуатационных и конструктивных факторов на интенсивность теплоотдачи к охлаждающей воде.

На рис. 70 приведены графики изменения коэффициента теплоотдачи от стенки гильзы цилиндра к воде и дизелю 10Д100. Из приведенных графиков видно, что наблюдается определенная зависимость коэффициента теплоотдачи от частоты вращения коленчатого вала при постоянном расходе воды. Кроме того, было установлено, что при постоянной частоте вращения коленчатого вала коэффициент теплоотдачи практически не зависит от нагрузки.

Аналогичные данные получены и по другим дизелям.

Анализ опытных данных по теплоотдаче от стенок гильзы цилиндра к охлаждающей воде показывает следующее.

1. Опытные значения коэффициента теплоотдачи значительно превосходят обычно получаемые расчетом по уравнению (64). Если пользоваться более совершенной критериальной зависимостью, приведенной в работе М. А. Михеева [19], чем формула (64), то и в этом случае опытные значения локальных коэффициентов теплоотдач в 3—4 раза превосходят расчетные. Это в первую очередь относится к участкам гильзы цилиндра в зоне действия перекладки поршня в в. м. т.:

$$\text{Nu} = 0,021\text{Re}_f^{0,8} \text{Pr}^{0,43} \left( \frac{\text{Pr}_f}{\text{Pr}_\omega} \right)^{0,25} \quad (65)$$

2. Имеет место вполне четко выраженная зависимость коэф-



коэффициента теплоотдачи от числа рабочих циклов в единицу времени при неизменном расходе охлаждающей воды  $\frac{2n}{i}$ , где  $n$  — частота вращения коленчатого вала;  $i$  — тактность. В то же время при работе по нагрузочной характеристике коэффициент теплоотдачи очень мало изменяется.

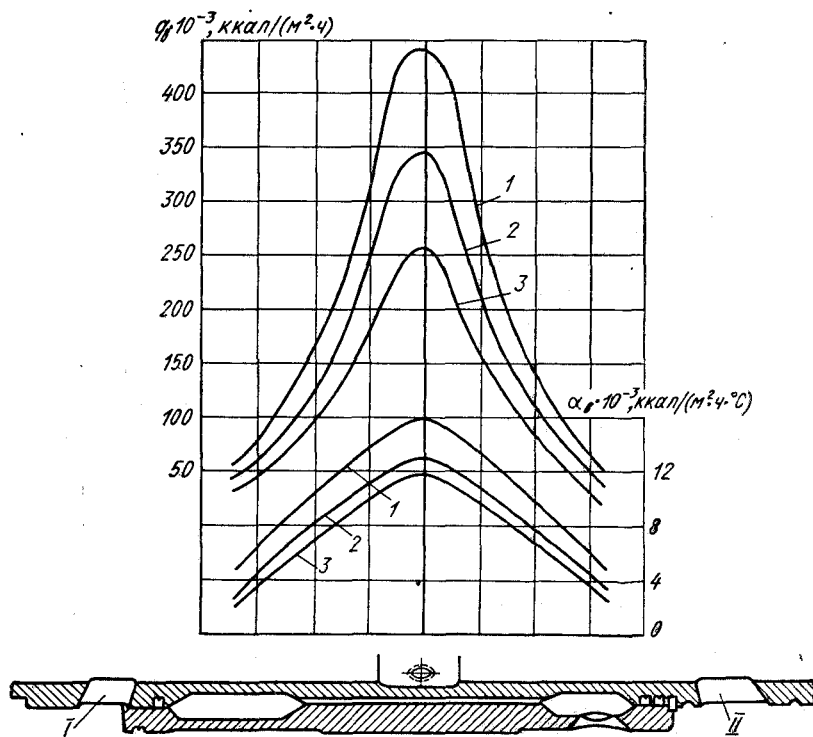


Рис. 70. Изменение коэффициента теплоотдачи от стенки гильзы цилиндра дизеля 10Д100 к воде при постоянном расходе воды на режиме тепловозной характеристики:

I — впускные окна; II — выпускные окна; 1 —  $n=850$  об/мин; 2 —  $n=660$  об/мин; 3 —  $n=560$  об/мин

3. Наибольшие значения коэффициентов теплоотдачи соответствуют зоне перекладки поршня в в. м. т., где удельный тепловой поток и температура стенок имеют наибольшие значения.

4. При неизменном скоростном режиме работы дизеля коэффициент теплоотдачи пропорционален скорости движения потока воды<sup>1</sup>  $\alpha_w \sim \omega^{0,4}$ . В то же время из многочисленных ли-

<sup>1</sup> Приведенный показатель степени для исследуемых дизелей колеблется в пределах 0,3—0,5.

тературных источников известно, что при вынужденном движении жидкости этот показатель степени имеет более высокие значения 0,7—0,8. Вероятно, в нашем случае более низкий показатель степени объясняется интенсификацией теплоотдачи за счет других факторов.

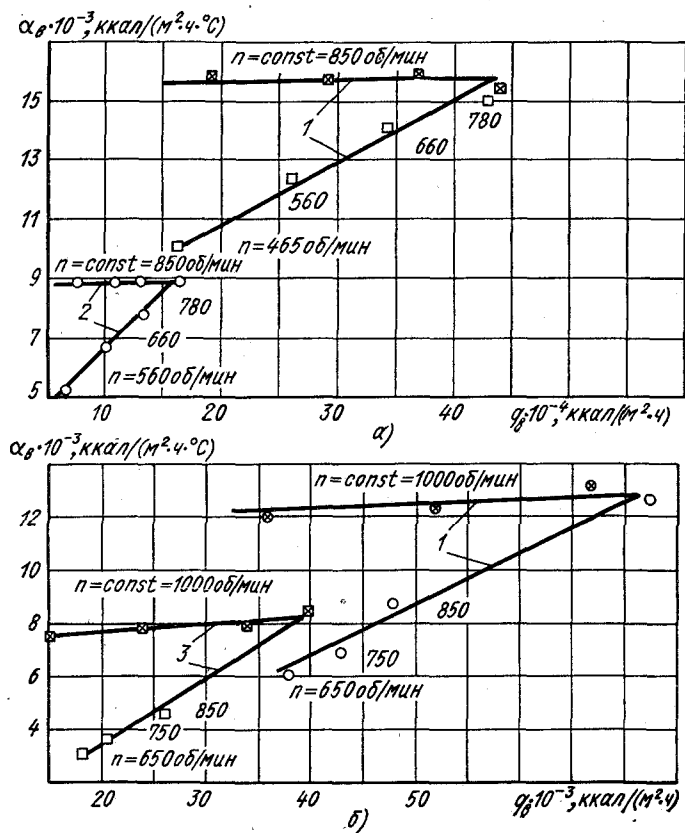


Рис. 71. Изменение коэффициента теплоотдачи от стенки гильзы цилиндра к воде в зависимости от удельного теплового потока при работе дизелей по нагрузочной и генераторной характеристикам:

а — дизеля 10ДН  $\frac{20,7}{2 \times 25,4}$  (10Д100); б — дизеля 16СН  $\frac{25}{27}$  (Д70); 1 — в зоне перекладки поршня в в. м. т.; 2 — на расстоянии 0,3S (хода поршня) от плоскости расположения форсунок; 3 — на расстоянии 0,4S от верхнего торца гильзы цилиндра

Одним из таких факторов может быть пузырьковое кипение в докритической области. Однако в исследуемых дизелях применяется низкотемпературная замкнутая система охлаждения, в которой температура поверхности стенки, охлаждаемой водой, была ниже температуры насыщения при данных давлениях

воды, а температура воды не превосходила  $90^{\circ}\text{C}$ . Следует заметить, например, что в современных тепловозных дизелях (10Д100, 2Д100, 2Д70, Д50) давление воды в системе охлаждения составляет не менее  $2,5 \text{ кгс/см}^2$  с температурой охлаждающих поверхностей не выше  $110^{\circ}\text{C}$  при рекомендуемой температуре охлаждающей воды менее  $80^{\circ}\text{C}$ . В таких условиях не может возникнуть обычное пузырьковое кипение (рис. 71, а, б). Зависимость коэффициента теплоотдачи от величины удельного теплового потока определялась при работе дизеля по генераторной характеристике ( $n = \text{var}$ ). Такое же изменение удельного теплового потока, но при работе дизеля по нагрузочной характеристике (т. е.  $n = \text{const}$ ) практически не вызывает изменения коэффициента теплоотдачи. В обоих случаях расход охлаждающей воды был постоянным.

Таким образом, несмотря на отсутствие условий для возникновения обычного пузырькового кипения в полостях охлаждения в исследуемых дизелях, следует указать на возможность появления периодического пузырькового кипения в пристеночном слое. Оно может быть вызвано вибрацией стенки гильзы цилиндра вследствие динамических процессов, протекающих в рабочем цилиндре дизеля. На это указывают опытные данные, приведенные на рис. 71, а, б, так как известно, что вибрация в значительной степени зависит от частоты вращения коленчатого вала.

Механизм интенсификации теплоотдачи от стенки гильзы цилиндра к охлаждающей воде можно представить следующим образом.

В момент перекладки поршня происходит удар о стенку гильзы цилиндра, которая, перемещаясь в сторону рубашки охлаждения, вызывает перемещение потока воды со скоростью колебательного движения, вызванного вибрационным полем гильзы цилиндра.

Осциллографирование давления воды в полости охлаждения пространства, произведенное с помощью мембранного датчика, установленного в непосредственной близости от поверхности гильзы, омываемой водой, показывает, что в момент времени, соответствующий в. м. т., давление повышается.

В последующий момент времени под действием сил упругости стенка возвращается в первоначальное положение. Скорость деформации стенки примерно в 4 раза выше, чем скорость распространения волны давления в воде, поэтому происходит отрыв воды от вибрирующей поверхности. В пристеночном слое образуется зона пониженного давления. Давление воды уменьшается на величину

$$\Delta P = \rho_v c_v \omega_{\text{виб}},$$

где  $\omega_{\text{виб}}$  — амплитудная скорость вибрации в стенке;  $c_v$  — скорость звука в воде;  $\rho_v$  — плотность воды.

Понижение давления в пристеночном слое способствует освобождению растворенных в воде газов и пара, которые образуют парогазовые пузырьки. Если давление в данной точке среды падает до критического давления насыщенного пара, то это вызывает образование паровых пузырьков.

Во время следующего цикла, когда давление воды повышается, создаются условия, при которых происходит разрушение парогазовых пузырьков. Но пузырьки пара, попадая в поток движущейся воды, недогретой до температуры насыщения, конденсируются. Таким образом, во время той части цикла, когда давление понижается, периодически возникает пузырьковое кипение. Это приводит к резкой интенсификации теплоотдачи.

С участием автора были проведены исследования вибрации гильзы цилиндра дизелей типа Д100 и Д70. По вибрации гильзы тракторного дизеля СМД были использованы данные М. И. Коржа.

Анализ опытных данных показал, что скорость вибрации вместе, соответствующем переключке поршня в в. м. т., является функцией числа рабочих ходов в единицу времени, т. е.  $\frac{2n}{i}$ . Зависимость амплитудной скорости вибрации стенки от этого параметра для дизелей, имеющих отношение диаметра к толщине стенки 14—17, удовлетворительно аппроксимируется эмпирическим уравнением

$$\omega_{\text{виб}} = 8,34 \cdot 10^{-10} \left(\frac{2n}{i}\right)^3 + 7,25 \cdot 10^{-6} \left(\frac{2n}{i}\right)^2 - 1,385 \cdot 10^{-3} \frac{2n}{i} + 54 \cdot 10^{-2},$$

При указанных выше условиях коэффициент теплоотдачи от стенки гильзы цилиндра к охлаждающей воде является функцией следующих определяющих параметров:

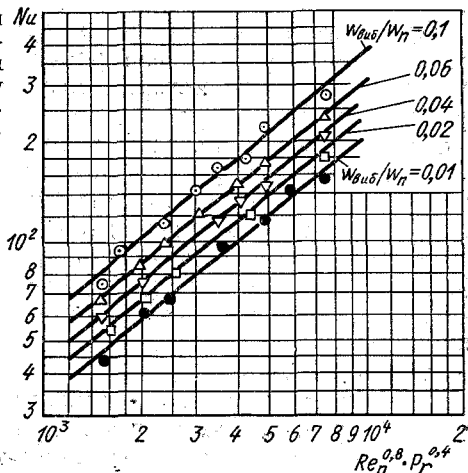
$$\alpha_{\text{в}} = f(\omega_{\text{в}}, \omega_{\text{виб}}, t_{\text{в}}, t_{\text{от}}, d, \nu, \lambda_{\text{в}}),$$

где  $d$  — характерный геометрический размер;  $\lambda_{\text{в}}$  — коэффициент теплопроводности охлаждающей воды.

Следует также отметить, что шероховатость теплоотдающей поверхности оказывает определенное влияние на интенсивность теплоотдачи, однако в наших экспериментах степень этого влияния в количественном отношении установить не удалось. Вероятно, в этом случае требуется проведение специального исследования на лабораторной установке.

В связи с тем, что сложный процесс теплоотдачи в охлаждающую воду описывается системой дифференциальных уравнений, не имеющей последовательного чисто аналитического решения, наиболее рациональным является, как это обычно принято, применение методов теории подобия.

Рис. 72. Опытная критериальная зависимость, полученная на основе обработки опытных данных при испытании дизелей 10Д100, Д70, у которых полость охлаждения образуется напрессованной на гильзу рубашкой



В соответствии с уже проведенным анализом можно на основании общих положений теории подобия представить критериальное уравнение в следующем виде:

$$Nu = f\left(Re, Pr, \frac{\omega_{\text{виб}}}{\omega_n}\right),$$

где  $Re = \frac{\omega_n d_{\text{эк}}}{\nu}$ .

В качестве определяющей скорости принята скорость потока, а характерного геометрического размера  $d_{\text{эк}} = D_2 - D_1$ , где  $D_2$  — внутренний диаметр рубашки охлаждения (или блока);  $D_1$  — наружный диаметр гильзы цилиндра;  $Pr = \frac{\nu}{a}$ ;  $\frac{\omega_{\text{виб}}}{\omega_n}$  — симплекс, представляющий собой отношение скорости вибрации стенки к скорости потока охлаждающей воды.

Вид указанной функциональной зависимости определяется на основе обработки экспериментальных данных в критериях подобия. На рис. 72 представлены результаты обработки опытов. Как следует из графиков, опытные точки аппроксимируются критериальным уравнением

$$Nu = 0,395 Re_n^{0,64} Pr^{0,32} \left(\frac{\omega_{\text{виб}}}{\omega_n}\right)^{0,23} \quad (66)$$

После подстановки значения критериев и учитывая, что произведение  $\lambda^{0,68} c^{0,32} \rho^{0,32}$  для охлаждающей воды меняется незначительно, уравнение (66) примет вид

$$\alpha_v = 33,8 \frac{\omega_n^{0,41} \omega_{\text{виб}}^{0,23}}{\rho^{0,32} d_{\text{эк}}^{0,36}} \quad (67)$$

Уравнение (67) можно рекомендовать при расчете коэффициента теплоотдачи в охлаждающую воду для гильз цилиндров, полость охлаждения которых образуется напрессованной на гильзу рубашкой.

Для гильз цилиндров, полость водяного охлаждения которых образуется при запрессовке их в блок дизеля, коэффициент теплоотдачи также может быть рассчитан по уравнению (67), но с постоянным коэффициентом, равным 61,5 вместо 33,8.

При применении высокотемпературного охлаждения, высокой степени форсирования рабочего процесса могут быть созданы условия, при которых возникает и существует кипение в пристенном пограничном слое потока охлаждающей воды. В большинстве случаев при этом поток охлаждающей воды не догрет до температуры насыщения, а температура теплоотдающих поверхностей гильз и крышек цилиндров превышает температуру насыщения при данном давлении. Теплоотдача в охлаждающую воду при таких условиях обусловлена конвективным переносом тепла, интенсивным молярным переносом массы охлаждающей воды и тепла непосредственно паровыми пузырьками из пристенного слоя в более холодную основную массу потока.

Результаты экспериментального исследования [8] показывают, что в режиме теплоотдачи при поверхностном заторможенном кипении значения коэффициента теплоотдачи от стенки гильзы цилиндра в охлаждающую воду достигают величины порядка 10 000 ккал/(м<sup>2</sup>·ч·°С). В этой работе подтверждена ранее полученная В. И. Толубинским, С. С. Кугателадзе, И. Т. Аладьевым и др. зависимость  $\alpha_B \sim q^{0,7}$  и предложена критериальная зависимость, которая с точностью  $\pm 9\%$  аппроксимирует опытные данные:

$$Nu = 0,03Re''^{0,7} \left[ 1 + 0,83K_1^{0,85} \left( \frac{d_1}{d_{эк}} \right)^{-0,35} Pr^{0,3} \left( \frac{p_B}{p_{бар}} \right)^{0,5} \right], \quad (68)$$

где  $Re'' = \frac{ql}{r\rho''a}$  — критерий Пекле для процесса кипения;

$K_1 = \frac{r}{c_p(t_s - t_{ст})}$  — критерий фазового превращения;  $d_1$  — наружный диаметр кольцевого канала;  $d_{эк} = d_1 - d_2$  — эквивалентный диаметр кольцевой щели;  $d_2$  — внутренний диаметр кольцевого канала;  $p_B$  — давление воды в системе охлаждения;  $p_{бар}$  — барометрическое давление.

В двухтактном дизеле с поперечно-контурной продувкой  $4Д \frac{19}{30}$  коэффициент теплоотдачи от крышки цилиндра к охлаждающей воде составляет примерно  $\alpha_B = 2300$  ккал/(м<sup>2</sup>·ч·°С). С уменьшением частоты вращения с 550 до 400 об/мин  $\alpha_B$  понижается с 2300 до 1700 ккал/(м<sup>2</sup>·ч·°С), а при работе по нагрузочной характеристике  $\alpha_B$  практически не меняется. Температура поверхности, омываемой водой, в среднем составляет примерно 120°С, воды 65°С. Так как давление воды составляет 3 кгс/см<sup>2</sup>, указанная температура меньше температуры насыщения. Таким образом, в данном случае нет условий для появления обычного пузырькового кипения, и теплоотдача в основном определяется скоростью движения воды, а также вибрацией крышки. Этим можно объяснить снижение  $\alpha_B$  при понижении частоты вращения коленчатого вала, так как производитель-

ность водяного насоса пропорциональна частоте вращения коленчатого вала, а вибрация — квадрату угловой скорости.

Исследование теплоотдачи в охлаждающую воду было также проведено на крышках цилиндра различных конструктивных вариантов дизеля типа Д70.

Крышка цилиндра с вставным стальным стаканом под форсунку и специальным проходом воды в сечении между клапанами (вдоль оси коленчатого вала) характеризуется более организованным потоком воды на наиболее нагретых участках днища и меньшей жесткостью по сравнению с цельнолитой крышкой.

В такой крышке при температуре воды 65—70° С, давлении воды 3,5 кгс/см<sup>2</sup> температура теплоотдающей поверхности не превышает 120—130° С.

Коэффициент теплоотдачи на периферии днища составляет 3000—4000 ккал/(м<sup>2</sup>·ч·°С), а в средней части крышки, где скорость протекания воды наибольшая,  $\alpha_v = 6000 \div 8000$  ккал/(м<sup>2</sup>·ч·°С). Это может быть объяснено возникновением периодического пузырькового кипения в пристенном слое вследствие вибрации крышки при указанной выше температуре теплоотдающей поверхности.

В крышке цилиндра серийного дизеля Д70 интенсивность теплоотдачи несколько уменьшилась и составляет в средней части днища ~3000 ккал/(м<sup>2</sup>·ч·°С), а на периферии 2000 ккал/(м<sup>2</sup>·ч·°С).

В крышке цилиндра четырехтактного дизеля 6ЧН $\frac{25}{34}$  на режиме номинальной мощности ( $p_e = 8,1$  кгс/см<sup>2</sup>;  $n = 500$  об/мин) коэффициент теплоотдачи составляет 1500—2500 ккал/(м<sup>2</sup>·ч·°С). Следует отметить, что при работе на генераторной характеристике коэффициент теплоотдачи существенно изменяется; в этом случае оказывает влияние расход воды через крышку цилиндра и ее вибрация.

Для расчета коэффициента теплоотдачи в воду в первом приближении можно воспользоваться критериальным уравнением (65). Если при дальнейшем расчете будет получена температура теплоотдающей поверхности, превышающая температуру насыщения охлаждающей воды при данном давлении воды, то следует произвести расчет по критериальному уравнению (68).

## Температурные поля в стенках деталей цилиндропоршневой группы

Ввиду форсирования дизелей и, как следствие, роста уровня их тепловой напряженности важнейшей задачей при решении проблемы надежности является определение температурных полей в стенках деталей цилиндропоршневой группы.

Учитывая сложные условия теплообмена между газом и тепловоспринимающей поверхностью этих деталей, многообразие систем охлаждения и т. д., наиболее достоверные результаты достигаются при натурных испытаниях, когда непосредственно измеряется распределение температуры в стенке.

Большой практический интерес представляет возможность расчетного определения температурных полей в стенках деталей при проектировании новых двигателей, прогнозирование температурного состояния при различных условиях эксплуатации и др.

Уравнения, описывающие температурные поля деталей цилиндропоршневой группы, в общем виде представляют собой нелинейные дифференциальные уравнения в частных производных со сложными, переменными во времени граничными условиями. Поэтому решение такой задачи практически возможно только с помощью различных приближенных методов, среди которых простотой и универсальностью отличается метод конечных разностей. Реализация этого метода требует выполнения очень большого числа арифметических операций, в связи с чем необходимо использование ЭВМ.

Систему конечно-разностных уравнений можно решать и аналоговыми средствами, в частности на электрических сетках.

Применение метода математического моделирования температурных полей по принципу электротепловой аналогии (ЭТА) основано на формальной одинаковости в аналитическом описании ряда процессов, которая является следствием соответствия в поведении сравниваемых систем, их аналогии.

Применение ЭТА для решения краевых задач и, в частности, для определения температурных полей в стенках деталей ЦПГ имеет ряд преимуществ, которые будут рассмотрены ниже.



При современных методах и математических средствах решения краевых задач точность решения в основном определяется точностью задания граничных условий (7).

### Основные уравнения

Для решения задач по определению температуры поля необходимо иметь дифференциальное уравнение теплопроводности, представляющее собой зависимость между температурой и теплофизическими характеристиками материала, которые являются функциями пространства и времени.

Дифференциальное уравнение теплопроводности даст зависимость между температурой, временем и координатами элементарного объема и характеризует температуру в любой точке тела в любой момент времени.

Вывод дифференциального уравнения теплопроводности сводится обычно к составлению теплового баланса для элемента среды на основе законов Фурье и Ньютона.

В общем случае распределение температуры в теле (без внутреннего источника тепла) описывается нелинейным дифференциальным уравнением теплопроводности

$$c(x, y, z, t) \rho(x, y, z, t) \frac{\partial t(x, y, z, \tau)}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \lambda(t) \frac{\partial t(x, y, z, \tau)}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \lambda(t) \frac{\partial t(x, y, z, \tau)}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \lambda(t) \frac{\partial t(x, y, z, \tau)}{\partial z} \right], \quad (69)$$

где  $x, y, z$  — координаты.

Применительно к описанию температурных полей в стенках деталей цилиндропоршневой группы, представляющих собой в большинстве случаев однородные изотропные тела, теплофизические характеристики материала практически одинаковы<sup>1</sup> в различных точках тела. Зависимостью коэффициента теплопроводности от температуры в первом приближении можно пренебречь, так как приведенные в таблице (см. приложение) данные свидетельствуют о незначительной зависимости  $\lambda$  от  $t$  для наиболее часто применяющихся материалов. Кроме того, при решении задачи значение  $\lambda$  следует выбирать для рабочих температур, предварительно их оценив.

В таких случаях уравнение (69) преобразуется в известное уравнение Фурье:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left( \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right), \quad (70)$$

где  $a = \lambda / c_{\rho}$  — коэффициент температуропроводности;

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \Delta^2 \text{ — оператор Лапласа.}$$

<sup>1</sup> Исключение составляют, например, поршни из алюминиевого сплава с залитыми стальными или нирезистовыми кольцедержателями или змеевиками охлаждения. В этом случае  $\lambda, c, \rho$  являются функциями координат.

В цилиндрических координатах уравнение (70) имеет вид

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left( \frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 t}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right). \quad (71)$$

Приведенные выше уравнения описывают нестационарные процессы теплопроводности. Для стационарных процессов  $\frac{\partial t}{\partial \tau} = 0$  и уравнения (70), (71) преобразовываются в уравнение Лапласа

$$\Delta^2 t = 0.$$

При решении задачи для группы тел записывается система соответствующих дифференциальных уравнений.

Для того чтобы найти температурное поле, т. е. решить дифференциальное уравнение теплопроводности, необходимо располагать условиями однозначности, которые включают распределение температуры внутри тела в начальный момент времени — начальное условие; геометрическую форму и физические свойства тела; закон взаимодействия между окружающей средой и поверхностью тела — граничные условия.

Совокупность начальных и граничных условий называется краевыми условиями. Соответственно первые называются временными краевыми условиями, а вторые — пространственными краевыми условиями.

Начальные условия задаются в виде закона распределения температуры внутри тела в начальный момент времени:

$$t(x, y, z, 0) = f(x, y, z),$$

где  $f(x, y, z)$  — известная функция.

При решении задачи, например, по определению температурного поля в случае периодически изменяющегося воздействия среды предполагается, что предшествующая длительность процесса настолько велика, что влияние начального распределения температуры уже не проявляется и, следовательно, температурное поле определяется только внешними воздействиями.

Граничные условия, обычно встречающиеся в реальных условиях, могут быть сведены к четырем группам.

1. Граничное условие первого рода, когда задается распределение температуры на поверхности тела в любой момент времени, т. е.

$$t_n(\tau) = f(x, y, z, \tau),$$

где  $t_n(\tau)$  — температура на поверхности тела.

2. Граничное условие второго рода, когда задается плотность теплового потока через каждый элемент поверхности тела как функция времени, т. е.

$$q_n(\tau) = -\lambda(t) \left( \frac{\partial t}{\partial n} \right)_n,$$

где  $q_n$  — плотность теплового потока на поверхности тела;  $n$  — внешняя нормаль к поверхности тела.

3. Граничное условие третьего рода, когда задается температура окружающей среды и закон теплообмена между поверхностью тела и окружающей средой. В качестве такого закона в математической физике принимается известный Ньютон закон охлаждения.

В соответствии с законом сохранения энергии количество теплоты  $q_n$ , например, отданного поверхностью тела, равно количеству теплоты, которое подводится к ней изнутри посредством теплопроводности:

$$\alpha_2(\tau) [t_n(\tau) - t_c(\tau)] = -\lambda(t) \left( \frac{\partial t}{\partial n} \right)_n, \quad (72)$$

где  $\alpha_2 = \alpha_k + \alpha_r$  — коэффициент сложной теплоотдачи;  $\alpha_k$  — коэффициент конвективной теплоотдачи;  $\alpha_r$  — коэффициент радиационной теплоотдачи;  $t_c$  — температура окружающей среды.

Уравнение (72), таким образом, определяет задачу однозначно, если температура окружающей среды  $t_c$  и коэффициент теплоотдачи  $\alpha_2$  заданы для всех элементов поверхности как функции координат и времени.

4. Граничное условие четвертого ряда, соответствующее условиям теплообмена поверхности тела с окружающей средой (например, конвективный теплообмен тела с жидкостью) или теплообмену между двумя соприкасающимися телами, когда температура соприкасающихся поверхностей одинакова,

$$\lambda_1 \left( \frac{\partial t_1}{\partial n} \right) = \lambda_2 \left( \frac{\partial t_2}{\partial n} \right)_n ;$$

$$t_{1n}(\tau) = t_{2n}(\tau).$$

В такой именно форме эти условия записываются для контактирующих поверхностей, например в составных поршнях.

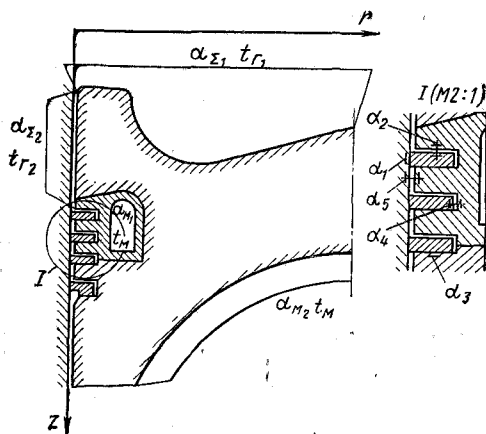
Таким образом, дифференциальное уравнение теплопроводности совместно с начальными и граничными условиями полностью определяют задачу, и, следовательно, зная геометрическую форму тела, начальные и граничные условия, можно, решив дифференциальное уравнение, найти искомую функцию

$$t(x, y, z, \tau) = f(x, y, z, \tau).$$

После рассмотрения общих положений при постановке задачи по определению температурного поля сформулируем задачу теплопроводности применительно к головке поршня тепловозного дизеля ЗД70  $\left( 16\text{ЧН} \frac{25}{27} \right)$  мощностью 4000 л. с. при  $n = 1000$  об/мин.

Поршень состоит из алюминиевого корпуса и стального колецдержателя, имеющего канал для масляного охлаждения

Рис. 73. Расчетная схема поршня



пояса компрессионных колец. Масло из неподвижного установленного сопла поступает через отверстие в корпусе поршня в кольцевой канал кольцедержателя, а затем сливается по такому же отверстию в картер двигателя.

Головку поршня можно рассматривать как осесимметричное тело.

Действительный процесс теплообмена от газа к поверхности головки, образующей камеру сгорания, имеет нестационарный (периодически повторяющийся) и локальный характер, т. е. каждому участку поверхности (включая и боковую поверхность до первого компрессионного кольца) соответствуют свои мгновенные значения коэффициента теплоотдачи  $\alpha_{\Sigma}(r, z, \tau)$ . Температура газа принимается как функция времени  $t_r(\tau)$ .

Теплообмен в зоне колец характеризуется постоянными во времени коэффициентами теплообмена  $\alpha_{K_1} - \alpha_{K_2}$ , а теплоотдача в масло  $\alpha_{M_1}$  и  $t_M$ .

Область расчета включает (рис. 73) головку поршня, компрессионные кольца и кольцедержатель — детали цилиндрической формы. Поэтому процесс теплопроводности удобнее описать системой дифференциальных уравнений в цилиндрических координатах

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{1}{c_i \rho_i} \frac{\partial}{\partial r} \left( \lambda_i \frac{\partial t}{\partial r} \right) + \frac{\lambda_i}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda_i \frac{\partial t}{\partial z} \right),$$

где индекс  $i$  соответственно относит уравнение к головке (корпусу) поршня ( $i=I$ ), компрессионным кольцам ( $i=II$ ), кольцедержателю ( $i=III$ ).

Граничные условия со стороны газа

$$\alpha_{\Sigma_1}^-(r, z, \tau) [t_{r_1}(\tau) - t_n(r, z, \tau)] = -\lambda_i \frac{\partial t}{\partial n};$$

$$\alpha_{\Sigma_2}(z, \tau) [t_{r_2}(\tau) - t_n(z, \tau)] = -\lambda_i \frac{\partial t}{\partial n};$$

со стороны охлаждающего масла

$$\alpha_{M1}(r, z)(t_n - t_M) = \lambda_{III} \frac{\partial t}{\partial n};$$

$$\alpha_{M2}(r, z)(t_n - t_M) = \lambda_I \frac{\partial t}{\partial n};$$

в зоне колец

$$\alpha_1(t_K - t_{II}) = -\lambda_{II} \frac{\partial t}{\partial r}; \quad \alpha_2(t_{II}^* - t_K) = -\lambda_I \frac{\partial t}{\partial z};$$

$$\alpha_2(t_K - t_{II}^*) = -\lambda_{II} \frac{\partial t}{\partial z}; \quad \alpha_3(t_{II}^* - t_K) = -\lambda_I \frac{\partial t}{\partial z};$$

$$\alpha_3(t_K - t_{II}^*) = -\lambda_{II} \frac{\partial t}{\partial z}; \quad \alpha_4(t_{II}^* - t_K) = -\lambda_I \frac{\partial t}{\partial z};$$

$$\alpha_4(t_K - t_{II}^*) = -\lambda_{II} \frac{\partial t}{\partial r}; \quad \alpha_5(t_{II}^* - t_{II}) = -\lambda_I \frac{\partial t}{\partial z};$$

в зоне контакта кольцедержатель — корпус поршня

$$\lambda_I \frac{\partial t}{\partial r} = \lambda_{III} \frac{\partial t}{\partial r}; \quad \lambda_I \frac{\partial t}{\partial z} = \lambda_{III} \frac{\partial t}{\partial z}; \quad t_n = t_n^*.$$

На оси симметрии  $\frac{\partial t}{\partial r} = 0$ ; для участка границы при  $z = 0$ ,  $\frac{\partial t}{\partial z} = 0$ , где  $t_n$ ,  $t_n^*$ ,  $t_K$ ,  $t_{II}$  — температура поверхности соответственно головки поршня, кольцедержателя, кольца и гильзы цилиндра.

Если рассматривать процесс теплообмена как квазистационарный, то задача существенно упрощается и теплоотдача характеризуется локальным, средним по времени коэффициентом теплоотдачи от газа к стенке и некоторой результирующей по теплоотдаче температуре газа. В следующем разделе эти вопросы подробно рассматриваются.

### Особенности задания граничных условий

Наибольшие трудности представляет задание граничных условий со стороны газа. Каждый участок тепловоспринимающей поверхности характеризуется своим, переменным по углу поворота коленчатого вала коэффициентом теплоотдачи. При отсутствии опытных данных локальные мгновенные значения  $\alpha_2$  могут быть определены расчетным путем по критериальным уравнениям для соответствующего типа двигателя, приведенным в настоящей книге. При выборе определяющей температуры следует пользоваться рекомендациями, приведенными выше.

Задание локальных мгновенных значений коэффициента теплоотдачи и температуры газа позволяет получить действительное распределение температур: на тепловоспринимающей поверхности и на небольшой глубине циклически изменяющуюся

сы температуру, а в остальной стенке практически стационарное температурное поле.

При решении задачи по определению стационарных температурных полей в стенках камеры сгорания дизелей на установившемся режиме работы обычно задают средний по времени коэффициент теплоотдачи

$$\alpha_{\Sigma \text{cp}} = \frac{1}{\tau_0} \int_{\tau_0} \alpha_{\Sigma}(\tau) d\tau; \quad (73)$$

среднюю результирующую по теплоотдаче температуру газа

$$t_{\text{грез}} = \frac{\int_{\tau_0} \alpha_{\Sigma}(\tau) t_{\text{г}}(\tau) d\tau}{\int_{\tau_0} \alpha_{\Sigma}(\tau) d\tau}. \quad (74)$$

Выражение (74) впервые было получено Эйхельбергом, исходя из того, что количество теплоты, передаваемое при пульсирующем потоке единице поверхности стенки за время одного цикла  $\tau_0$ , равно количеству теплоты, передаваемой стенке в предположении, что процесс стационарный:

$$\begin{aligned} q_{\text{cp}} &= \frac{1}{\tau_0} \int_{\tau_0} \alpha_{\Sigma}(\tau) [t_{\text{г}}(\tau) - t_{\text{ст}}] d\tau = \frac{\int_{\tau_0} \alpha_{\Sigma}(\tau) d\tau}{\tau_0} \times \\ &\times \left( \frac{\int_{\tau_0} \alpha_{\Sigma}(\tau) t_{\text{г}}(\tau) d\tau}{\int_{\tau_0} \alpha_{\Sigma}(\tau) d\tau} - t_{\text{ст}} \right) = \alpha_{\Sigma \text{cp}} (t_{\text{грез}} - t_{\text{ст}}), \\ q_{\text{cp}} &= \frac{1}{\tau_0} \int_{\tau_0} \alpha_{\Sigma}(\tau) [t_{\text{г}}(\tau) - t_{\text{ст}}] d\tau = d_{\Sigma \text{cp}} (t_{\text{грез}} - t_{\text{ст}}), \quad (75) \end{aligned}$$

где  $\alpha_{\Sigma \text{cp}}$  и  $t_{\text{грез}}$  определяются по формулам (73) и (74) и представляют средний по времени коэффициент теплоотдачи и некоторую условную температуру газа.

Таким же путем можно получить равенство (75), но при средней по времени температуре газа и некотором условном эквивалентном коэффициенте теплоотдачи:

$$q_{\text{cp}} = \frac{1}{\tau_0} \int_{\tau_0} \alpha_{\Sigma}(\tau) [t_{\text{г}}(\tau) - t_{\text{ст}}] d\tau = \alpha_{\Sigma}^* (t_{\text{гcp}} - t_{\text{ст}}), \quad (76)$$

где

$$\alpha_{\Sigma}^* = \frac{\int_{\tau_0} \alpha_{\Sigma}(\tau) [t_{\text{г}}(\tau) - t_{\text{ст}}] d\tau}{\int_{\tau_0} [t_{\text{г}}(\tau) - t_{\text{ст}}] d\tau}; \quad (77)$$

$$t_{\text{гcp}} = \frac{1}{\tau_0} \int_{\tau_0} t_{\text{г}}(\tau) d\tau. \quad (78)$$

Если имеется экспериментальное стационарное температурное поле и индикаторная диаграмма, то может быть решена обратная задача, т. е. определены коэффициент теплоотдачи и определяющая температура. В этом случае по выражению (78) подсчитывается среднее по времени значение температуры газа.

Эквивалентное значение коэффициента теплоотдачи, соответствующее выражению (77), определяется из уравнения

$$\alpha_{\Sigma}^* (t_{г\text{ ср}} - t_{ст}) = -\lambda \frac{\Delta t}{\Delta n}.$$

Оба варианта задания коэффициента теплоотдачи и определяющей температуры равносильны для решения стационарной задачи.

При задании граничных условий для головки поршня следует учитывать теплообмен между газом и боковой поверхностью, оказывающий влияние на формирование температурного поля поршня. Коэффициент теплоотдачи в этом случае можно рассчитать по уравнению (45). Получаемые по этому уравнению мгновенные значения коэффициента теплоотдачи используют для расчета результирующей по теплоотдаче температуре газа.

Задание граничных условий для ряда деталей цилиндропоршневой группы затруднено в связи с тем, что в течение рабочего цикла один и тот же участок поверхности нагревается газом, охлаждается и участвует в контактом теплообмене. В первую очередь это относится к клапанам. В течение рабочего процесса тарелка клапана, так же как и днище крышки цилиндра, воспринимает тепло от газов в цилиндре и передает его главным образом посредством контактного теплообмена через седло в крышку цилиндра. Во время выпуска головка выпускного клапана омывается горячими газами при высоких скоростях, а при наличии продувки вслед за выпуском головка охлаждается наддувочным воздухом. Впускной клапан находится в более благоприятных условиях, так как во время наполнения охлаждается наддувочным воздухом и не подвержен воздействию горячих выпускных газов.

Теплообмен выпускного клапана можно представить схематически (рис. 74, а, б).

Уравнение теплового баланса клапана можно записать в таком виде:

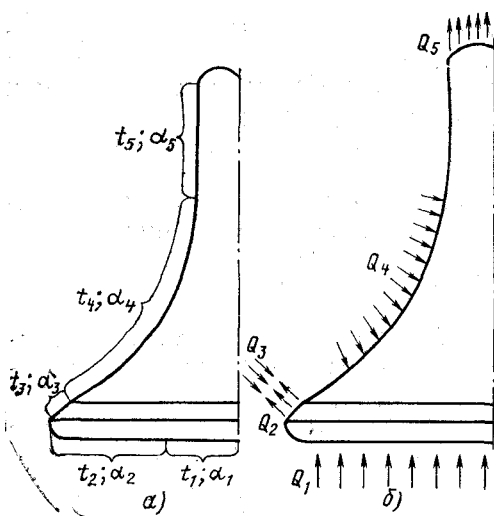
$$Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 + Q_5 = 0. \quad (79)$$

Составляющая теплового баланса

$$Q_1 = \int_{t_0}^{\tau_0} \alpha_{\Sigma} F_1 (t_r - t_1) dt. \quad (80)$$

где  $\alpha_{\Sigma}$  — коэффициент теплоотдачи от газа к тарелке;  $F_1$  — тепловоспринимающая поверхность тарелки;  $t_r$  — температура

Рис. 74. К расчету клапана:  
 а — расчетная схема; б — схема  
 теплового баланса



газа в цилиндре;  $t_1$  — температура поверхности тарелки;  $\tau_0$  — время рабочего цикла.

Составляющая

$$Q_2 = \int_{\tau_{\text{зак}}} k_2 F_2 (t_\phi - t_B) d\tau, \quad (81)$$

где  $k_2$  — коэффициент теплопередачи от посадочной поверхности клапана к охлаждающей воде в крышке цилиндра;  $F_2$  — площадь посадочной поверхности;  $t_\phi$  — температура посадочной поверхности;  $t_B$  — температура воды в крышке цилиндра;  $\tau_{\text{зак}}$  — время, в течение которого клапан закрыт.

Составляющая

$$Q_3 = \int_{\tau_{\text{отк}}} \alpha_3 (F_2 + F_3) (t_r - t_\phi) d\tau, \quad (82)$$

где  $\alpha_3$  — коэффициент теплоотдачи от выпускных газов цилиндрической и посадочной (конической) поверхностям тарелки клапана;  $F_3$  — цилиндрическая поверхность тарелки;  $\tau_{\text{отк}}$  — время, когда клапан открыт.

Составляющая

$$Q_4 = \int_{\tau_0} \alpha_4 F_4 (t_r - t_{\text{тп}}) d\tau, \quad (83)$$

где  $\alpha_4$  — коэффициент теплоотдачи от выпускных газов к тороидной поверхности перехода от стержня к тарелке клапана;  $F_4$  — площадь тороидной поверхности;  $t_{\text{тп}}$  — температура тороидной поверхности.

Составляющая

$$Q_5 = k_5 F_5 (t_{\text{ст}} - t_{\text{вод}}) \tau_0, \quad (84)$$



где  $k_5$  — коэффициент теплопередачи от стержня клапана к воде в крышке цилиндра;  $F_5$  — поверхность охлаждения;  $t_{ст}$  — температура поверхности стержня клапана.

При решении нестационарной задачи коэффициент теплоотдачи от газа к тарелке  $\alpha_2(\tau)$  определяется по уравнению (43), коэффициент теплопередачи  $k_2(\tau)$  по уравнению

$$k_2 = \frac{1}{d_5 \left( \frac{1}{\alpha_{кт}(\tau) d_5} + \frac{1}{2\lambda_{кр}} \ln \frac{d_6}{d_5} + \frac{1}{\alpha_B d_6} \right)}, \quad (85)$$

где  $\alpha_{кт}(\tau)$  — коэффициент контактного теплообмена, подсчитываемый по уровню (35);  $\lambda_{кр}$  — коэффициент теплопроводности материала крышки цилиндра;  $\alpha_B$  — коэффициент теплоотдачи от стенки крышки цилиндра к воде.

Коэффициент теплоотдачи от выпускных газов к цилиндрической и конической поверхностям тарелки клапана  $\alpha_3(\tau)$  может быть рассчитан по критериальному уравнению

$$Nu = 0,0377Re^{0,8}Pr^{0,43}, \quad (86)$$

где  $Re = \frac{w_{вг} d_{эКВ}}{\nu}$ ;  $d_{эКВ} = \frac{\mu_{вК} f_{вК}}{2h_{кЛ}}$  — эквивалентный диаметр;  $\mu_{вК} f_{вК}$  — проходное сечение выпускного клапана;  $w_{вг}$  — скорость истечения выпускных газов;  $h_{кЛ}$  — подъем клапана.

Коэффициент теплоотдачи от выпускных газов к тороидной поверхности головки клапана  $\alpha_4(\tau)$  в период времени, когда клапан открыт, определяется по уравнению (86). При этом определяющая скорость  $w_{кп}$  и определяющий размер  $d_{эКВ}$  принимаются для соответствующего расчетного сечения в горловине:

$$w_{кп} = w_{вг} \frac{\mu_{вК} f_{вК}}{S_x}; \quad S_x = \frac{\pi}{4} (d_3^2 - d_x^2); \quad d_{эКВ} = d_3 - d_x.$$

В период времени, когда клапан закрыт, на теплоотдачу от выпускных газов, заполняющих канал, оказывает влияние колебательное движение газа.

Известно, что в выпускных патрубках и коллекторах многоцилиндровых дизелей имеют место колебания давления газа с частотой звука. Так, например, в дизеле Д70 на режиме номинальной мощности амплитуда колебаний давления в выпускном патрубке составляет 0,22 кгс/см<sup>2</sup>, что приблизительно равно 10% среднего по времени давления, а частота равна 67 Гц. В этом случае коэффициент теплоотдачи  $\alpha_4$  определяется по уравнению [4]

$$Nu_0 = 0,54Re_{OS}^{0,5} Pr^{0,25}, \quad (87)$$

где  $Re_{OS} = \sqrt{Re_{OB} Gr_0 + Re_{OB}^2}$ ; критерий  $Re_{OB}$  определяется по действительному значению колебательной скорости  $w_{зк}$ , которое рассчитывается по формуле (7).

При определении критерия Gr следует в первом приближении на основании имеющихся опытных данных оценить величину перепада температуры между газом и тороидальной поверхностью клапана, а затем, получив температурное поле клапана, уточнить температурный перепад.

Коэффициент теплопередачи от стержня клапана к охлаждающей воде через цилиндрическую стенку втулки определяется по уравнению

$$k_5 = \frac{1}{d_2 \left( \frac{1}{\alpha_6 d_2} + \frac{1}{2\lambda_{\text{вт}}} \ln \frac{d_1}{d_2} + \frac{1}{\alpha_{\text{кв}} d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_7}{d_1} + \frac{1}{\alpha_7 d_7} \right)}, \quad (88)$$

где  $\alpha_6$  — коэффициент теплоотдачи от стержня к направляющей втулке;  $\alpha_6 = \frac{\lambda_M}{\Delta}$ ;  $\lambda_M$  — коэффициент теплопроводности масла;  $\Delta$  — радиальный зазор;  $\alpha_{\text{кв}}$  — коэффициент контактного теплообмена между направляющей втулкой и крышкой цилиндра; определяется по уравнению

$$\alpha_{\text{кв}} = \frac{2\lambda_c}{h_1 + h_2} + 2,1 \frac{p \bar{\lambda}_M}{3\sigma_B} 10^4, \quad (89)$$

где  $\lambda_c$  — теплопроводность среды, ккал/(м·ч·°С);  $h_1$  и  $h_2$  — соответствующая высота неровностей профиля  $R_z$ , мкм·10<sup>-6</sup>;  $p$  — контактное давление, кгс/см<sup>2</sup>;  $\sigma_B$  — предел прочности менее пластичного металла, кгс/см<sup>2</sup>;  $\bar{\lambda}_M$  — приведенная теплопроводность металла, ккал/(м·ч·°С);  $\bar{\lambda}_M = \frac{2\lambda_{M1}\lambda_{M2}}{\lambda_{M1} + \lambda_{M2}}$ ;  $\alpha_7$  — коэффициент теплоотдачи от крышки цилиндра в охлаждающую воду в зону направляющей втулки;  $\lambda_{\text{вт}}$  — коэффициент теплопроводности материала направляющей втулки.

При определении стационарных температурных полей средние значения коэффициентов теплообмена и результирующей по теплоотдаче температуры газов, например к тарелке клапана, определяются по зависимости (73) и (74).

Наиболее сложным является теплообмен между посадочной поверхностью клапана, газом и седлом в крышке цилиндра. Поэтому при расчете стационарных полей следует пользоваться приведенным коэффициентом теплообмена, учитывающим периодичность подвода и отвода тепла от посадочной поверхности клапана.

Если рассматривать стационарный процесс, то выражения (81) и (82) могут быть записаны

$$Q_2 = k_{2\text{ср}} F_2 (t_\Phi - t_{\text{вод}}) \tau_{3\text{ак}}; \quad (90)$$

$$Q_3 = \alpha_{3\text{ср}} F_2 (t_{\text{г рез}} - t_\Phi) \tau_{\text{отк}}. \quad (91)$$

При этом пренебрегаем малой по величине цилиндрической поверхностью тарелки. Тогда суммарный тепловой поток

$$Q_2 + Q_3 = k_{2cp} F_2 (t_{\phi} - t_{вод}) \tau_{зак} - \alpha_{зcp} F_2 (t_{Грез} - t_{\phi}) \tau_{отк}, \quad (92)$$

$$\text{где } \alpha_{зcp} = \frac{\int_{\tau_{отк}} \alpha_{\Sigma}(\tau) d\tau}{\tau_{отк}}; \quad t_{Грез} = \frac{\int_{\tau_{отк}} \alpha_{\Sigma}(\tau) t_{Г}(\tau) d\tau}{\int_{\tau_{отк}} \alpha_{\Sigma}(\tau) d\tau};$$

$$k_{2cp} = \frac{1}{d_5 \left( \frac{1}{\alpha_{кт\text{ ср}} d_5} + \frac{1}{2\lambda_{кр}} \ln \frac{d_6}{d_5} + \frac{1}{\alpha_{в} d_6} \right)};$$

$\alpha_{кт\text{ ср}}$  — среднее по времени значение коэффициента контактного теплообмена между фаской клапана и гнездом в крышке.

Уравнение (92) можно представить тождественным уравнением

$$Q_2 + Q_3 = \alpha_{прив\phi} F_2 (t_{прив} - t_{\phi}) \tau_0, \quad (93)$$

где

$$\alpha_{прив\phi} = \frac{1}{\tau_0} (\alpha_{зcp} \tau_{отк} + k_{2cp} \tau_{зак}); \quad (94)$$

$$t_{прив\phi} = \frac{t_{Грез} \alpha_{зcp} \tau_{отк} + t_{вод} k_{2cp} \tau_{зак}}{\alpha_{зcp} \tau_{отк} + k_{2cp} \tau_{зак}}. \quad (95)$$

Аналогично предыдущему можно получить приведенные значения коэффициента теплоотдачи от газов к поверхности головки клапана и температуры газа:

$$\alpha_{прив\Gamma} = \frac{1}{\tau_0} (\alpha_{4cp} \tau_{отк} + \alpha_{4зк} \tau_{зак}), \quad (96)$$

где  $\alpha_{4cp} = \frac{1}{\tau_{отк}} \int_{\tau_{отк}} \alpha_4(\tau) d\tau$ ;  $\alpha_{4зк}$  определяется по формуле

(89).

Температура

$$t_{прив.\Gamma} = \frac{t_{Грез}^{\Gamma} \alpha_{4cp} \tau_{отк} + t_{\Gamma\text{ кол}} \alpha_{4зк} \tau_{зак}}{\alpha_{4cp} \tau_{отк} + \alpha_{4зк} \tau_{зак}}, \quad (97)$$

где  $t_{\Gamma\text{ кол}}$  — температура выпускных газов в коллекторе;

$$t_{Грез\Gamma} = \frac{\int_{\tau_{отк}} \alpha_4(\tau) t_{Г}(\tau) d\tau}{\int_{\tau_{отк}} \alpha_4(\tau) d\tau}.$$

Задание граничных условий для расчета температурных полей в стенке гильзы цилиндра осложняется тем, что в теплообмене участвует переменная тепловоспринимающая поверхность. При этом следует иметь в виду, что поверхность гильзы цилинд-

ра воспринимает теплоту от газов в течение рабочего процесса, от газов, протекающих через зону компрессионных колец и зазор между корпусом поршня и гильзой цилиндра, а также от трения колец и поршня.

Основная доля теплоты, воспринимаемой гильзой, передается от рабочих газов в цилиндре по мере открытия поверхности гильзы телом поршня, а также от трения компрессионных колец и тронка поршня.

Утечка газа через компрессионные кольца в основном определяется перепадом между давлением газа в надпоршневом и подпоршневом пространстве, температурой газа, конструктивными особенностями колец и величиной зазора. В течение рабочего процесса величина утечки значительно меняется. Точный расчет зависимости утечки от угла поворота коленчатого вала весьма затруднителен. Поэтому целесообразно производить оценку этого влияния осредненными по времени параметрами.

В большинстве случаев утечка составляет (при нормальной работе) примерно 3% расхода воздуха. Средняя скорость газа при утечке

$$\omega_{ут} = \frac{V_{ут}}{3600\delta_{ср}\pi D_0},$$

где  $V_{ут}$  — утечка газа, м<sup>3</sup>/ч;  $\delta_{ср}$  — средний радиальный зазор между поршнем и гильзой, м.

Температура газа в зазоре близка к температуре боковой поверхности поршня в поясе компрессионных колец. В первом приближении ею можно задаться.

Учитывая небольшую величину кольцевого зазора (0,15—0,3 мм), следует рекомендовать для расчета коэффициента теплоотдачи критериальное уравнение [9]

$$Nu = 0,069Re^{1,08} \left( \frac{\delta}{l} \right)^{0,76}, \quad (98)$$

где  $\delta$  — определяющий размер (в нашем случае радиальный зазор), м;  $l$  — длина канала, высота поршня, м.

В качестве определяющей температуры принимается температура газа в зазоре. Область применения уравнения (98) ограничивается  $Re < 4000$ .

Вследствие возвратно-поступательного движения поршня элементарный пояс гильзы цилиндра высотой  $\Delta S$  подвергается воздействию газов в надпоршневой полости только тогда, когда поршень (первое кольцо) откроет его, перемещаясь к н. м. т., при каком-то угле  $\varphi$  поворота коленчатого вала. При движении поршня к в. м. т. наступает момент, соответствующий углу  $2\pi - \varphi$ , когда элементарный пояс гильзы цилиндра не будет соприкасаться с газами надпоршневой полости.

Таким образом, за время, соответствующее углу поворота коленчатого вала  $2(\pi - \varphi)$  для двухтактного двигателя и

$4(\pi - \varphi)$  для четырехтактного, может быть определено среднее значение коэффициента теплоотдачи  $\alpha_{\Sigma}$  ср и результирующая по теплоотдаче температура газа  $t_{гр\text{рез}}$  для нескольких поясов гильзы цилиндра:

$$\alpha_{\Sigma\text{ср}i} = \frac{1}{2\pi} \int_{\varphi}^{2\pi-\varphi} \alpha_{\Sigma i}(\varphi) d\varphi;$$

$$t_{гр\text{рез}i} = \frac{\int_{\varphi}^{2\pi-\varphi} \alpha_{\Sigma i}(\varphi) t_{г}(\gamma) d\varphi}{\int_{\varphi}^{2\pi-\varphi} \alpha_{\Sigma i}(\varphi) d\varphi}, \quad (99)$$

где  $i$  — номер пояса.

Для четырехтактного двигателя

$$\alpha_{\Sigma\text{ср}i} = \frac{1}{4\pi} \left( \int_{\varphi}^{2\pi-\varphi} \alpha_{\Sigma i}(\varphi) d\varphi + \int_{2\pi+\varphi}^{4\pi-\varphi} \alpha_{\Sigma i}(\varphi) d\varphi \right). \quad (100)$$

Температура  $t_{гр\text{рез}}$  определяется по формуле (99) с учетом уравнения (100).

В периоды времени, когда элементарный пояс перекрыт поршнем, теплообмен в зазоре между поршнем и гильзой цилиндра, как указывалось выше, определяется средним по времени значением коэффициента теплоотдачи и температурой газа, принимаемой равной температуре боковой поверхности поршня.

Для двухтактного двигателя, когда длина поршня больше хода, время перекрытия элементарного пояса гильзы цилиндра телом поршня равно  $\varphi_{\text{пп}} = 2\varphi$  и среднее по времени значение коэффициента теплоотдачи для  $i$ -го элементарного пояса

$$\alpha_{з\text{ср}i} = \frac{1}{2\pi} \left( \int_0^{\varphi} \alpha_{zi}(\varphi) d\varphi + \int_{2\pi-\varphi}^{2\pi} \alpha_{zi}(\varphi) d\varphi \right).$$

Для четырехтактного двигателя

$$\alpha_{з\text{ср}i} = \frac{1}{4\pi} \left( \int_0^{\varphi} \alpha_{zi}(\varphi) d\varphi + \int_{2\pi-\varphi}^{2\pi+\varphi} \alpha_{zi}(\varphi) d\varphi + \int_{4\pi-\varphi}^{4\pi} \alpha_{zi}(\varphi) d\varphi \right).$$

Коэффициент  $\alpha_3$  определяется по уравнению (98).

Тогда среднее значение коэффициента теплоотдачи для  $i$ -го элементарного пояса гильзы цилиндра определяется для двухтактного двигателя следующим образом:

$$\alpha_{\text{ср}i} = \frac{1}{2\pi} \left( \int_0^{\varphi} \alpha_{zi}(\varphi) d\varphi + \int_{\varphi}^{2\pi-\varphi} \alpha_{\Sigma i}(\varphi) d\varphi + \int_{2\pi-\varphi}^{2\pi} \alpha_{zi}(\varphi) d\varphi \right).$$

Результирующая по теплоотдаче температура для этого же элементарного пояса

$$t_{г\text{ рез}} = \frac{\int_0^{\varphi} \alpha_{zi}(\varphi) t_{г} d\varphi + \int_{\varphi}^{2\pi-\varphi} \alpha_{\Sigma i}(\varphi) t_{г}(\varphi) d\varphi + \int_{2\pi-\varphi}^{2\pi} \alpha_{zi}(\varphi) t_{г} d\varphi}{\int_0^{\varphi} \alpha_{zi}(\varphi) d\varphi + \int_{\varphi}^{2\pi-\varphi} \alpha_{\Sigma i}(\varphi) d\varphi + \int_{2\pi-\varphi}^{2\pi} \alpha_{zi}(\varphi) d\varphi}$$

Коэффициент теплоотдачи от выпускных газов (или воздуха) к перемычкам выпускных или продувочных окон ориентировочно можно определить по формуле для случая поперечного обтекания трубы [19]

$$Nu_f = 0,18 Re_f^{0,62}. \quad (101)$$

В качестве определяющего размера принимается эквивалентный диаметр перемычки. В соответствии с фазами газораспределения следует подсчитать  $\alpha_{г}$  по формуле (101) для различных моментов времени, а затем осреднить по всему циклу. Результирующая по теплоотдаче температура определяется аналогично предыдущему с учетом переменной по углу поворота коленчатого вала температуры газа в процессе выпуска, которая определяется соответствующим расчетом.

Необходимость учета внутреннего источника теплоты на границе поверхности гильзы цилиндра и поршня, возникающего вследствие трения элементов поршня и гильзы цилиндра, определяется мощностью этого источника теплоты по сравнению с прямой теплоотдачей от газов и величиной теплоотдачи от поршня и колец в стенку гильзы цилиндра.

Мощность трения колец, трояка поршня и гильзы в настоящее время не может быть точно и непосредственно определена, так же как и доля теплоты, эквивалентная работе трения и отдельно отводимая в воду и масло. Однако использование различных методов тепловых балансов позволяет дать приближенную оценку величине теплоты, эквивалентной работе трения элементов поршня и гильзы цилиндра. Такое исследование проводилось на основе анализа:

1) составляющих внешнего теплового баланса с отдельным определением теплоты, отводимой охлаждающей жидкостью от поршня, гильзы и крышки цилиндра;

2) данных внутреннего теплового баланса, получаемых с помощью обработки индикаторных диаграмм на основании первого принципа термодинамики (в результате такой обработки могут быть определены количество теплоты, отводимой от газов в систему охлаждения в процессе сжатия, сгорания и расширения);

3) мощности трения, определяемой главным образом методом «выбега» и разделения ее на отдельные составляющие, с

учетом результатов экспериментальных исследований по определению силы трения и использования расчетной методики;

4) тепловых балансов, получаемых на основе температурных полей в стенках гильзы и крышки цилиндра и поршня.

В результате проведенного анализа было установлено, что теплота, эквивалентная работе трения элементов поршня и гильзы цилиндра, составляет: 3% для дизеля 10Д100, 3,5% для дизеля 2Д100, 2,7% для дизеля Д70, 4,3% для дизеля СМД18Н всего тепла, вносимого в цилиндр топливом.

Теплота, эквивалентная работе трения и отводимая через стенку гильзы цилиндра в воду, составляет примерно 20—40% общей теплоты, воспринимаемой стенкой гильзы цилиндра.

Таблица 10

Теплота, эквивалентная работе трения элементов поршня и гильзы, и тепловой поток от головки поршня к гильзе цилиндра

Параметры	Тип дизеля				
	10ДН $\frac{20,7}{2 \times 25,4}$	16ЧН $\frac{25}{27}$	16ЧН $\frac{26}{26}$	4ЧН $\frac{12}{14}$	
Среднее эффективное давление, кгс/см <sup>2</sup> . . . . .	6,23	9,3	13,8	13,5	7,6
Частота вращения, об/мин . . . . .	850		1000		1750
Теплота, эквивалентная работе трения, ккал/ч . . . . .	6300	7500	7600	7598	1780
Тепловой поток от головки поршня к гильзе, ккал/ч . . . . .	4000	5000	7450	8341	1600

Примечание. У дизелей 10ДН  $\frac{20}{2 \times 25,4}$  поршни интенсивно охлаждаются маслом, у остальных не охлаждаются.

Из приведенных в табл. 10 данных видно, что тепловой поток от головки поршня к гильзе цилиндра вполне соизмерим с тепловым потоком, создаваемым тепловыделением от трения элементов поршня и гильзы цилиндра. В дизелях типа Д70 и Д49 с неохлаждаемыми поршнями указанные тепловые потоки весьма близки по своим значениям.

Из-за относительно высокой доли теплоты, эквивалентной работе трения элементов поршня и гильзы цилиндра, ее необходимо учитывать при задании граничных условий для расчета температурных полей в стенке гильзы цилиндра и поршня.

В связи с этим возникают трудности при оценке количества тепла, эквивалентного работе трения, которое, с одной стороны, передается через стенку гильзы цилиндра к охлаждающей воде, а с другой стороны, затормаживает поток тепла от головки поршня через кольца и гильзу цилиндра, поднимая температурный потенциал колец и поршня.

Вероятно, значительно большая доля теплоты трения будет передаваться в стенку гильзы цилиндра, как обладающую меньшим температурным потенциалом. Однако установить количественное соотношение между тепловыми потоками, возникающими в результате тепловыделения от трения и передающимися в поршень и гильзу цилиндра, пока что не представляется возможным. Поэтому указанные тепловые потоки обычно принимаются равными.

Тепловыделение от трения можно рассматривать как поверхностный источник теплоты, равномерно<sup>1</sup> распределенный по поверхности элементов трения, который может быть реализован, например, в сеточных моделирующих устройствах путем подачи потенциала в узловую точку, находящуюся в зоне контакта через соответствующее сопротивление.

Оценку тепловыделения вследствие трения элементов поршня и гильзы цилиндра можно производить на основе расчетного определения мощности потерь трения колец, если отсутствуют опытные данные, с последующим переводом мощности в теплоту.

Ориентировочный расчет можно проводить, например, используя некоторые данные, приведенные в работе К. Энглиша. Общая сила трения, которая действует на рабочей поверхности отдельного кольца,

$$F = \mu p_r,$$

где  $\mu$  — коэффициент трения;  $p_r$  — радиальное давление;  $p_r = p_y + \frac{p_2 - p_1}{2}$ ;  $p_y$  — давление от сил собственной упругости кольца;  $p_2$  и  $p_1$  — соответственно давление над и под кольцом.

Если известно  $p_1 = f_1(\varphi)$  и  $p_2 = f_2(\varphi)$ , то сила трения может быть определена как функция угла поворота коленчатого вала (или хода поршня).

Для  $m$ -колец общая сила трения

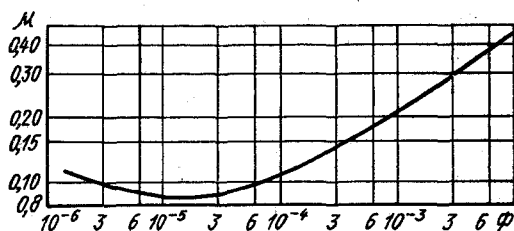
$$F_m = \sum_1^m \mu p_r.$$

<sup>1</sup> Допустимость такого предположения подтверждается анализом работ, в которых экспериментальным путем определялись мгновенные значения силы трения. Соответствующая обработка опытных данных позволила установить, что практически тепловой поток, эквивалентный мощности трения, равномерно распределяется по ходу поршня.



Рис. 75. Зависимость коэффициента трения поршневых колец  $\mu$  от пара-

$$\text{метра } \Phi = \frac{\eta_m c_m}{h p_{\Sigma}}$$



Следует иметь в виду, что сила трения возрастает с увеличением числа колец, но не пропорционально этому увеличению. Если кольца не нагружены, то  $F_m$  пропорциональна числу колец, так как они прилегают к поверхности гильзы цилиндра только вследствие сил упругости. В связи с этим следует учитывать, что давление газов за кольцами действует лишь на протяжении рабочего хода, а во время остальных ходов имеет значение только радиальное давление от сил собственной упругости. Для приближенного определения коэффициента трения можно использовать зависимость коэффициента трения от параметра  $\Phi = \frac{\eta_m c_m}{h p_{\Sigma}}$ , полученную Хоргеном (график на рис. 75).

В безразмерный параметр входят:  $\eta_m$  — вязкость масла, кгс·с/м<sup>2</sup>;  $c_m$  — средняя скорость поршня, м/с;  $h$  — осевая высота кольца, м;  $p_{\Sigma}$  — среднее радиальное давление, кгс/см<sup>2</sup>.

В общем виде работа трения колец одного поршня

$$A_{\text{тр}} = \sum_1^k \int_S F_m(S_{\text{п}}) dS_{\text{п}}$$

где  $S_{\text{п}}$  — ход поршня;  $\sum_1^k$  — суммирование по отдельным участкам рабочего процесса.

Мощность потерь трения

$$N_r = \frac{2n \sum_1^k \int_S F(S_{\text{п}}) dS_{\text{п}}}{60i \cdot 75}$$

Тепловой поток

$$Q_r = 632,3N_r = \frac{n \sum_1^k \int_S F_m(S_{\text{п}}) dS_{\text{п}}}{3,57i}$$

Трение тронка может быть определено аналогичным путем с учетом боковой составляющей суммарной силы, действующей на поршень. Если исходить из того, что при нормальной работе зазор между кольцом и гильзой цилиндра (так же, как и меж-

ду тронком поршня и гильзой) заполнен маслом, то термическая проводимость в зоне контакта кольцо — гильза

$$\alpha_{к-г} = \frac{\lambda_{м}}{\delta_{м}}, \quad (102)$$

где  $\lambda_{м}$  — коэффициент теплопроводности масла;  $\delta_{м}$  — толщина масляной пленки.

Выражение (102) легко получить из совместного решения уравнения Фурье для теплового потока, который передается от кольца к гильзе,

$$q_{к-г} = \frac{\lambda_{м}}{\delta_{м}} (t_{к} - t_{г})$$

и уравнения Ньютона

$$q_{к-г} = \alpha_{к-г} (t_{к} - t_{г}).$$

При этом принимается распределение температур в масляной пленке линейным, учитывая ее небольшую толщину.

Температура масляной пленки

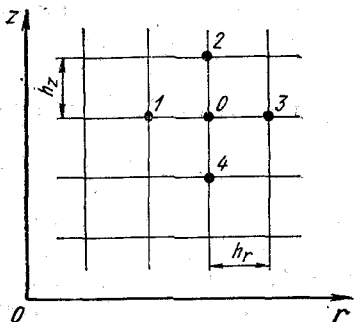
$$t_{м} = \frac{1}{2} (t_{к} + t_{г}).$$

В этом случае температурой кольца и поверхности гильзы можно в первом приближении задаться, учитывая имеющийся опыт. Толщина масляного слоя может быть рассчитана в соответствии с гидродинамической теорией смазки. Теплопроводность масла в зависимости от температуры может быть определена в соответствии с рекомендациями, приведенными в работе М. А. Михеева [19].

### Математическое моделирование уравнений теплопроводности

Существующие аналитические методы математической физики позволяют эффективно решать узкий круг задач теплопроводности. Применительно к системам дифференциальных уравнений, описывающих температурные поля в стенках деталей цилиндропоршневой группы, точные методы решения связаны с упрощенной трактовкой математической модели процесса — заменой реальной конфигурации тела простыми формами и упрощением граничных условий. Это лишает возможности установить влияние многих факторов на температурное поле и приводит к результатам, значительно отличающимся от истинных. Поэтому в этих случаях применяют методы численного решения уравнения теплопроводности, которые практически позволяют отказаться от упрощений геометрических форм и граничных условий.

Наиболее распространенным методом приближенного решения уравнений теплопроводности является метод ко-



нечных разностей (метод сеток). Суть этого метода — в замене производных, входящих в дифференциальные уравнения вида (69)–(71) и граничные условия, их приближенным значением, выраженным через разности значений функции в отдельных точках — узлах сеточной области. Так, для каждой внутренней узловой точки сетки вместо дифференциального уравнения теплопроводности записывается уравнение вида

$$\sum_{i=1}^4 A_i (t_i - t_0) = \frac{\mu}{a} \frac{\partial t}{\partial \tau} + \varepsilon (h_c^3), \quad (103)$$

где коэффициенты  $A_i$  пропорциональны некоторому постоянному коэффициенту  $\mu$  и обратно пропорциональны  $h_c^2$  (шагу сетки);  $\varepsilon (h_c^3)$  — остаточный член разложения функции  $t(r, z, \tau)$  в ряд Тейлора в точках 1, 2, 3 и 4 относительно 0 (рис. 76).

Таким образом, это позволяет перейти от дифференциального уравнения к эквивалентному соотношению в конечных разностях, решение которого сводится к несложным алгебраическим операциям.

Использование быстродействующих универсальных ЭЦВМ позволяет с большой точностью решить задачу с использованием метода конечных разностей. Однако следует заметить, что в этом случае приходится заменять производную по времени разностным выражением. От этой замены возникает погрешность. Если погрешность в решении будет стремиться к 0 при неограниченном изменении пространственно-временной сетки, т. е. при  $h \rightarrow 0$  и  $\Delta \tau \rightarrow 0$ , то разностная схема будет считаться сходящейся.

Для устойчивости решения, т. е. для обеспечения сходимости приближенного решения к искомому, необходимо выполнение условия

$$a \frac{\Delta \tau}{h_c^2} \leq \frac{1}{2},$$

где  $\Delta \tau$  — шаг по времени.

Таким образом, степень приближения полученного решения к точному решению исходного дифференциального уравнения будет в значительной мере зависеть от принятых при расчете величин шагов по координатам и времени. Вполне очевидно, что измельчение пространственно-временной сетки способствует уве-

личению точности. Однако это приводит к значительному росту объема вычислительных работ.

Если, например, для проведения расчета до заданного момента времени  $\tau$  необходимо  $m$  шагов по времени, где  $m = \frac{\tau}{\Delta\tau}$ , то  $m \geq a \frac{2\tau}{h_c^2}$ . Учитывая, что  $a = 0,03 \div 0,3 \text{ м}^2/\text{ч}$  (для материалов,

обычно применяющихся в дизелестроении),  $h = 0,2 \div 1 \text{ см}$ ;  $\tau = 5 \div 10 \text{ мин}$ , число шагов по времени может составить  $m_{\max} = 25\,000$ . Если же по техническим условиям требуется всего лишь 100 шагов по времени, то такая замена производной по времени разностным отношением потребует в 250 раз больше промежуточных вычислений.

В соответствующей литературе подробно рассматриваются вопросы сходимости, точности и устойчивости разностных схем. Использование этих рекомендаций позволяет при решении конкретной задачи выбрать наиболее оптимальную разностную схему с точки зрения необходимой точности и объема вычислительных работ.

Внимание исследователей и конструкторов привлекает также использование метода конечных элементов для определения температурных полей в деталях двигателей внутреннего сгорания [15].

Физическая основа метода конечных элементов заключается в замене тела определенным числом элементов, которые соединены между собой определенным числом узловых точек. Это позволяет составить, например, дополнительные уравнения теплового баланса элементов, что несколько облегчает численное решение задачи при описании процесса дифференциальными уравнениями в частных производных при бесконечном большом числе соединительных точек.

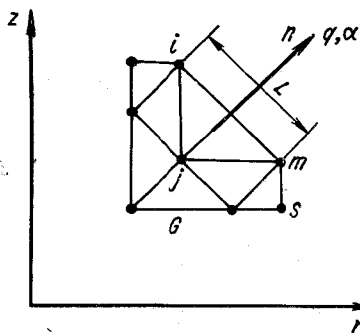
Практическая ценность метода конечных элементов состоит в том, что одно и то же дискретно-элементное представление какого-либо тела (детали) может быть использовано как для решения задачи о температурном поле, так и для определения деформаций и напряжений.

Так как структуры программ для ЭВМ, по которым решаются обе задачи, практически одинаковы, то это позволяет сократить общее количество исходной информации и использовать фактически одну и ту же программу для определения температурного поля и вызываемых этим полем деформаций и напряжений.

В работе О. С. Зенкевича приводится решение осесимметричной задачи теплопроводности с использованием приемов решения плоской задачи. Для чего уравнение

$$\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = 0$$

Рис. 77. Дискретно-элементная модель области  $G$  с теплообменом на ее границе  $S$



следует записать в виде

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( r\lambda \frac{\partial t}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( r\lambda \frac{\partial t}{\partial z} \right) = 0.$$

Тогда решение заключается в нахождении функции  $t=f(r, z)$ , минимизирующей функционал в данной области. Если решается III краевая задача для области  $G$  с теплообменом на ее границе  $S$ , то минимизируемый функционал

$$\Phi = \frac{1}{2} \iint_G r\lambda \left[ \left( \frac{\partial t}{\partial r} \right)^2 + \left( \frac{\partial t}{\partial z} \right)^2 \right] drdz + \int_S qrt dS + \int_S \frac{1}{2} \alpha r t^2 dS. \quad (104)$$

Разделив исследуемую область  $G$  воображаемыми линиями на конечное число элементов (рис. 77) и предположив, что произведение  $r\lambda$  постоянно в пределах одного элемента и равно своему значению в центре тяжести элемента, а температура является линейной функцией координат, можно записать [39]

$$t = [N_i; N_j; N_m] \begin{Bmatrix} t_i \\ t_j \\ t_m \end{Bmatrix}. \quad (105)$$

Компоненты матрицы-строки  $[N]$  вычисляются следующим образом:

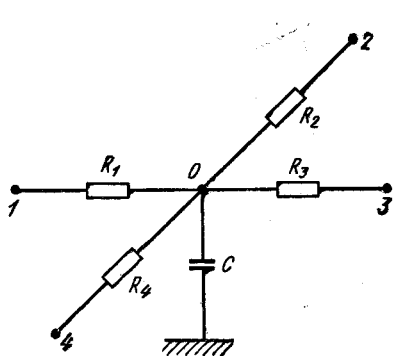
$$\left. \begin{aligned} N_i &= \frac{1}{2\Delta} (a_i + b_i r + c_i z); \\ a_i &= r_m z_j - z_m r_j; \\ b_i &= z_j - z_m; \\ c_i &= r_m - r_j, \end{aligned} \right\}$$

где  $\Delta$  — площадь элемента.

Минимум функционала определяется путем подстановки координатной функции (105) в выражение (104), вычислением частных производных от функционала (записанного для элемента) по температуре узловых точек, суммированием одноименных производных и приравниванием их нулю. Последнее приводит к системе линейных алгебраических уравнений порядка

$$\sum_{k=1}^{k=p} \frac{\partial \Phi_k^e}{\partial t_i} = 0,$$

Рис. 78. Электрическая схема узла сетки RC



где  $i=1, 2, \dots, n$  ( $n$  — количество узловых точек);  $k=1, 2, \dots, p$  ( $p$  — количество элементов).

В результате решения данной системы уравнений находятся приближенные значения температур в узловых точках области, так как распределение температур примерно соответствует минимуму функционала в данной области.

Рассмотрим принципиальные основы решения уравнений теплопроводности на аналоговых машинах. В этом случае наибольшее распространение получил основанный на принципе электротепловой аналогии (ЭТА) метод электрического моделирования.

В основе этого метода лежит аналогия между уравнениями теплопроводности, записанными в дифференциальной и разностной формах, и уравнениями распределения потенциалов в электропроводящих средах и электрических цепях.

Более эффективным методом моделирования уравнений теплопроводности является метод дискретных электрических R—C-сеток.

Для аппроксимации уравнения (103) на аналоговой машине можно собрать электрическую схему, показанную на рис. 78.

Закон Кирхгофа для узловой точки O можно записать следующим образом:

$$\sum_{i=1}^4 \frac{u_i - u_0}{R_i} = C \frac{d(O - u_0)}{d\tau_0}, \quad (106)$$

где  $u_i$  — потенциалы в узловых точках сетки;  $R_i$  — сопротивления сетки;  $C$  — конденсатор, одна обкладка которого подключена к узловой точке, другая заземлена;  $\tau_0$  — время в электрической модели.

Если

$$\left. \begin{aligned} u_i &= nt_i; \\ \frac{1}{R_i} &= mA_i; \\ C &= b \frac{1}{a}; \\ \tau_0 &= k\tau, \end{aligned} \right\} \quad (107)$$

где  $n, m, b, k$  — масштабные множители, то уравнение (106) можно переписать так:

$$\sum_{i=1}^4 n(t_i - t_0) mA_i = \frac{b}{a} \frac{n}{k} \frac{\partial t}{\partial \tau} \quad (108)$$

или

$$\sum_{i=1}^4 A_i(t_i - t_0) = \frac{b}{a} \frac{1}{km} \frac{\partial t}{\partial \tau}$$

Сравнивая уравнение (103) с выражением (108), можно заключить, что при выполнении условия  $b/km = \mu$  эти уравнения идентичны.

Таким образом, три масштабных коэффициента связаны между собой, а четвертый  $n$  может быть выбран произвольно. Для решения исходного уравнения необходимо задать начальные и граничные условия.

Задание начальных условий осуществляется путем зарядки конденсатора (см. рис. 78) до напряжения  $u_0(r, z) = nt_0(r, z)$ , где  $t_0(r, z)$  — заданное начальное распределение температуры. После окончания цикла рабочего процесса конденсаторы модели принудительно разряжаются.

Граничные сопротивления и напряжения, рассчитываемые по формулам, должны меняться во времени по заданному закону, что обеспечивается, например, применением управляемых сопротивлений на бесконтактных электронных элементах. При этом, однако, необходимо, чтобы один конец этих сопротивлений был соединен с каким-то постоянным потенциалом. Схема задания граничных условий несколько усложняется (рис. 79). Уравнение Кирхгофа для точки  $B$  записывается в виде

$$J + i + j = 0. \quad (109)$$

Величины токов, поступающих в сетку, и напряжений на ней по схеме рис. 78,  $b$  и по схеме рис. 79,  $a$  должны быть одинаковыми. Тогда

$$\left. \begin{aligned} J + \frac{u_{гр} - u_B}{R_{гр}} + \frac{u_B}{R} &= 0; \\ j &= \frac{u_B}{R}; \\ i &= \frac{u_{гр} - u_B}{R_{гр}}. \end{aligned} \right\} \quad (110)$$

Если  $R = R_{гр}$ , то

$$J + \frac{u_{гр}}{R_{гр}} = 0. \quad (111)$$

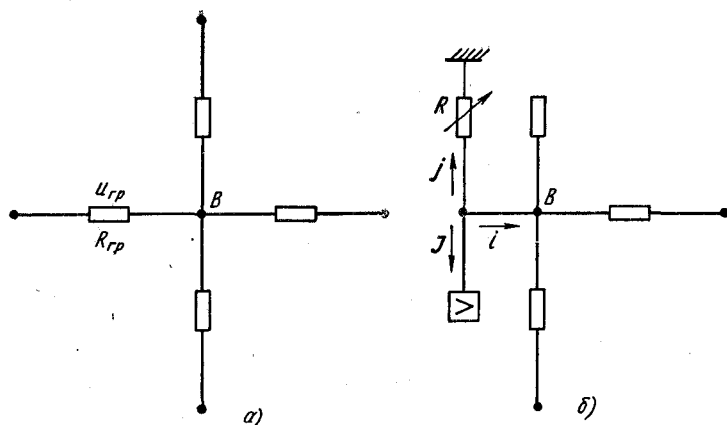


Рис. 79. Схема задания граничных условий в сетке RC

Используя формулы (107) и выражение (111), получим

$$\frac{1}{mA'_i} = \frac{1}{mA_i h_r \frac{\alpha}{\lambda}} \quad (112)$$

В формуле (112) вместо  $h_r$  может быть и  $h_z$ .

Таким образом, при помощи схемы (рис. 79, б) можно решать третью краевую задачу с переменной по времени температурой среды и с коэффициентами теплоотдачи, являющимися функцией времени. Потенциалы модели в выбранных масштабах напряжений и времени воспроизведут изменения температуры исследуемого тела. В связи с тем, что решение занимает доли секунды, для возможности наблюдения и измерения потенциалов сетки процесс периодизируется.

### Применение аналоговых вычислительных машин

Для решения задач по определению температурных полей в стенках деталей цилиндропоршневой группы дизелей применение аналоговых вычислительных машин (АВМ), основанных на методе математического моделирования по принципу электротепловой аналогии, имеет некоторые преимущества.

При решении ряда тепловых задач, например нестационарной теплопроводности (пусковые и переходные режимы в тепловых двигателях), на ЭЦВМ приходится иметь дело с огромным количеством информации. Массив чисел может достигать до 50 тыс. и более. Практически трудно обработать полученный материал.

АВМ позволяют производить расчеты на любом выбранном участке области и быстро найти более теплонатяженные эле-



менты конструкции. Отсюда главное преимущество АВМ — наглядность физического процесса, задания области, краевых условий и т. д. Благодаря этому АВМ является также исследовательским оборудованием, работая с которым инженер как бы продолжает эксперимент новыми, значительно более дешевыми средствами, чем проведение натурального эксперимента.

Однако АВМ присуща приборная погрешность, практически отсутствующая у ЭЦВМ. Хорошо выполненные АВМ имеют обычно приборную погрешность не более 1% (от максимума функции в области). Полная же погрешность решения складывается из погрешности метода и погрешности прибора. Погрешность метода (погрешность аппроксимации) может достигать 5%, и поэтому она является определяющей.

При решении уравнений параболического типа *RC*-сетка дает в принципе большую точность, так как непосредственно моделирует производную по времени, в то время как цифровая машина заменяет ее разностным отношением.

Кроме того, следует учесть, что точность задания граничных условий при определении температурных полей в стенках деталей цилиндропоршневой группы дизелей значительно ниже, чем полная погрешность решения. Поэтому АВМ, являющиеся более простыми и дешевыми заменителями цифровых машин, находят все более широкое применение в процессе конструирования и доводки тепловых машин (паровых и газовых турбин и двигателей внутреннего сгорания).

Однако в основном все существующие АВМ решают третью краевую задачу с постоянными коэффициентами теплоотдачи. Следовательно, они не могут обеспечить наилучшее приближение модели к действительному физическому процессу теплообмена в рабочем цилиндре.

Известный метод Либмана весьма трудоемок, требует значительных затрат времени, а его автоматизация — это создание гибридного цифроаналогового комплекса, стоимость которого составляет примерно удвоенную стоимость современной ЭЦВМ. В связи с этим по техническим требованиям с учетом особенностей теплообмена в цилиндре дизеля автором совместно с В. Е. Бухманом, Б. А. Волынским, А. И. Старостиним и др. разработана и создана конструкция специализированной АВМ (на 500 узловых точек), обеспечивающей решение нестационарной задачи теплопроводности при задании переменных по времени граничных условий 3-го рода, в том числе и переменного по времени коэффициента теплоотдачи.

Указанная АВМ (блок-схема на рис. 80) состоит из *RC*-сетки 1, предназначенной для моделирования исследуемой области; запоминающего устройства 9, необходимого для хранения и периодической выдачи в цифровой форме информации граничных условий; системы задания граничных условий 3, содержащей цифроаналоговый преобразователь 8, делителей граничных

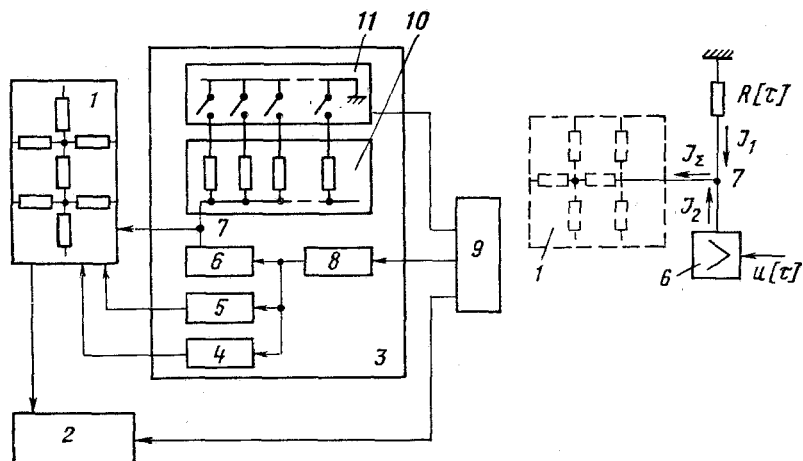


Рис. 80. Блок-схема специализированной АВМ

условий 4 и 5, усилителя 6 мощности, электронных ключей 11, блока 2 съема решения. Точка 7 является граничной и соединяет сетку с каналом задания граничных условий III рода.

$RC$ -сетка выполнена как сетка проводимостей с кодированным набором величин проводимостей и емкостей в относительных единицах. Диапазон изменения проводимостей и емкостей  $1-10^3$  относительных единиц.

При решении нестационарной задачи III рода с переменным по времени коэффициентом теплоотдачи на границе области необходимо одновременно задавать две изменяющиеся по разным законам функции — температуру среды, моделирующуюся напряжением  $U=f(\tau)$ , и коэффициент теплоотдачи, моделирующийся сопротивлением  $R=\varphi(\tau)$ . В этом случае (рис. 80) код функции температуры преобразуется в величину напряжения  $U(\tau)$ , пропорциональную температуре, и поступает на усилитель 6 мощности, а код функции коэффициента теплоотдачи поступает на электронные ключи 11, которые включают сопротивление  $10R(\tau)$ , пропорциональное величине коэффициента теплоотдачи.

Согласно закону Кирхгофа для точки 7 можно записать

$$I_{\Sigma} = I_1 + I_2,$$

где  $I_{\Sigma}$  — ток, поступающий в сетку 1;  $I_1$  — ток, проходящий через граничное сопротивление  $R(\tau)$ , которое изменяется по закону  $R=\varphi(\tau)$ ;  $I_2$  — ток усилителя 6, на вход которого подается потенциал  $U(\tau)$ , изменяющийся по закону  $U=f(\tau)$ ;

$$I_1 = \frac{0 - U_7}{R(\tau)},$$

где  $U_7$  — потенциал в точке 7.

Ток  $I_2$  будет пропорционален величине входного потенциала  $U(\tau)$  усилителя  $\beta$  и величине сопротивления  $R(\tau)$ :

$$I_2 = \frac{kU(\tau) - 0}{R(\tau)},$$

где  $k$  — коэффициент усиления усилителя  $\beta$ .

Тогда ток, поступающий в сетку  $I_1$ ,

$$I_{\Sigma} = \frac{kU(\tau) - U_7}{R(\tau)},$$

откуда

$$U_7 = kU(\tau) - I_{\Sigma}R(\tau),$$

т. е. величина потенциала в точке 7, которая является граничной, есть функция двух переменных, каждая из которых является функцией времени.

Задача решается практически мгновенно при включении машины. С помощью измерительного устройства — осциллографа измеряются потенциалы в узловых точках  $RC$ -сетки.

Важным вопросом при подготовке задачи к решению является выбор метода аппроксимации заданного дифференциального уравнения теплопроводности, так как погрешность метода (аппроксимации), как уже указывалось выше, намного превышает приборную погрешность и, следовательно, является решающей.

Анализ известных методов аппроксимации показал, что наиболее точное решение можно получить при использовании метода контурной аппроксимации [5], учитывая сложную конфигурацию и криволинейность границ деталей цилиндропоршневой группы.

Метод контурной аппроксимации основывается на том, что формула Грина связывает интеграл от лапласиана функции по области с интегралом от нормальной производной этой же функции по границе и заключается в следующем.

Пусть имеется (в случае двумерной области) область  $S$ , ограниченная контуром  $L$ . Функция  $\varphi$  — любая непрерывная функция, имеющая внутри  $S+L$  непрерывные первые производные и непрерывные внутри  $S$  вторые производные, а  $\frac{\partial\varphi}{\partial n}$  — нормальная производная, взятая во внутренней нормали к контуру  $L$ . В этом случае будет справедлива формула Грина

$$-\int_L \frac{\partial\varphi}{\partial n} dl = \iint_S \nabla^2\varphi dS.$$

Известно, что значение производной функции на каком-то отрезке с погрешностью порядка  $h^2$  ( $h$  — шаг разложения) можно определить путем разложения этой функции в ряд Тей-

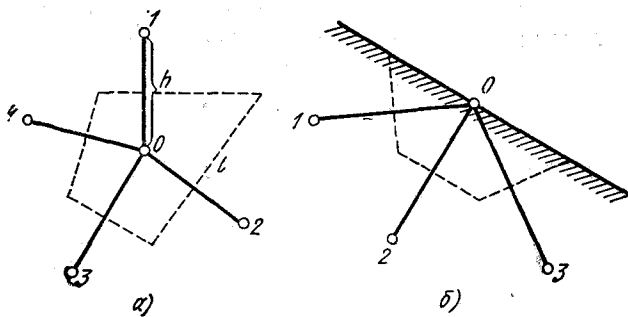


Рис. 81. Расчетная точка  $O$  области моделирования:  
 а — внутри области; б — на границе области; 1—4 — расчетные точки

лора как разность значений функции на концах отрезков, отнесенную к шагу, т. е.

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} \approx \frac{\varphi_i - \varphi_j}{h_{ij}}.$$

Значение производной при этом относится к середине отрезка. Следовательно, чтобы записать формулу Грина для какой-то точки области (рис. 81), необходимо, чтобы контур вокруг этой точки строился в виде многоугольника, образованного перпендикулярами, проведенными через середины отрезков, соединяющих данную точку с соседними. Тогда можно приближенно считать

$$-\int_L \frac{\partial \varphi}{\partial n} dl = \sum_i \frac{\varphi_i - \varphi_j}{h_{ij}} l_{ij}.$$

В трехмерной области точку, для которой требуется составить разностное уравнение, окружает замкнутая поверхность, ограничивающая элементарный объем, включающий эту точку. Тогда по аналогии с плоской задачей

$$\iint_S \frac{\partial \varphi}{\partial n} dS = \sum_i \frac{\varphi_i - \varphi_j}{h_{ij}} S_{ij},$$

где  $S_{ij}$  — площадь, перпендикулярна направлению, в котором рассчитывается величина производной, и, следовательно,

$$\iiint_U \nabla^2 \varphi dU = \sum_i \frac{\varphi_i - \varphi_j}{h_{ij}} S_{ij}. \quad (113)$$

Если обозначить  $\frac{S_{ij}}{h_{ij}} = A_{ij}$ ,

то выражение (113) примет вид

$$\iiint_V \nabla^2 \varphi dJ = \sum_i (\varphi_i - \varphi_j) A_{ij}. \quad (114)$$

В случае, например, стационарной задачи, как это известно, температурное поле описывается уравнением типа (70), у которого лапласиан функции равен нулю. Поэтому и интеграл от этого лапласиана также равен нулю. Тогда, учитывая выражение (114), можно записать.

$$\sum_i (t_i - t_j) A_{ij} = 0.$$

Если расчетная точка расположена на границе (см. рис. 81), то, учитывая уравнение (72), разностное уравнение примет вид

$$\sum_i (t_0 - t_i) A_{0i} + \frac{t_n - t_c}{\lambda} \alpha S_{\text{гр}} = 0.$$

При проведении расчета областей для деталей цилиндро-поршневой группы двигателей внутреннего сгорания, которые в большинстве случаев можно рассматривать как осесимметричные тела, за расчетную область целесообразно принимать сектор с единичным углом, например в один радиан.

В исследуемой области выбирают точки, количество и расположение которых наиболее полно определяли бы температурное поле этой области или характерных ее частей. Вокруг каждой точки строят контур, который образуют перпендикулярами, проведенными через середины отрезков, соединяющих данную точку с соседними. Грани контуров соседних точек должны совпадать. Если контур вокруг какой-то точки замыкается линией границы области, такая точка считается граничной. Величину связи граничной точки с внешней по отношению к области средней рассчитывают по формуле

$$A_{i\text{гр}} = \frac{S_{\text{гр}} \alpha}{m},$$

где  $S_{\text{гр}}$  — площадь участка границы;  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи;  $m$  — масштаб вычерченной модели.

Для внутренних точек величина связи рассчитывается по формуле

$$A_{ij} = \frac{S_{ij} \lambda}{h_{ij}},$$

где  $S_{ij}$  — площадь, перпендикулярная направлению связи, — площадь грани контура;  $h_{ij}$  — расстояние между точками;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности.

Если линии контура какой-то точки пересекают границу зон с различной теплопроводностью, то связь, соответствующая

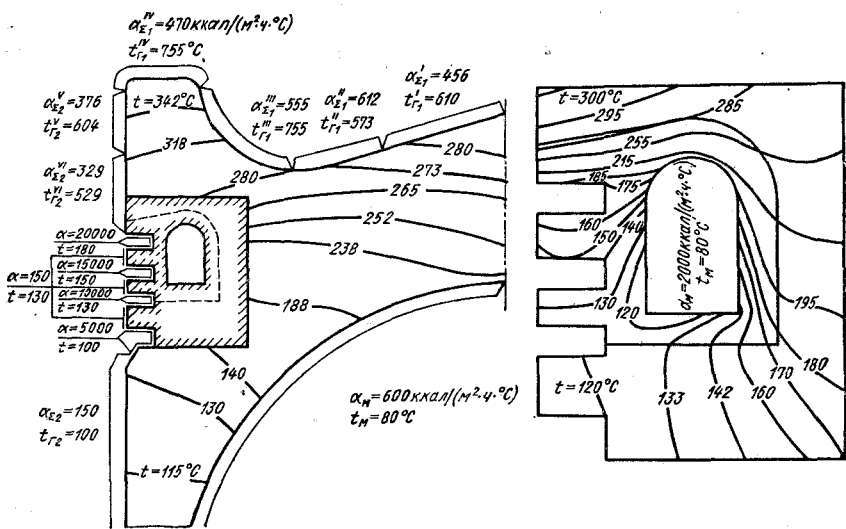


Рис. 82. Температурное поле алюминиевого поршня с залитым стальным колецдержателем на режиме номинальной мощности дизеля ЗД70  $\left(16\text{CH}\frac{25}{27}\right)$ ,  $N_e=4000$  л. с. при  $n=1000$  об/мин

этой линии, подсчитывается как сумма связей, рассчитанных в соответствии с величинами площадей, принадлежащих зонам с соответствующей теплопроводностью.

Аналогичным образом следует поступать, когда через граничную точку проходит раздел зон с различными параметрами среды.

В качестве примера на рис. 82 приведено температурное поле поршня, полученное с помощью АВМ.

Расчет области моделирования производился методом контурной аппроксимации. Граничные условия рассчитывались по методике, изложенной в настоящей книге. Сопоставление с экспериментальными данными, которые были впоследствии получены на кафедре двигателей внутреннего сгорания Харьковского политехнического института Я. И. Шеголем, показывает вполне удовлетворительное совпадение.

## **Методы измерений некоторых величин при экспериментальном исследовании теплопередачи в дизелях**

При экспериментальном исследовании теплопередачи в дизелях необходимо провести серию измерений, связанных с определением температурных полей, нестационарных тепловых потоков в стенках деталей цилиндропоршневой группы; температуры; давления и скорости движения рабочего тела и хладагентов; с излучением в камере сгорания и др.

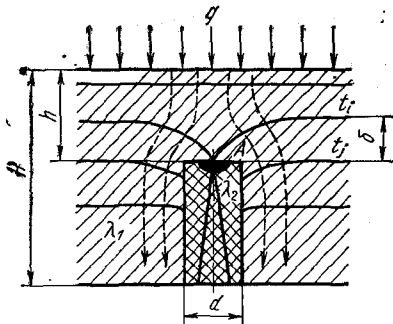
Указанные измерения имеют ряд особенностей, вызываемых специфическими условиями протекания процесса теплопередачи в камере сгорания дизеля. Рассмотрим некоторые методы измерений, представляющие определенные трудности и в связи с этим еще недостаточно освоенные.

### **Измерение температуры стенки деталей цилиндропоршневой группы**

Для экспериментального определения температурных полей в стенках деталей цилиндропоршневой группы обычно используют наиболее универсальный метод измерения температур с помощью термопар. В имеющейся литературе достаточно полно рассмотрены различные измерительные схемы, конструкции термопар, приборные погрешности. Однако недостаточное внимание уделяется рассмотрению методических ошибок, т. е. ошибок, связанных с установкой термопар в объекте исследования, на что влияет и конструкция термопар.

В практике встречаются различные способы заделки горячих спаев термопар. Однако при расположении термопар на различном уровне от тепловоспринимающей поверхности наиболее пригоден способ приварки горячего спаев термопары к доньшку глухого отверстия в объекте исследования (рис. 83). В глухих отверстиях можно также использовать миниатюрные термопары (рис. 84). Особенностью термопары является возможность контроля наличия плотного контакта между горячим спаем и местом измерения. Это осуществляется сравнением сопротивления термопары до установки ее в исследуемый объект с сопротивлением «масса детали — термопара» после монтажа в деталь.

Рис. 83. Установка термопары внутри тела способом приварки горячего спая А к доньшку гнезда



При измерении температуры в деталях, изготовленных из алюминиевого сплава, можно применять заделку горячего спая термопары в пробку из этого же материала и запрессовку ее в тело поршня со стороны теплопринимающей поверхности.

Погрешность прибора измерения стационарных температур с помощью непрерывной электрической связи термопары с измерительным прибором может не превышать 0,5% при индивидуальной градуировке термопар и использовании потенциометров класса 0,05. В случае периодического подключения термопар к измерительному прибору (например, измерение температуры поршня на работающем двигателе, когда термопары включают в измерительную цепь вблизи н. м. т. и в качестве нуль-индикатора применяют электронный осциллограф) погрешность прибора возрастает до 1—1,5%.

Однако погрешность, связанная с методикой установки термопар, может в отдельных случаях превышать погрешность прибора. Гнездо или паз для установки термопары представляет собой термическое сопротивление. Вследствие этого тепловой поток огибает это гнездо и температурное поле в районе горячего спая искажается. Как это видно из рис. 82, изотерма  $t_i$

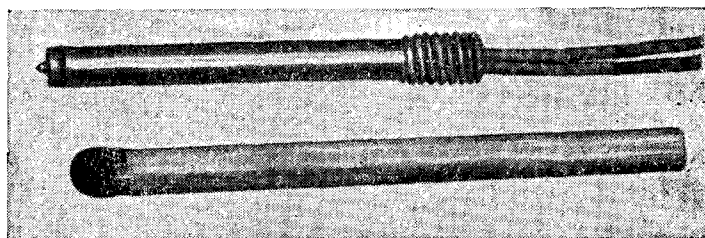
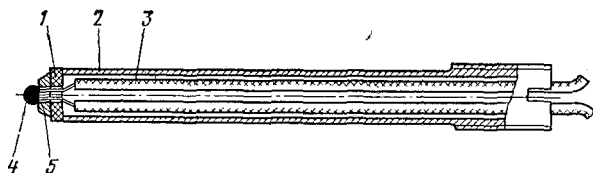


Рис. 84. Конструкция термопары, располагаемой внутри тела:  
1 — слюдяная шайба; 2 — стальной кожух; 3 — термоэлектродные провода в термостойкой изоляции; 4 — горячий спай; 5 — стальная шайба



вдали от гнезда располагается на уровне горячего спая, а изотерма  $t_j$  проходит через горячий спай  $A$ . Возникающая при этом ошибка зависит от величины удельного теплового потока  $q$ , коэффициента теплопроводности  $\lambda_1$  и смещения изотерм  $\delta$ :

$$t_j - t_i = \frac{q\delta}{\lambda_1}.$$

Смещение изотерм в свою очередь зависит от соотношения геометрических размеров гнезда и тела, коэффициента теплопроводности  $\lambda_2$  материала, заполняющего гнездо.

Используя электротепловую аналогию, можно исследовать влияние типа встройки термодпары в теле на его температурное поле.

Таблица 11

Результаты исследования влияния установки термодпар на искажение температурного поля

$H$ , мм	$h$ , мм	$d$ , мм	$\frac{h}{H}$	$\lambda_1$ , ккал/(м·ч·°C)	$\lambda_2$ , ккал/(м·ч·°C)	$q$ , ккал/(м <sup>2</sup> ·ч)	$\delta$ , мм	$t_i$ , °C	$t_j$ , °C	$e_t = \frac{t_j - t_i}{t_i} \cdot 100\%$
10	5,0	2,5	1/2	40	2	440 000	0,60	311	304	2,25
10	2,50	2,5	1/4	40	2	440 000	0,72	340	332	2,35
10	1,25	2,5	1/8	40	2	440 000	0,97	356	345	3,08
10	0,63	2,5	1/16	40	2	440 000	1,27	366	352	3,80
10	1,25	2,5	1/8	15	2	335 000	0,85	429	410	4,63
10	0,63	2,5	1/16	15	2	335 000	1,00	447	424	5,10
10	1,25	2,5	1/8	40	10	440 000	0,70	353	345	2,30
10	0,63	2,5	1/16	40	10	440 000	0,75	361	352	2,50
10	1,25	2,5	1/8	15	10	335 000	0,31	417	410	1,80
10	0,63	2,5	1/16	15	10	335 000	0,38	432	424	1,90
80	40,00	3,0	1/2	100	2	315 000	0,60	332	330	0,61
80	20,00	3,0	1/4	100	2	315 000	0,95	396	393	0,76
80	10,00	3,0	1/8	100	2	315 000	1,11	429	425,5	0,82
80	5,00	3,0	1/16	100	2	315 000	1,20	443,5	439,7	0,86

В качестве примера в табл. 11 приведены некоторые результаты такого исследования, проведенного на сеточной модели для типа встройки, показанной на рис. 83.

Из приведенных данных видно, что наиболее значительная ошибка возникает при низких коэффициентах теплопроводности тела  $\lambda_1$  и при заливке в отверстие под термодпару материала (типа цемента) с низким коэффициентом теплопроводности  $\lambda_2$ .

Измерение температурных колебаний на тепловоспринимающей поверхности стенок камеры сгорания имеет свои специ-

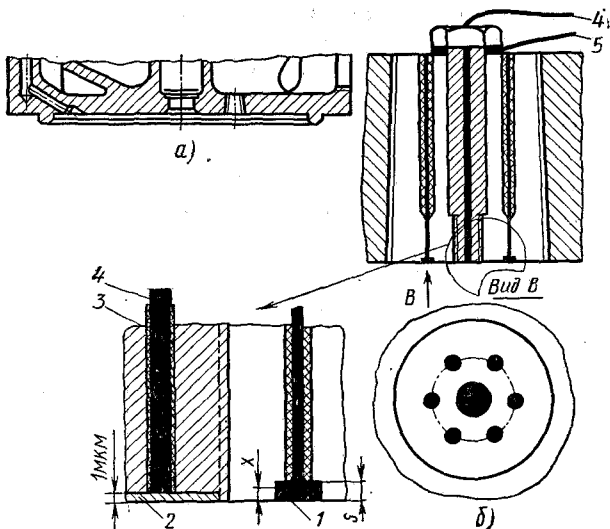


Рис. 85. Схема термопар, установленных в крышке цилиндра, для регистрации температурных колебаний:

*a* — крышка цилиндра четырехтактного дизеля; *б* — измерительная пробка с встроенными термопарами; 1 — термопара из хромель-копеля; 2 — слой никеля; 3 — слой окиси никеля; 4 — никелевая проволока; 5 — железная проволока

фические особенности. Главными из них являются незначительная величина амплитуды этих колебаний (особенно в быстроходных двигателях) и воздействие периодически меняющихся высоких температур и давлений на чувствительный элемент температурного датчика.

Для проведения таких измерений применяют:

двухэлектродные термопары с горячим спаем, приваренным к телу со стороны тепловоспринимающей поверхности (на глубине 0,1—0,25 мм);

пленочные термопары (ПТ) с толщиной горячего спая до 1 мкм;

пленочные термометры сопротивления (ПТС) с толщиной рабочей пленки порядка 0,1 мкм.

В качестве примера на рис. 85 показаны принципиальные схемы термопар, которые были разработаны применительно к конструкциям деталей цилиндропоршневой группы дизелей, результаты исследования теплообмена которых приведены выше.

В измерительной пробке, изготовленной из того же материала, что и крышка цилиндра, установлена поверхностная пленочная железоникелевая термопара, а также термопары, показанные на рис. 84, *a*. С помощью последних измеряются температурные колебания на некоторой эффективной глубине  $x$ , находящейся между центром тяжести и полной глубиной

установки (размер  $S$ ), т. е.  $\frac{S}{2} < x < S$ . Это неравенство легко получить, если рассмотреть соотношение между э. д. с. и сопротивлением для электрической цепи термоэлемента с учетом падения э. д. с. вдоль размера  $S$ .

Не останавливаясь на выводе этого неравенства, укажем, что глубине  $x$  соответствует установившаяся средняя температура, измеренная термопарой такого типа.

Определение эффективной глубины установки термопар  $x$  может быть осуществлено несколькими способами.

1. На разных глубинах заделки  $S$  устанавливают геометрически подобные термопары. Затем производят гармонический анализ температурных колебаний, зарегистрированных этими термопарами. Экстраполяцией кривых  $C_h = f(S)$ , где  $C_h$  — амплитудный коэффициент ряда Фурье, получают значение  $C_{k0}$  для встройки  $S=0$ . Тогда, используя экспоненциальный закон<sup>1</sup> затухания температурных колебаний с удалением от тепловоспринимающей поверхности, можно определить эффективную глубину из выражения

$$x = \frac{1}{\sqrt{\frac{k\omega}{2a}}} \ln \frac{C_{k0}}{C_{k1}}$$

2. Одновременно регистрируют температурные колебания с помощью поверхностной термопары и термопар, имеющих различную глубину заделки  $S$  (см. осциллограмму на рис. 13). Затем проводится гармонический анализ этих колебаний и определяется сдвиг фазы между колебаниями (для первых нескольких гармоник) на поверхности и на искомой глубине.

Зная сдвиг фазы  $\tau_x$  и период колебания  $\tau_0$ , определяют эффективную глубину  $x$  из выражения

$$x = \frac{2\tau_x}{\sqrt{\tau_0/\pi a}}$$

Для всех гармонических составляющих величина  $x$  должна быть одна и та же. Поэтому за искомое значение величины  $x$  принималось ее среднее арифметическое значение.

3. Эффективная глубина заделки термопары может быть определена и до установки на объект, если рассматривать термопару как полуограниченный стержень с теплоизолированной боковой поверхностью. Тогда, используя имеющееся в теории теплопроводности [28] решение задачи об изменении температуры во времени при постоянном тепловом потоке, воспринимаемом торцевой поверхностью, можно получить эффективную глубину залегания горячего спая.

<sup>1</sup> Возможность использования этого закона подтверждаются данными, приведенными на рис. 15.

Если обозначить время достижения температуры на поверхности через  $\tau_1$ , а на глубине  $x$  через  $\tau_2$ , то

$$\frac{2q_0}{\lambda \sqrt{\pi}} \sqrt{a\tau_1} = \frac{2q_0}{\lambda} \sqrt{a\tau_2} \left( \frac{1}{\sqrt{\pi}} - \frac{1}{2\sqrt{a\tau_2}} \right),$$

откуда

$$x = 2 \sqrt{\frac{a}{\pi}} (\sqrt{\tau_2} - \sqrt{\tau_1}).$$

Практически следует облучить термопару постоянным тепловым потоком и регистрировать изменение температуры во времени. Затем на графике  $t=f(\tau)$  определить отрезок, представляющий собой  $(\sqrt{\tau_2} - \sqrt{\tau_1})$ .

Обработка большого количества опытных данных показала, что практически во всех случаях эффективная глубина заделки термопар рассматриваемого типа составляла  $x \approx \frac{2}{3} S$ .

Применение пленочной термопары практически исключает возникновение фазового сдвига, вызываемого удалением приемника от тепловоспринимающей поверхности. Однако, как и в случае термопар с заделкой горячего спая на некоторой глубине, мгновенные значения температур будут измеряться с практически незначительным сдвигом фаз (вызываемым теплофизическими свойствами материала) относительно колебаний в стенке, если коэффициенты теплопроводности материала термопары и объекта исследования будут близки по своим значениям.

Пленочная термопара состоит из железного стержня ( $\varnothing$  3 мм) с центральным отверстием ( $\varnothing$  0,5 мм), тщательно притертым с помощью притирочных паст и стальной струны. В это отверстие заводят никелевую проволоку, предварительно нагретую в среде углекислого газа пропускаемым через нее электрическим током до температуры порядка  $1000^\circ\text{C}$  с целью получения на ее поверхности пленки окиси никеля, обладающей хорошими электроизоляционными свойствами. После обжимки стального стержня его торец шлифуют, а затем полируют. При этом электрический контакт между никелевой проволокой и железным стержнем отсутствует (рис. 86). Методом вакуумной конденсации атомного пучка никеля (вакуум  $10^{-5}$  мм рт. ст.) на подготовленный торец железного стержня наносят слой никеля, толщина которого определяется по числу интерференционных полос и обычно составляет 0,5—1 мкм. Этой величиной и определяется толщина горячего спая термопары.

Термо-э. д. с. усиливают с помощью электронного усилителя, который должен удовлетворять следующим техническим требованиям.

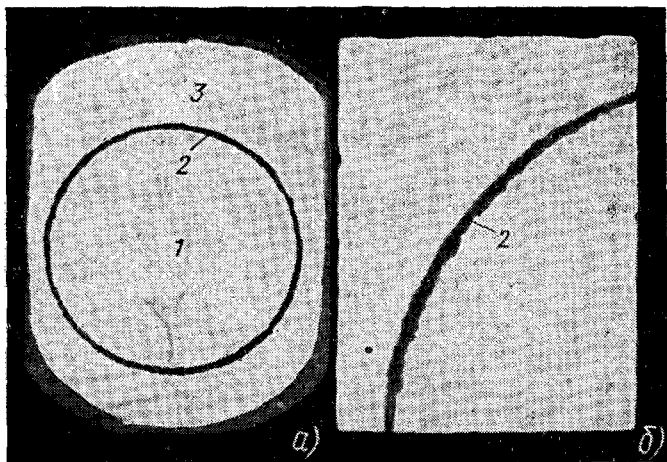


Рис. 86. Микрофотография полированного торца стального стержня с никелевой проволокой, покрытой окисью никеля:

*a* — увеличение в 140 раз; *b* — увеличение в 365 раз; 1 — никелевая проволока; 2 — окись никеля; 3 — железный стержень

1. В зависимости от частоты вращения и тактности двигателя частотная характеристика должна быть практически линейной в диапазоне частот  $\left( \frac{n_{xx}}{60 \frac{i}{2}} - \frac{1,2n_{ном}}{i} \right)$  Гц, где  $n_{xx}$  — час-

тота вращения холостого хода;  $n_{ном}$  — номинальная частота вращения;  $i$  — тактность. Это должно обеспечить надежную регистрацию процесса практически без частотных искажений.

2. Чувствительность усилителя должна обеспечивать надежную регистрацию колебания температуры, соответствующей термо-э. д. с.  $\sim 5$  мкВ. В связи с этим эквивалентное напряжение шумов, отнесенных к выходу, должно составлять примерно 1—2 мкВ.

3. Должно отсутствовать дополнительное заземление.

4. Выход усилителя должен допускать подключение шлейфа любого из стандартных типов в диапазоне сопротивлений 3—4 и 12—16 Ом.

5. Коэффициент усиления должен быть не менее 10 000—15 000.

Таким требованиям, как показывает опыт, может удовлетворять усилитель переменного напряжения, состоящий из трех каскадов, выполненных на лампах, отличающихся малыми шумами и повышенной виброустойчивостью. Первые два каскада представляют собой усилитель напряжения, третий — усилитель мощности, обеспечивающий выход на шлейф магнитоэлектри-

ческого осциллографа через понижающий трансформатор. Выходной каскад на двух лампах 6С6Б собран по двухтактной схеме для исключения постоянного подмагничивания сердечника выходного трансформатора. В соответствии с двухтактным выходом во втором каскаде предусмотрен фазоинвертор. Связь между каскадами реостатно-емкостная, рассчитанная на пропускание нижних частот рабочего диапазона.

Пленочные термометры сопротивления являются дальнейшим развитием и миниатюризацией обычных проволочных плоских термометров сопротивления из платины, никеля и других материалов. При исследовании теплообмена в дизелях некоторое распространение получили платиновые ПТС с толщиной пленки порядка 0,1 мкм, наносимой на стеклянную подложку методом вжигания из специальных растворов платинохлористоводородной кислоты.

Положительным качеством ПТС является высокая чувствительность и простейшая схема измерений по мостовой схеме с помощью тензометрического усилителя.

Однако из-за наличия диэлектрической подложки, обладающей высоким термическим сопротивлением, они непригодны для измерения температуры стенок. Другим недостатком является существенное различие (по амплитуде и сдвигу фаз) температурных колебаний в стенке камеры сгорания и в диэлектрической подложке из-за большой разницы в теплофизических свойствах материала подложки и стенки.

Температурные колебания на поверхности стенки могут быть определены по известному из теории теплопроводности [14] соотношению

$$t_{ст}(\tau) = t_d(\tau) \frac{\sqrt{\lambda_d c_{рд} \rho_d}}{\sqrt{\lambda_{ст} c_{ст} \rho_{ст}}}$$

где  $t_d(\tau)$  — температурные колебания, зарегистрированные ПТС.

При этом следует учитывать разницу в фазовом сдвиге колебаний температуры в подложке и стенке относительно колебаний температуры газа в цилиндре.

Ориентировочно разница в фазовом сдвиге может быть определена при допущении, что колебания температуры газа происходят по гармоническому закону

$$\Delta \epsilon_0 = \arctg \frac{1}{1 + \sqrt{\frac{\alpha_{\Sigma}^2}{\lambda_d^2} \frac{a_d \tau_0}{\pi}}} - \arctg \frac{1}{1 + \sqrt{\frac{\alpha_{\Sigma}^2}{\lambda_{ст}^2} \frac{a_{ст} \tau_0}{\pi}}}$$

Если принять коэффициент теплоотдачи  $\alpha_{\Sigma} = 3000$  ккал/(м<sup>2</sup>·ч·°С), период колебаний  $\tau_0 = 0,166 \cdot 10^{-4}$  ч (это соответствует  $n = 2000$  об/мин четырехтактного дизеля), то при ко-

эффиценте теплопроводности подложки  $\lambda_d = 0,6$  ккал/(м·ч·°С), стенки  $\lambda_{ст} = 40$  ккал/(м·ч·°С), коэффициенте температуропроводности соответственно  $a_d = 0,0017$  м<sup>2</sup>/ч,  $a_{ст} = 0,04$  м<sup>2</sup>·ч разница в фазовом сдвиге  $\Delta\epsilon_0$  составит примерно 10° угла поворота коленчатого вала.

Учитывая большую скорость изменения температуры теплопринимающей поверхности, такая разница в фазовом сдвиге может привести к значительным ошибкам при определении мгновенных значений удельного теплового потока и соответственно коэффициента теплоотдачи.

### Измерение радиационной составляющей удельного теплового потока

В экспериментально-расчетном исследовании радиационного теплообмена в камере сгорания работающего дизеля имеются два принципиально различных направления.

Первое направление [2, 3, 29, 35] основано на использовании фундаментальных законов радиационного теплообмена (Вина, Стефана — Больцмана). В соответствии с этим измеряемым параметром является спектральная интенсивность радиации в камере сгорания.

Практически это может быть осуществлено несколькими путями.

Л. М. Белинким [3] был использован метод спектрального определения коэффициента поглощения стационарного пламени. Учитывая кратковременность процесса радиационного теплообмена в цилиндре и его цикличность, измерения проводились с помощью стробоскопа (с механическим приводом от коленчатого вала), прорези на диске которого в соответствующие моменты времени открывали кварцевое окошко в камере сгорания.

Принципиальная основа этого метода заключается в сравнении распределения энергии излучения при условии пропускания излучения источника через пламя; излучения источника без пламени и излучения одного пламени.

В состав аппаратуры входили спектрограф, конденсор, фотометрическая и ртутные лампы.

Температура пламени определялась электрооптическим методом путем непрерывного измерения интенсивности свечения пламени в течение цикла при двух длинах волн излучения. Располагая данными по относительной интенсивности монохроматического излучения пламени, можно, применяя закон Вина, определить текущее значение температуры пламени.

Непрерывная регистрация интенсивности радиации может быть осуществлена с помощью фотодетектора и инфракрасного монохроматора [29]. При этом фотопроводниковый датчик вследствие высокой чувствительности и хорошей частотной ха-

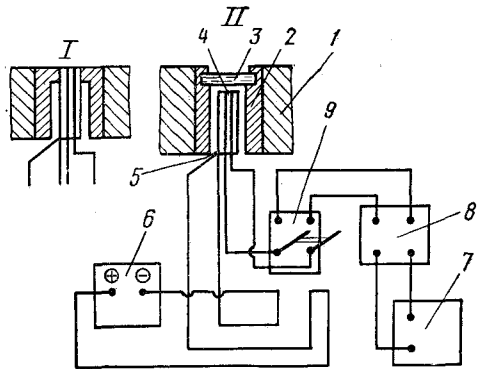


Рис. 87. Принципиальная схема замера нестационарных суммарного и радиационного тепловых потоков:

I — замер суммарного теплового потока; II — замер радиационного теплового потока; 1 — стенка камеры сгорания; 2 — корпус датчика; 3 — прозрачное окошко; 4 — горячий спай поверхностной термопары; 5 — термопара для замера температуры у охлаждаемого торца тепломерного элемента; 6 — потенциометр; 7 — шлейфовый осциллограф; 8 — усилитель термопар; 9 — переключатель

характеристики фиксирует разделенную монохроматором по длинам волн (1; 1,5; 2; 2,5; 3; 3,5; 4 мкм) интенсивность радиации.

Значение интенсивности монохроматической эмиссии для любого момента времени определялось как отношение реакции детектора на сигнал радиации из камеры сгорания двигателя к реакции детектора на радиацию калибровочной лампы.

Основываясь на положении, что ослабление светового потока, проходящего через камеру сгорания, происходит только за счет его поглощения, в работе С. А. Батурина и А. М. Яцечко [2] предложен метод определения характеристик радиации с помощью просвечивания камеры сгорания лучом лазера в направлении, перпендикулярном оси цилиндра. При этом последовательно измеряется интенсивность излучения лазера, собственно пламени на той же длине волны, и интенсивность суммарного излучения пламени и лазера.

Определение температуры пламени производилось на основе закона Вина с использованием данных по интенсивности монохроматического излучения пламени.

Следует отметить, что рассмотренные выше способы измерения пригодны лишь для исследования радиационного теплообмена.

Второе направление базируется на законе теплопроводности Фурье. Измеряемыми параметрами являются температура и температурный градиент, вызванные воздействием на теплопринимающую поверхность камеры сгорания радиационного теплового потока, выделенного из суммарного теплового потока.

Автором совместно с А. Г. Левитом была применена схема замеров суммарного и радиационного тепловых потоков, приведенная на рис. 87.

В стенке камеры сгорания 1 смонтирован корпус датчика 2, в тепломерном элементе которого установлены две термопары. Горячий спай поверхностной термопары 4 в случае измерения



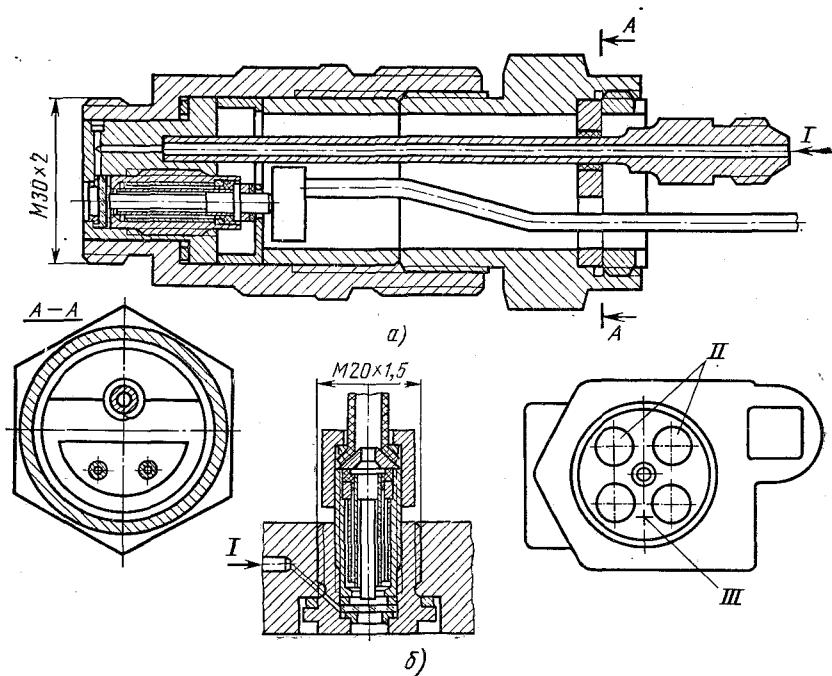


Рис. 88. Датчики для измерения теплового потока:

*a* — в двухтактном двигателе Д100; *б* — в четырехтактном дизеле Д70; *I* — подача азота; *II* — впускные клапаны; *III* — расположение датчика

радиационного теплового потока располагается непосредственно за прозрачным окошком 3, а горячий спай суммарного теплового потока — заподлицо с теплопринимающей поверхностью камеры сгорания. Вторая термопара (также железоникелевая) 5 монтируется в тепломерном элементе со стороны поверхности охлаждения стенки камеры сгорания. При нижнем положении двухполюсного переключателя 9 потенциометром 6 фиксируется разность термо-э. д. с., генерируемой термопарой. Температурный перепад, соответствующий этой разности термо-э. д. с., определяет стационарный тепловой поток. В другом положении переключателя переменная во времени термо-э. д. с., генерируемая поверхностной термопарой 4, через усилитель термотоков 8 подается на шлейфовый осциллограф 7. Конструкция и технология изготовления поверхностной термопары, а также вопросы усиления термо-э. д. с. были рассмотрены выше. Следует отметить, что поверхностные термопары имеют стабильную, практически линейную характеристику.

На рис. 88 приведена конструкция датчиков. В двухтактном двигателе Д100 датчик размещается в гильзе цилиндра вместо

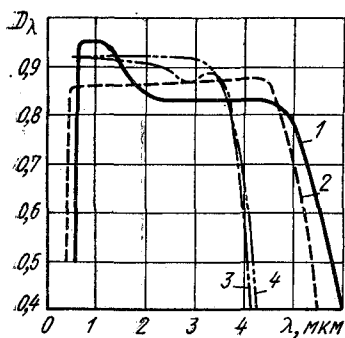


Рис. 89. Коэффициент монохроматического пропускания  $D_\lambda$  прозрачных материалов в зависимости от длины волны  $\lambda$ :  
 1 — лейкосапфир (толщина 1,5 мм); 2 — сапфир;  
 3 — кварц; 4 — кварц (толщина 4 мм)

пускового клапана, а в дизеле типа Д70 непосредственно в крышке цилиндра. Для достижения максимально возможной одномерности теплового потока в тепломерном элементе предусмотрены два тепловых экрана и охлаждение проточной водой торца этого элемента, удаленного от камеры сгорания. Однако практика показывает, что полностью не достигается одномерность теплового потока. Поэтому следует вводить поправку на многомерность температурного поля тепломерного элемента. Если под сапфировое окошко установить два стальных отполированных диска толщиной 0,2 мм, отделенных друг от друга кольцевой изолирующей прокладкой толщиной 0,2 мм, то, например, на режиме номинальной мощности газового двигателя 11ГД100 фиксируется температурный перепад, составляющий примерно 25% температурного перепада при открытом сапфировом окошке. Колебания температуры при установке дисков не фиксируются.

Организация надежной защиты сапфирового окошка от нагароотложений представляет определенные трудности. Наибольшая эффективность была достигнута при подаче сжатого азота через венец с радиальными пазами шириной 1 мм и глубиной порядка 0,1 мм. Тангенциальный подвод азота был неэффективен вследствие того, что создавался всасывающий вихрь в направлении оси окошка.

В качестве теплопрозрачного материала обычно используют кварц или сапфир, которые обладают способностью пропускать тепловые лучи в диапазоне наиболее интенсивной радиации и могут выдерживать высокие давления и температуру газа в цилиндре. Пропускаемость характеризуется величиной коэффициента монохроматического пропускания. На рис. 89 приведены коэффициенты монохроматического пропускания для кварца и сапфира. Этот коэффициент представляет собой отношение величины монохроматического излучения источника инфракрасного излучения, измеренного через какое-либо прозрачное вещество (кварц, сапфир и т. д.), к величине монохро-

матического излучения этого же источника

$$D_{\lambda} = \frac{f_{\lambda}}{F_{\lambda}}.$$

Диапазон пропускания тепловых лучей у сапфира несколько больше, чем у кварцевого стекла, и интегральный коэффициент пропускания несколько выше. В рассмотренных выше датчиках использовался лейкосапфир (монокристалл  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) толщиной 1,5 мм с твердостью по Ноосу 9 и температурой плавления  $2050^{\circ}\text{C}$ .

Диапазон волн  $\lambda=0,7\div 5$  мкм, пропускаемых сапфиром при рабочих температурах, включает примерно более 95% излучаемой энергии. В этом диапазоне волн излучения коэффициент пропускания колеблется в пределах 0,95—0,83. Влияние температуры газа в цилиндре на пропускаемость сапфира невелико, так как окошко с сапфиром отделено от камеры сгорания завесой холодного азота, поступающего с давлением, превышающим максимальное давление сгорания на 20—30 кгс/см<sup>2</sup>. Среднеинтегральный коэффициент пропускания в указанном выше диапазоне волн составляет примерно 0,86.

Как видно из приведенных на рис. 88, а, б конструкций датчиков для регистрации радиационного теплового потока, теплочувствительный элемент (горячий спай термопары) утеплен относительно тепловоспринимающей поверхности стенки камеры сгорания, вследствие чего уменьшается телесный угол восприятия датчиком радиационного теплового потока. Поправка на такое ограничение телесного угла может быть произведена на основе известного решения [11] для теплопередачи радиацией через отверстие с учетом отражения от боковых стенок.

При этом можно воспользоваться зависимостью углового коэффициента от отношения  $H/D$  [11], где  $H$  — высота отверстия (на доннышке которого находится теплочувствительный элемент), определяемая толщиной сапфирового окошка и закрепляющих его деталей;  $D$  — диаметр окошка.

### **Измерение скорости движения газа в рабочем цилиндре двигателя**

Экспериментальное исследование движения газа в цилиндре двигателя представляет собой сложную техническую задачу. Поэтому исследователи шли принципиально различными путями в зависимости от поставленной задачи и технических возможностей. Следует отметить, что изучение газодинамической обстановки в цилиндре производилось в общем плане исследования смесеобразования и сгорания, в связи с чем в ряде случаев использовались способы, которые обеспечивали получение интегральных характеристик вихревого движения

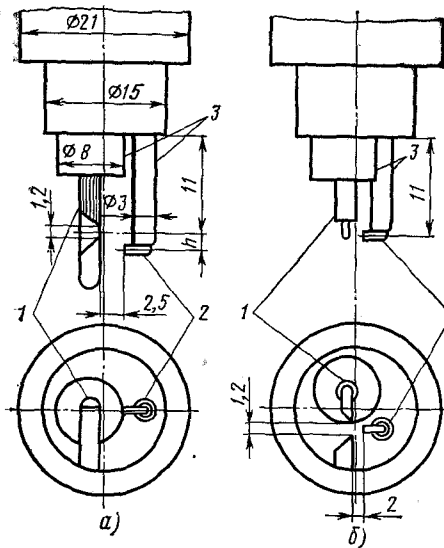


Рис. 90. Размещение электродов и зонда в датчике:

1 — электрод; 2 — зонд; 3 — изолятор

(например, скорость вращения крыльчатки механического анемометра).

Для полного анализа условий теплообмена в цилиндре двигателя необходимо располагать мгновенными значениями составляющих скорости движения газа в течение всего рабочего цикла. Если с этих позиций проанализировать известные в литературе методы экспериментального определения скорости движения газа, то можно отметить следующее.

1. На работающем дизеле измерение скорости газа в цилиндре может быть произведено методом регистрации смещения траектории тока электрического разряда в направлении движения потока газа [33] и шлирен-методом [30].

Физические основы первого метода состоят в том, что если поперек потока газа создается электрический разряд, то возникающее при этом ионное облачко перемещается в направлении движения потока газа. Вследствие этого траектория тока непрерывного индуктивного разряда также смещается в направлении потока газа. Когда указанная траектория достигнет зонда, расположенного на некотором удалении от разрядного электрода, часть разрядного тока потечет через зонд и напряжение на нем быстро возрастет. Если измерить отрезок времени  $\tau$  между началом искрового разряда и моментом, соответствующим возрастанию напряжения на зонде, то можно определить скорость потока  $w$ , используя зависимость между  $w$  и  $\frac{1}{\tau}$ . Эта зависимость предварительно определялась в стационарном потоке газа.

При таком способе измерения наиболее приемлем коронный разряд из-за его относительно высокой силы тока.

Измерение осуществляется с помощью датчика, устанавливаемого в крышке цилиндра. На рис. 90 показано два вида размещения электродов и зондов в датчике. При их размещении, приведенном на рис. 90, а, обеспечивается получение вертикального направления электрического разряда. Зонд 2 размещается на различном расстоянии от середины зазора между

электродами. При размещении электродов и зонда в горизонтальной плоскости (рис. 90, б) обеспечивается определение направления горизонтальной составляющей скорости. С помощью измерительной вставки (рис. 90, а) производятся измерения при различных значениях  $h$  так, чтобы траектория разряда достигла вершины зонда. В качестве источника энергии для электрического разряда использовалась транзисторно-тиристорная система зажигания бензинового двигателя, которая обеспечивала максимальное начальное напряжение 43 кВ.

Продолжительность разряда при атмосферных условиях составляла около 5 мс при расстоянии между электродами 1 мм.

Для измерения мгновенных значений скорости электрический заряд создается при различных углах поворота коленчатого вала. Учитывая нестабильность поля скоростей от цикла к циклу (это обстоятельство уже отмечалось выше), необходимо проводить многократные измерения при одном и том же угле поворота коленчатого вала.

Охигаши и др. [33], используя разработанный ими метод, измерили скорость вихря в процессе наполнения и сжатия на работающем дизеле. Однако этот метод непригоден для случаев, когда распространение пламени вызывается электрическим разрядом в движущемся потоке горячей смеси, а также в процессе сгорания в дизелях, так как при сгорании имеет место неупорядоченное распространение пламени в пространстве камеры сгорания.

Следует отметить, что впервые метод ионной анемометрии был применен для измерения тангенциальной составляющей скорости воздуха в цилиндре в процессе сжатия при покручивании дизеля без подачи топлива в МВТУ под руководством проф. Д. Н. Вырубова.

Принципиальная основа шлирен-метода заключается в использовании явления отклонения света при прохождении через оптически неоднородную среду.

В работе Хубера и др. [30] был описан усовершенствованный шлирен-метод, который позволил производить цветную скоростную киносъемку исследуемого процесса. Схема шлирен-оптического устройства, примененного для исследования экспериментального дизеля, приведена на рис. 91.

Если среда оптически однородна, то через пространство камеры сгорания проходят параллельные лучи света. При образовании же оптической неоднородности в камере сгорания лучи света, проходящие через нее, преломляются под определенным углом. Вследствие этого изображение неоднородности на диафрагме смещается относительно фокусного пятна. При помощи шлирен-диафрагмы эти отклоненные лучи могут быть окрашены в какой-либо цвет, и благодаря этому представляется возможность фотографировать оптическую шлиру (обычно

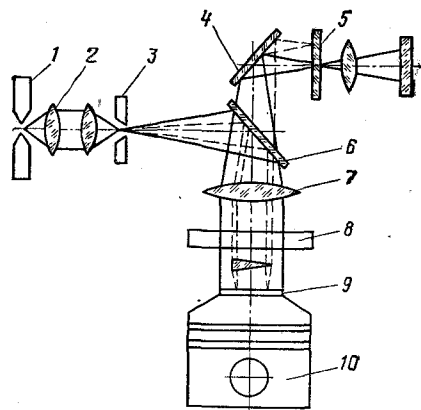


Рис. 91. Схема шлирен-оптического устройства:

1 — источник света; 2 — конденсатор; 3 — щель; 4 — зеркало; 5 — шлирен-диафрагма; 6 — полупрозрачное зеркало; 7 — линза; 8 — прозрачный диск; 9 — зеркало дна поршня; 10 — поршень

шлирой называют область в прозрачной среде, вызывающую отклонение проходящих через нее световых лучей).

Цветные шлирен-диафрагмы дают возможность одновременно регистрировать возникающие шлиры в цветных изо-

бражениях. Окраска шлиры характеризует величину отклонения лучей света. Таким образом, возможна регистрация не только движения воздушных вихрей, но и распространения факела топлива (облачка распыленного топлива) и пламени, зон образования сажи и др.

Скорость воздушного вихря определяют по проекциям изображения шлир на последовательно расположенных кинокадрах.

Время фотографирования шлир ограничивается загрязнением кварцевой крышки камеры сгорания или зеркала дна поршня. Практически это время соответствует протеканию нескольких циклов.

II. При прокручивании дизеля без подачи топлива обычно используют следующие способы определения скорости движения воздушного заряда: термоанемометрия, измерение динамического давления, ионоанемометрия, измерения момента аэродинамической силы потока воздуха.

Методы измерения скоростей воздушных потоков, основанные на использовании электротермоанемометра, разработаны и применены в специальных открытых и направленных экранированных насадках с помещенными в них нитями накаливания, которые позволяют определять величину и направление вектора скорости. Использование этой методики дает возможность получить мгновенные значения тангенциальной, осевой и радиальной составляющих, а также осуществить измерение скорости потоков воздуха непосредственно над доннышком движущегося поршня.

Исследование движения воздушных потоков с помощью датчика скоростного напора было проведено А. Урлаубом [36].

Как видно из приведенной на рис. 92 схемы датчика, мембрана 2, свободно опертая в трех точках, в нейтральном положении с небольшим натягом фиксируется с помощью

Рис. 92. Схема датчика скоростного напора:

1 — крышка камеры мембраны; 2 — мембрана; 3 — индуктивный датчик

центрального выступа в крышке 1 камеры мембраны. Под действием аэродинамических сил потока, набегающих на датчик, мембрана, прогибаясь, изменяет зазор между ней и индуктивным датчиком 3. Соответственно изменяется индуктивность датчика, что регистрируется электрическим путем.

Индуктивный датчик и измерительный кабель герметизируются и охлаждаются маслом.

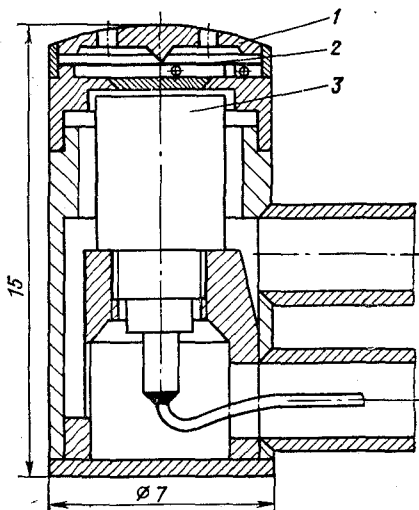
Для определения тангенциальной составляющей скорости движения воздуха используют также метод регистрации динамического момента от аэродинамической силы потока воздуха. Сущность метода состоит в том, что против потока воздуха, движущегося в цилиндре, помещается тонкая подпорная пластинка, закрепленная на поверхность подпорной пластины. Она создает относительно оси момент, вызывающий угловое перемещение оси, которое передается динамометру. Зная силу аэродинамического давления [определяется из осциллограмм  $M=f(\tau)$ ], плотность среды, коэффициент лобового сопротивления, геометрические размеры подпорной пластины, можно по известной формуле определить скорость потока:

$$\omega = \sqrt{\frac{2g \frac{p}{F_{пл}}}{\rho \psi}}, \quad (115)$$

где  $p$  — аэродинамическая сила, кгс;  $F_{пл}$  — площадь пластины, м<sup>2</sup>;  $\rho$  — плотность воздуха, кг/см<sup>3</sup>;  $\psi$  — коэффициент лобового сопротивления.

Автором совместно с Я. И. Гореликом и А. А. Винником был разработан датчик для измерения тангенциальной составляющей скорости движения потока воздуха (рис. 93). Датчик устанавливают в крышку цилиндра четырехтактного дизеля типа Д70 вместо форсунки.

Подпорные пластинки с рычажками с каплевидным профилем сечения 7 выполняют съемными различной длины. Конструкция датчика предусматривает поворот подпорных пластинок с рычажками вокруг оси цилиндра на 360° при закрытых



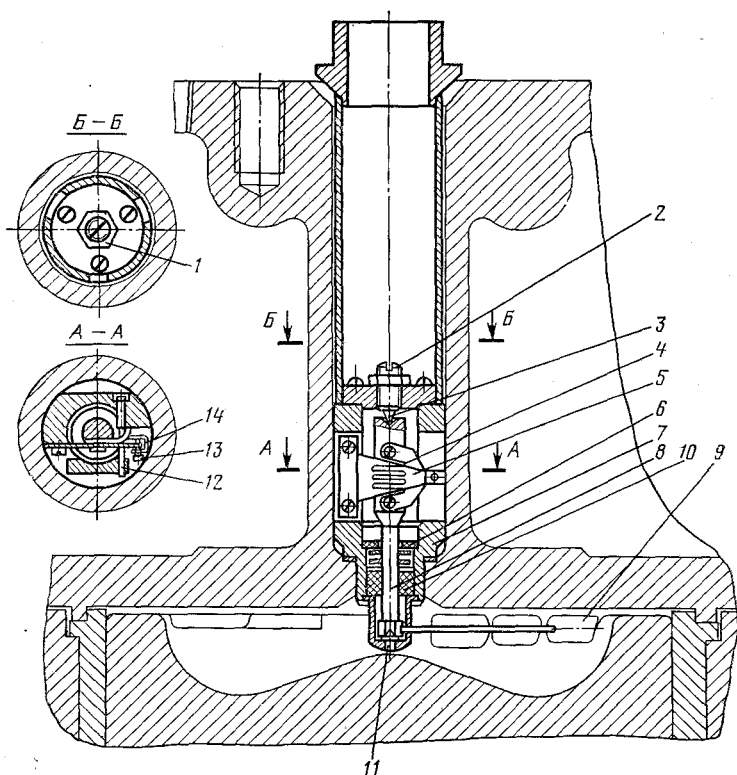


Рис. 93. Датчик для измерения тангенциальной составляющей скорости:  
 1 — контргайка; 2 и 13 — регулировочные винты; 3 и 11 — иглы; 4 — проволочные решетки;  
 5 — балочка равного сопротивления; 6 и 10 — уплотнения; 7 — корпус датчика; 8 — ось  
 датчика; 9 — рычаг с опорной пластиной; 12 — упоры; 14 — поводок

впускных и выпускных клапанах с фиксацией установки их через  $90^\circ$ . Это позволяет без демонтажа крышки цилиндра регистрировать момент аэродинамической силы потока воздуха в четырех положениях между клапанами.

Ось датчика 8 устанавливается в каленых иглах 3 и 11, что значительно улучшает центровку оси. Упругим элементом динамометра является балочка равного сопротивления 5 с наклеенными на ней проволочными решетками 4, что в целом представляет проволочный преобразователь.

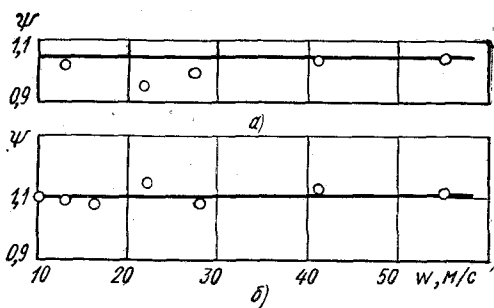
Стремление повысить частоту собственных колебаний всегда связано с некоторым уменьшением относительной деформации, а следовательно, с потерей чувствительности преобразователя. Поэтому с целью повышения чувствительности датчика момент аэродинамической силы передается с помощью поводка 14, жестко соединенного с осью и увеличивающего деформацию консольной балочки 5.



Рис. 94. Коэффициент лобового сопротивления  $\psi$  при разных отношениях площади пластинки к площади сечения потока  $F_{пл}/F_{пот}$  и разных скоростях потока  $w$ :

а —  $F_{пл} = 1,95 \text{ см}^2$ ,  $F_{пл}/F_{пот} = 0,0205$ ;

б —  $F_{пл} = 2,90 \text{ см}^2$ ,  $F_{пл}/F_{пот} = 0,0305$



Внутренняя полость датчика уплотнена медно-графитовой втулкой 10 и фторопластовыми кольцами 6.

Полумост, образованный двумя проволочными решетками 10, подключается на вход тензостанции. Собственная частота колебаний такой системы была определена экспериментально и превышает 1 кГц.

Для определения скорости потока по формуле (115) необходимо располагать значениями коэффициента лобового сопротивления подпорной пластинки. Согласно литературным данным коэффициент лобового сопротивления тонких прямоугольных пластин в одномерном потоке в диапазоне изменения критерия  $Re = 10^3 \div 10^6$  практически не зависит от скорости потока, степени его турбулентности, градиента давления, а определяется в основном соотношением сторон пластинки и отношением площади пластинки  $F_{пл}$  к площади поперечного сечения потока  $F_{пот}$ , если поток ограничен стенками. Отмечается также, что при  $F_{пл}/F_{пот} \leq 0,021$  коэффициент лобового сопротивления практически остается постоянным.

В связи с тем, что поперечное сечение потока воздуха в цилиндре и скорость в течение цикла меняются, была произведена продувка подпорных пластинок в аэродинамической трубе при разных отношениях  $F_{пл}/F_{пот}$  с целью экспериментального определения значений коэффициента лобового сопротивления. В качестве примера на рис. 94 приведены некоторые результаты такой продувки. Следует отметить, что в обоих случаях коэффициент лобового сопротивления практически не зависит от скорости в диапазоне ее изменения 10—55 м/с, а при увеличении отношения  $F_{пл}/F_{пот}$  в 1,5 раза значение  $\psi$  увеличивается лишь на 4,5%.

### Анализ погрешностей определений параметров теплообмена в цилиндре дизеля

Точность параметров теплообмена, полученных расчетно-экспериментальным путем, определяется погрешностями непосредственных измерений и погрешностями результатов

пересчета данных измерений. Оценка погрешностей измерений дается на основе предельной ошибки приборов  $\Delta S$ , предельной относительной ошибки  $\Delta S/S$  и абсолютной среднеквадратичной ошибки  $\sigma = \pm \sqrt{\sum_i \Delta S_i^2}$ . Этой ошибке соответствует доверительная вероятность  $\beta = 0,9973$ . Коэффициент вариации в этом случае равен  $W = 100 \Delta S/S = 1/3 \delta$ , где  $\delta$  — предельная относительная ошибка измерений.

Для функции  $n$ -переменных  $y = f(S_1 S_2 \dots S_n)$  ошибка измерения находится по формуле  $\sigma_y = \sqrt{\sum_i^n \left( \frac{\partial f}{\partial S_i} \sigma_i \right)^2}$ . Тогда коэффициент вариации удельного теплового потока  $q_\Sigma = -\lambda \partial t / \partial x$  может быть выражен зависимостью  $N_{q_\Sigma} = \sqrt{W_\lambda^2 + W_{\partial t / \partial x}^2}$ , а коэффициент вариации коэффициента теплоотдачи  $\alpha_\Sigma = \frac{q_\Sigma}{t_r - t_{ct}}$

$$W_{\alpha_\Sigma} = \sqrt{W_\lambda^2 + W_{\partial t / \partial x}^2 + W_{t_r}^2 + W_{t_{ct}}^2}.$$

Ввиду отсутствия методики определения погрешностей при вычислении производных функций была проведена оценка возможных погрешностей при определении градиентов температуры в стенке различными способами, суть которых была изложена выше.

Независимо от способа определения мгновенных значений градиента температур погрешность измерения колебаний температуры является существенной составляющей общей погрешности. На основании имеющихся оценок погрешностей измерений можно привести следующие предельные относительные ошибки отдельных элементов измерения колебаний температуры: гальванометра осциллографа  $\delta_{г.л.} = 2\%$ ; обработки осциллограмм тарировки и процесса  $\delta_{тар} = 1\%$ ,  $\delta_{пр} = 1\%$ ; нелинейность амплитудно-частотной характеристики  $\delta_{лч} = 3\%$ ; нелинейность амплитудной характеристики  $\delta_{л} = 2,5\%$ . Соответственно коэффициент вариации колебаний температуры  $W_{t_t} = 1,54\%$ .

При определении нестационарных значений градиента температур различными способами коэффициент вариации при использовании машинного способа решения первой краевой задачи  $W_{\partial t / \partial x} = 1,59\%$ , интеграла Фурье  $1,84\%$ , при регистрации температуры на поверхности  $2,1\%$ , на некоторой глубине графического дифференцирования  $2,27\%$ .

Предельная относительная погрешность определения при этом соответственно  $\delta_{q_\Sigma} = 5,62\%$ ,  $6,37\%$ ,  $6,9\%$ ;  $\delta_{\alpha_\Sigma} = 7,1\%$ ,  $8,3\%$ ,  $8,8\%$ .

При оценке погрешностей измерения радиационного удельного теплового потока следует учитывать погрешности в определении среднеинтегрального значения коэффициента пропускания сапфира  $K_{\text{пр}}$  и коэффициента уменьшения телесного угла видимости при некотором удалении чувствительного элемента датчика от тепловоспринимающей поверхности  $\varphi_{\Omega}$ . В этом случае с учетом  $\delta_{K_{\text{пр}}} = 2\%$  и  $\delta_{\varphi_{\Omega}} = 5\%$  предельные относительные погрешности  $\delta_{q_{\lambda}} = 7,8\%$ ,  $\delta_{\alpha_{\lambda}} = 10,2\%$  при использовании интеграла Фурье для определения нестационарных значений градиента температуры в тепломерном элементе.

КОЭФФИЦИЕНТ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ЧУГУНОВ, ПРИМЕНЯЕМЫХ В ДИЗЕЛСТРОЕНИИ

Наименование и характеристика чугуна	Коэффициент теплопроводности λ (ккал/(м·ч·°С) при температуре, °С										Примечание					
	100	150	200	250	300	350	400	450	500	550		600	650	700	750	800
Обыкновенный, сплошная перлитовая основа	44,6	43,9	42,8	41,8	40,4	39,2	38,2	37,1	36,0	34,0	33,8	32,7	31,7	30,2	29,2	Поршневое кольцо
Обыкновенный	36,7	36,8	37,0	37,2	37,4	37,8	38,4	39,1	40,1	41,4	42,9	—	—	—	—	Гильза и крышка цилиндра
	42,4	41,2	40,2	39,4	39,0	38,0	39,2	40,1	41,5	43,3	45,0	—	—	—	—	
Обыкновенный, перлитовая основа	41,0	40,2	38,8	39,6	39,5	39,8	40,3	41,2	42,4	43,8	45,0	—	—	—	—	Крышка цилиндра
	39,2	38,9	38,2	37,4	37,1	36,4	36,0	35,3	34,9	34,6	33,8	33,5	33,1	32,7	32,4	
ВЧ	21,4	22,0	22,7	23,5	24,2	25,1	26,1	27,2	28,4	30,0	31,7	—	—	—	—	Крышка цилиндра
	30,6	31,7	32,2	32,7	32,5	32,4	31,7	31,0	30,6	29,9	29,2	28,7	27,7	27,0	26,3	
Легированный, с пластинчатым графитом	44,6	43,9	42,8	42,2	41,1	39,9	39,2	38,2	37,4	36,4	35,6	34,6	33,8	32,6	32,0	Поршень
Легированный: молибденохромистый	33,4	33,3	33,2	33,1	33,1	33,1	33,0	32,9	32,8	32,6	32,4	32,2	31,9	31,8	31,7	Гильза цилиндра
ВЧЧМ, легированный с глобулярным графитом	—	29,2	29,2	30,6	31,0	31,1	31,2	31,3	31,3	31,3	31,0	30,6	30,2	29,9	29,5	Коленчатый вал
	27,6	28,2	28,8	29,4	30,2	31,0	31,8	32,8	33,8	35,9	36,3	—	—	—	—	

## Список литературы

1. Бари Н. К. Тригонометрические ряды. М., Физматгиз, 1961. 936 с.
2. Батурин С. А., Яцечко А. М. Исследование процессов сгорания и излучения в цилиндре дизеля с использованием лазера. Барнаул, 1972, с. 163—169 (Труды Алтайского политехнического института. Вып. 22).
3. Белинский Л. М. Теплоизлучение в камере сгорания быстроходного двигателя с воспламенением от сжатия. М., Машгиз, 1955, с. 83—113 (Труды НИЛД, № 1).
4. Бузник В. М. Теплопередача в судовых энергетических установках. М., «Судостроение», 1967. 376 с.
5. Бухман В. Е. Метод контурной аппроксимации дифференциальных уравнений в частных производных системой конечно-разностных уравнений.— В кн.: Об эффективности применения аналоговых методов решений краевых задач. М., МГИ и НТО им. А. С. Попова, 1969, с. 126—133.
6. Вибе И. Н. Новое о рабочем цикле двигателей. М., Машгиз, 1962. 271 с.
7. Гухман А. А. Введение в теорию подобия. М., «Высшая школа», 1963. 254 с.
8. Дьяченко Н. Х., Кузнецов Д. Б., Петриченко Р. М. Исследование теплообмена в полости охлаждения поршневого двигателя внутреннего сгорания. Л., 1971, с. 64—74 (Труды ЛПИ. Вып. 323).
9. Зотов Н. М. Экспериментальное исследование теплообмена при течи воздуха в микрощелевых каналах. — «Известия вузов. Машиностроение», 1969, № 8, с. 74—76.
10. Зысина-Моложен Л. М., Зысин Л. В., Поляк М. П. Теплообмен в турбомашинах. Л., «Машиностроение», 1974. 336 с.
11. Ключников А. Д., Иванцов Г. П. Теплопередача излучением в огнетехнических установках. М., «Энергия», 1970, 400 с.
12. Кубанский П. Н. Акустические течения и конвективный теплообмен.— «Акустический журнал», АН СССР, 1959, вып. 1, т. V, с. 51—57.
13. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. М.—Л., Машгиз, 1962. 456 с.
14. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М., «Высшая школа», 1967. 599 с.
15. Мизернюк Г. Н., Иващенко Н. А. Определение стационарных температурных полей в деталях двигателей внутреннего сгорания методом элемента.— «Известия вузов. Машиностроение», 1973, № 6, с. 112—115.
16. Миллер В. С. Контактный теплообмен в элементах высокотемпературных машин. Киев, «Наукова думка», 1966. 163 с.
17. Минкин З. М. Расчет состава, теплоемкости и других термодинамических свойств газов на различных участках индикаторной диаграммы. Л., 1958, с. 109—124 (Труды ЦНИДИ. Вып. 31).
18. Митор В. В., Конопелько И. Н., Резник О. А. Спектральный состав излучения в промышленных топках.— «Энергомашиностроение», 1972, № 9, с. 5—6.

19. Михеев М. А. Основы теплопередачи. М., Госэнергоиздат, 1956. 392 с.
20. Попов В. М. Теплообмен в зоне контакта разъемных и неразъемных соединений. М., «Энергия», 1971. 214 с.
21. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М., «Наука», 1972. 436 с.
22. Теплофизические свойства веществ. Под ред. Н. Б. Варгафтика. М., Госэнергоиздат, 1956. 367 с.
23. Шлыков Ю. П., Ганин Е. А. Контактный теплообмен. М., Госэнергоиздат, 1963. 144 с.
24. Хазанов З. С., Генкин К. И. Сгорание метановоздушных смесей в поршневом двигателе. — «Энергомашиностроение», 1970, № 12, с. 37—39.
25. Чирков А. А. Новый метод расчета теплонапряженности двигателей внутреннего сгорания. — «Вестник машиностроения», 1962, № 11, с. 16—22.
26. Эберсоул Г. Д. Лучистая и конвективная составляющая теплообмена в дизельных двигателях. М., ВИНТИ, № 54619/6.
27. Drolshammer J. Temperaturen und Wärmefluß in Auspuff-ventilen von Dieselmotoren. — «Mitteilungen aus dem Institut für Thermodynamik und Verbrennungsmotorenbau ETH», Zürich, 1943, N 3, 98 S.
28. Elser K. Der instationäre Wärmeübergang in Dieselmotoren. — «Mitteilungen aus dem Institute für Thermodynamik und Verbrennungsmotorenbau ETH», Zürich, 1954, N 15, 79 S.
29. Flynn P., Mizusawa M., Uyehara O. A., Myers P. S. An Experimental Determination of the Instantaneous Potential Radiant Heat Transfer Within an Operating Diesel Engine. SAE Preprint, 1972, N 720022, p. 1—31.
30. Huber E. W., Stock D., Pischinger F. Untersuchung der Gemischbildung und Verbrennung im Dieselmotor mit Hilfe der Schlierenmethode. MTZ, 1971, N 9, S. 317—327.
31. Le Feuvre T. Experimental Instantaneous Heat Fluxes in a Diesel Engine and their Correlation. SAE Preprints, 1969, N 434, p. 1—21.
32. Oguri T., Inaba S. Radiant Heat Transfer in Diesel Engines. SAE Preprints, 1972, N 720023, p. 1—19.
33. Ohigaschi, Hamamoto T., Tanabe S. Messung und Wirkung des Dralles bei der Verbrennung in einem Dieselmotor. MTZ, 1972, N 4, S. 139—145.
34. Scott W. Color Movies Help Engineers See What Goes on in Diesel Chamber During Combustion Process. SAE Journal, 1970, N 1, p. 52—58.
35. Sitkei G., Ramanaiiah G. A Rational Approach for Calculation of Heat Transfer in Diesel Engines. SAE Preprints, 1972, N 720027, p. 1—10.
36. Urlaub A. Untersuchung der Strömungsvorgänge im Zylinder von Verbrennungsmotoren. MTZ, 1961, N 11, S. 461—463.
37. Woschni G. Beitrag zum Problem des Wärmeüberganges im Verbrennungsmotor. MTZ, 1965, N 4, S. 121—133.
38. Worschi G. Die Berechnung der Wandverluste und der thermischen Belastung der Bauteile von Dieselmotoren. MTZ, 1970, N 12, S. 491—499.
39. Zienkiewicz O. C., Cheung Y. K. The Finite Element Method in Structural and Continuum Mechanics. London, Mc. Graw—Hill Publishing Company Limited, 1967, 272 p.

# СОДЕРЖАНИЕ

Введение . . . . .	3
<b>Особенности сложного теплообмена между газом и стенками камеры сгорания и теоретические предпосылки его исследования . . . . .</b>	<b>7</b>
Газодинамические и термодинамические условия теплообмена . . . . .	7
Математическое описание процесса теплоотдачи от газа к стенкам камеры сгорания . . . . .	27
Критерии подобия нестационарной теплоотдачи . . . . .	32
Определение параметров, входящих в критерии подобия . . . . .	36
Теоретические предпосылки экспериментального определения мгновенных значений коэффициента теплоотдачи . . . . .	42
Особенности радиационного теплообмена в камерах сгорания и пути его исследования . . . . .	50
<b>Экспериментальное исследование теплоотдачи от газа к стенкам камеры сгорания . . . . .</b>	<b>60</b>
Теплоотдача в четырехтактных дизелях на установившихся режимах работы . . . . .	61
Теплоотдача в двухтактных дизелях на установившихся режимах работы . . . . .	71
Теплообмен между клапаном и газом и седлом в крышке цилиндра . . . . .	79
Радиационный теплообмен в камере сгорания . . . . .	89
Обобщение опытных данных и эмпирические формулы коэффициента теплоотдачи в критериальном виде . . . . .	103
Сравнение полученных результатов с данными других исследователей и направлении дальнейших исследований теплообмена в цилиндре дизеля . . . . .	110
Теплоотдача при переходном процессе . . . . .	121
<b>Теплоотдача от стенок к охлаждающей жидкости . . . . .</b>	<b>128</b>
Теплоотдача при циркуляционном масляном охлаждении поршней . . . . .	129
Теплоотдача при инерционном масляном охлаждении поршней . . . . .	135
Теплоотдача при струйном масляном охлаждении . . . . .	141
Гидравлическое сопротивление масляной магистрали кривошипно-шатунного механизма. Расчетное определение расхода масла через поршень . . . . .	144
Теплоотдача от стенок гильзы и крышки цилиндра к охлаждающей воде . . . . .	151

<b>Температурные поля в стенках деталей цилиндропоршневой группы.</b>	160
Основные уравнения.	161
Особенности задания граничных условий . . . . .	165
Математическое моделирование уравнений теплопроводности . . . . .	178
Применение аналоговых вычислительных машин . . . . .	184
<b>Методы измерений некоторых величин при экспериментальном исследовании теплопередачи в дизелях . . . . .</b>	191
Измерение температуры стенки деталей цилиндропоршневой группы.	191
Измерение радиационной составляющей удельного теплового потока.	199
Измерение скорости движения газа в рабочем цилиндре двигателя .	203
Анализ погрешностей определения параметров теплообмена в цилиндре дизеля . . . . .	209
Приложение . . . . .	212
Список литературы . . . . .	213

ИБ № 422

**Геннадий Борисович Розенблит**

## **ТЕПЛОПЕРЕДАЧА В ДИЗЕЛЯХ**

Редактор издательства *Л. И. Степанова*  
 Технический редактор *Л. П. Гордеева*  
 Корректор *Ж. Л. Суходолова*  
 Переплет художника *Л. С. Вендрова*

Сдано в набор 11/VIII 1976 г. Подписано к печати 7/XII 1976 г. Т-21520 Формат 60×90<sup>1/16</sup>  
 Бумага типографская № 2 Усл. печ. л. 13,5 Уч.-изд. л. 44,0 Тираж 2200 экз. Заказ № 2284  
 Цена 84 коп.

Издательство «Машиностроение», 107885, ГСП, Москва, 1-й Басманный пер., 3.

Московская типография № 6 Союзполиграфпрома  
 при Государственном комитете Совета Министров СССР  
 по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.  
 109088, Москва, Ж-88, Южнопортовая ул., 24.



84 коп.

Научная библиотека ЮУрГУ г. Челябинск



10000 01

**0778955**



«МАШИНОСТРОЕНИЕ»