

Инж. БЕЛИЧЕНКО И. А.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАПАЗДЫВАНИЯ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ТОПЛИВА В ДВУХТАКТНОМ БЫСТРОХОДНОМ ДИЗЕЛЕ

### ВВЕДЕНИЕ

1. Стремление получить авиационный двигатель, работающий с воспламенением от сжатия, объясняется рядом преимуществ, которыми обладает этот тип двигателя по сравнению с карбюраторным.

Особенно заманчивым является осуществление двухтактного бескомпрессорного авиадвигателя, таящего в себе все предпосылки к тому, чтобы удовлетворять всем требованиям, предъявляемым в настоящее время к авиамоторам, и наряду с этим обладающего достоинствами, свойственными двухтактному циклу.

2. Создание мощного быстроходного дизеля встречает на своем пути значительные трудности. Одной из основных трудностей является осуществление управляемого процесса сгорания.

3. Управляемость процесса сгорания находится в прямой зависимости от величины периода индукции  $\tau$ . Чем меньше  $\tau$ , тем больше возможностей осуществить заранее заданное протекание давления в цилиндре, обусловливаемое наилучшей отдачей двигателя. Кроме того, величина периода индукции в известной степени определяет динамичность процесса сгорания. Характер протекания величин, характеризующих динамичность процесса, полученных на экспериментальном двигателе ХАИ, подтверждает указанную выше роль периода индукции. Период индукции необходимо учитывать также при изучении вопросов высотности и форсирования двигателя по оборотам и нагрузкам. Кроме того, период индукции является в настоящее время основным показателем при оценке качества дизельного топлива.

4. Процессы воспламенения и сгорания являются предметом многочисленных исследований. Но полное экспериментальное исследование превращения топлива встречает большие затруднения.

Проведенные различными исследователями опыты установили зависимость периода индукции от температуры и плотности среды, распыливания топлива и т. д. Однако до настоящего времени нет достаточно надежного объяснения как химических, так и физических процессов, протекающих в процессе запаздывания воспламенения. Основным недостатком проведенных работ является бедность исследований по определению периода индукции на работающих двигателях вообще и на двухтактных в особенности.

5. Настоящей работой преследовалась цель: а) установить экспериментальную зависимость периода индукции от различных параметров двухтактного быстроходного дизеля с прямоточной продувкой; б) на основе обобщенного материала различных исследователей попытаться проанализировать период индукции с точки зрения физических явлений, протекающих в цилиндре; в) определить степень совершенства экспериментируемой конструкции двигателя с точки зрения соответствия периода индукции тем требованиям, которые предъявляются к нему в указанном типе двигателя вообще и в частности с точки зрения роли периода индукции при дальнейшем форсировании двигателя по оборотам, нагрузкам и при применении агрегатов, работающих от выхлопных газов.

6. Эксперименты по определению периода индукции были проведены на одноцилиндровой установке. Определение величины запаздывания воспламенения производилось по индикаторным диаграммам. Начало воспламенения устанавливалось по превышению давления в цилиндре над давлением сжатия, а начало впрыска топлива — по специально разработанному способу, учитывающему факторы, влияющие на момент подачи топлива в цилиндр.

7. Результатами опытов явилось установление экспериментальных зависимостей величины периода индукции от: среднего эффективного давления  $P_e$ , числа оборотов  $n$ , угла опережения впрыска  $\alpha^\circ$ , давления продувочного воздуха  $P_s$ , и противодействия на выхлопе  $P_r$ .

В настоящей статье приводятся в несколько сокращенном виде две главы из диссертационной работы, в которых излагаются результаты проведенных на одноцилиндровом дизеле ХАИ экспериментов и вывод теоретической зависимости между диаметром капли впрыснутого топлива и факторами, его определяющими.

### Терминология и обозначения

- $\tau$  — запаздывание воспламенения топлива (период индукции). Промежуток времени от момента фактического начала подачи топлива в цилиндр, до начала повышения давлений сверх давления сжатия (сек).
- $\alpha^\circ$  — угол опережения впрыска топлива в градусах до В. М. Т., определяемый при прокручивании двигателя электромотором на полностью включенном насосе при  $n = 580$  об/мин.
- $\alpha_f^\circ$  — фактический угол опережения впрыска с учетом влияния различных факторов на начало впрыска.
- $P_s$  — давление продувочного воздуха в ат.
- $t_s$  — температура продувочного воздуха в  $^\circ\text{C}$ .
- $P_r$  — давление в выхлопной трубе в мм. рт. ст.
- $t_r$  — температура газов в выхлопной трубе  $^\circ\text{C}$ .
- $V_{p(\max)}$  — максимальная скорость нарастания давлений на  $1^\circ$  угла поворота коленчатого вала в  $\text{кг}/\text{см}^2$ .
- $P_e$  — среднее эффективное давление,  $\text{кг}/\text{см}^2$ .
- $P_z$  — максимальное давление вспышки,  $\text{кг}/\text{см}^2$ .

### РЕЗУЛЬТАТЫ ОПЫТОВ

Рассмотрим результаты экспериментальных работ по определению влияния различных факторов на величину периода индукции  $\tau$ , полученные при испытаниях, проведенных на одноцилиндровой установке ХАИ.

#### 1. Влияние среднего эффективного давления

Определение величины периода индукции, в зависимости от различных нагрузок, проводилось при переменных значениях  $P_e$  в пределах от  $P_e = 3 \text{ кг}/\text{см}^2$  до  $P_e = 8 \text{ кг}/\text{см}^2$ .

Для выявления характера изменения  $\tau$ , в зависимости от  $P_e$ , при разных условиях, испытания проводились при переменных числах оборотов, при разных значениях величины давления продувки  $P_s$  и при разных значениях угла опережения впрыска.

Для выяснения возможного влияния на  $\tau$  противодействия на выхлопе при разных  $P_e$  было произведено несколько испытаний на высоких значениях  $P_s$  с дросселированием газов в выхлопной трубе.

Как и следовало ожидать, период индукции в подавляющем большинстве случаев уменьшается с увеличением  $P_e$ , однако это явление происходит только до определенного значения  $P_e$ , после которого  $\tau$  либо остается постоянным, либо увеличивается.

На фиг. 1 представлены кривые, заснятые при постоянных значениях  $n$  и  $P_s$ , но различных  $P_e$  и  $\alpha^\circ$  (угол опережения впрыска).

Из диаграммы видно влияние на  $\tau$  изменяющихся условий в ци-

линдре, при увеличении  $P_e$ , а также заметно различие в характере протекания кривых при изменении угла опережения впрыска.

Рассмотрим, каким образом изменяются температурные и прочие условия в цилиндре и их влияние на период индукции при увеличении  $P_e$ .

а) Вследствие увеличения количества сжигаемого топлива увеличивается температура горения. Происходит более интенсивная отдача тепла донышку поршня, стенкам цилиндра, клапанам и т. д. Так как эти детали омываются продувочным воздухом, то его температура повышается.

Некоторое суждение о характере изменения температур в цилиндре может дать изменение температуры выхлопных газов. На фиг. 2 нанесены кривые  $t_r = f(P_e)$ . Рост кривых с увеличением  $P_e$  свидетельствует об увеличении теплоотдачи деталям двигателя, а от них продувочному воздуху.

Далее, вследствие увеличения противодействия на выхлопе и в начале продувки, увеличивается количество оставшихся газов, повышающих температуру воздуха к началу впрыска.

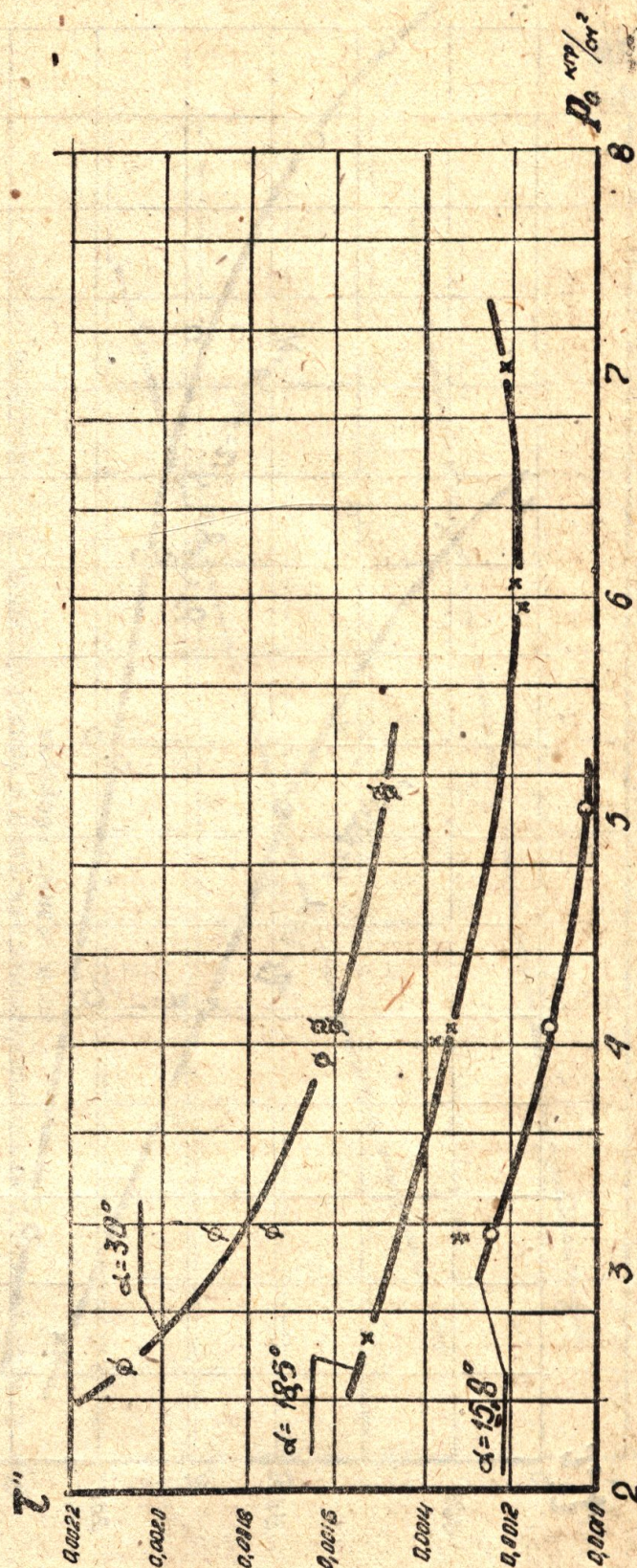
б) Увеличение давления сжатия вследствие повышения температуры воздуха, что влечет понижение температуры самовоспламенения топлива.

в) Вследствие увеличения количества топлива, подаваемого за один оборот, увеличиваются давление впрыска и скорость струи. Представление о характере изменения давления впрыска можно иметь по изменению максимальных давлений в топливопроводе, представленных на фиг. 3.

Прирост давления между  $P_e = 2,5 \text{ кг/см}^2$  и  $P_e = 5,5 \text{ кг/см}^2$  достигает  $200 \text{ кг/см}^2$ , что несомненно сказывается на скорости струи.

Увеличение скорости влечет за собой увеличение коэффициента теплопередачи, улучшение распыла, улучшение условий парообразования (смывание образовавшихся паров с поверхности капли).

Как было сказано выше, подобное изменение состояния среды и характера впрыска должно вести к уменьшению  $\tau$ .



Фиг. 1. Зависимость  $\tau$  от  $P_e$  при разных углах опережения впрыска  $\alpha$ .  $n = 1400$  об/мин,  $P_s = 1,6$  ат

Одновременно появляются факторы, способствующие увеличению периода индукции; к ним относятся:

а) увеличение теплоотдачи от периферии струи к основной массе топлива вследствие

увеличения количества топлива за один впрыск;

б) уменьшение плотности воздуха вследствие повышения его температуры;

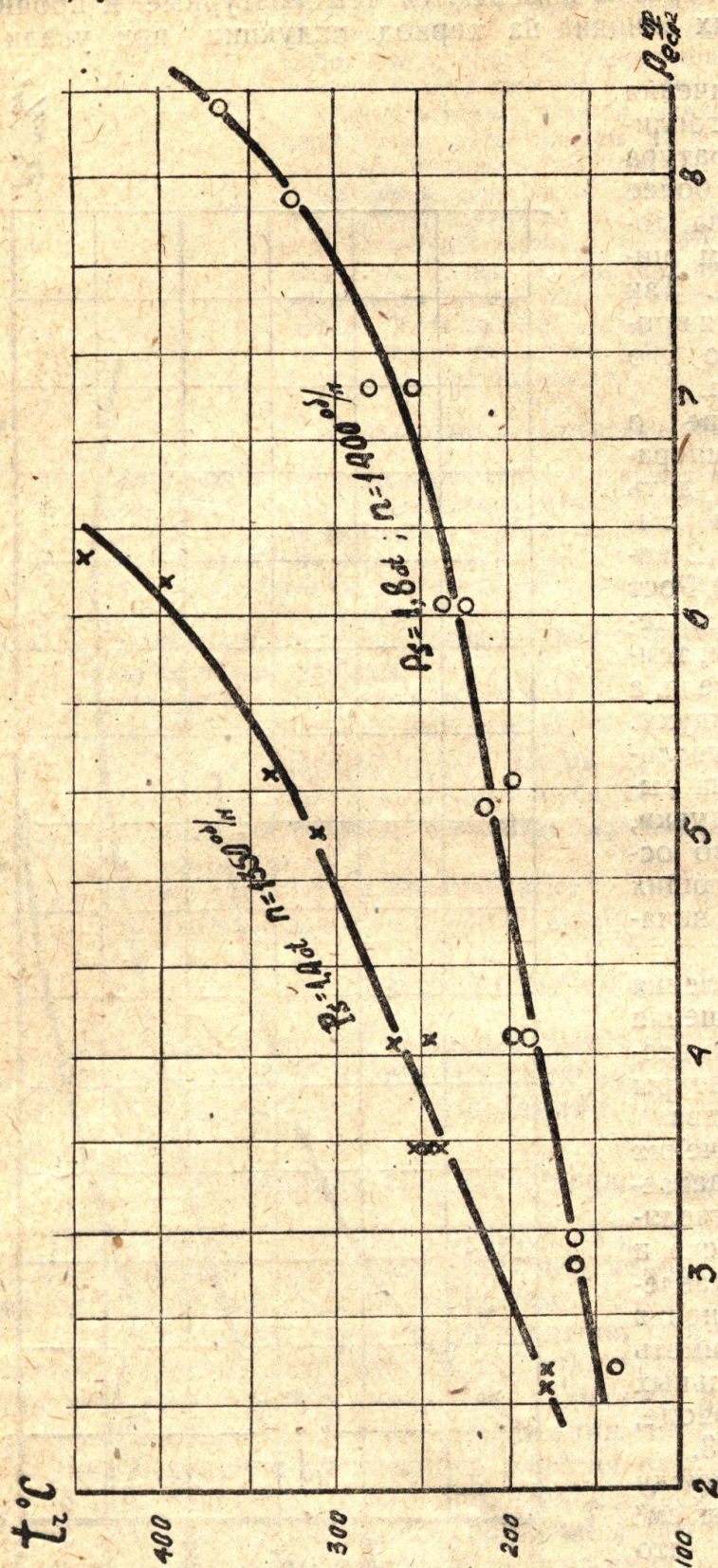
в) уменьшение интенсивности вихря вследствие увеличения противодействия на выхлопе и давления в цилиндре к моменту начала продувки.

На фиг. 4 приведены кривые давлений в цилиндре в начале выхлопа и в начале продувки, построенные по точкам кривой фиг. 1.

Величина давлений взята по индикаторным диаграммам (для выхлопа масштаб диаграмм  $2,4 \text{ мм} = 1 \text{ кг}$ , для продувки  $59 \text{ мм} = 1 \text{ кг}$ ). Из диаграммы виден резкий рост давлений. Это особенно касается кривой „давления в начале продувки“. При изменении  $P_e$  от 2,5 до 7  $\text{кг/см}^2$ , давление в цилиндре возросло от 0,7  $\text{кг/см}^2$  до 3,4  $\text{кг/см}^2$ , т. е. почти в пять раз, что, несомненно, не может не оказать влияния на интенсивность вихря.

г) Загрязнение объема цилиндра остаточными газами.

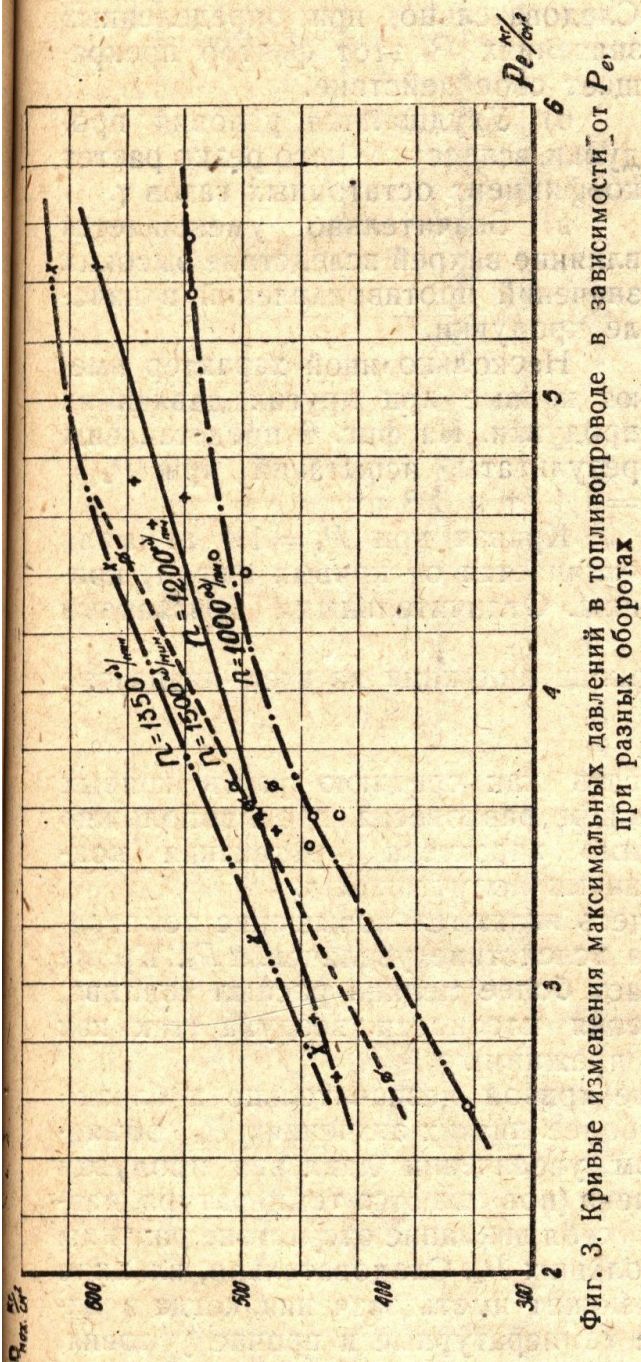
По исследованиям Неймана увеличение содержания остаточных газов  $\gamma$  влечет за собой увеличение периода индукции. На фиг. 5 показана указанная зависимость. По оси  $x$ -ов отложен коэффициент  $\gamma$ ; по оси  $y$  — увеличение периода индукции в процентах к периоду индукции



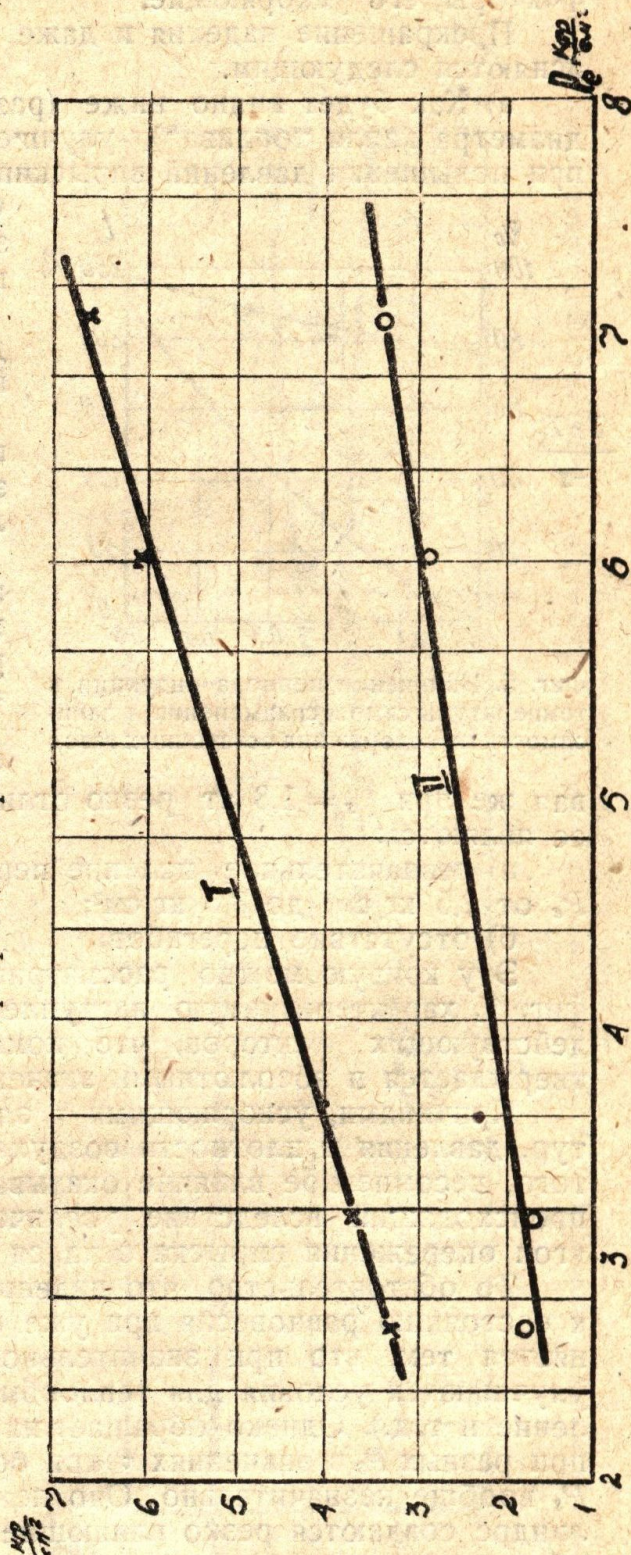
Фиг. 2. Зависимость температуры выхлопа  $T_z$  от  $P_e$  при разных давлениях продувки  $P_s$ .  $\alpha = 18,5^\circ$ .

при  $\gamma = 0$  (здесь  $z'$  и  $z_s$  означают соответственно период индукции при  $\gamma \neq 0$  и  $\gamma = 0$ ).

Уменьшение коэффициента избытка воздуха  $\alpha$  вследствие ухудшения качества продувки на период индукции, как на начальный этап горения, — оказать влияния не может, так как первые воспламеняющиеся частицы топлива несомненно имеют большой избыток воздуха, не могущий измениться вследствие изменения вышеперечисленных факторов.



Фиг. 3. Кривые изменения максимальных давлений в топливопроводе в зависимости от  $P_e$  при разных оборотах



Фиг. 4. Кривые изменения давлений в цилиндре в начале выхлопа (I) и в начале продувки (II) в зависимости от  $P_e$ .  $P_s = 1,6$  ат;  $n = 1400$  об/мин;  $\alpha = 18,5^\circ$

Из кривых фиг. 1 следует, что период индукции имеет три этапа изменений.

Первый (при повышении  $P_e$  до  $5,5$  кг/см) — происходит падение  $\tau$ , что свидетельствует о преваливании в цилиндре факторов, способствующих уменьшению  $\tau$ .

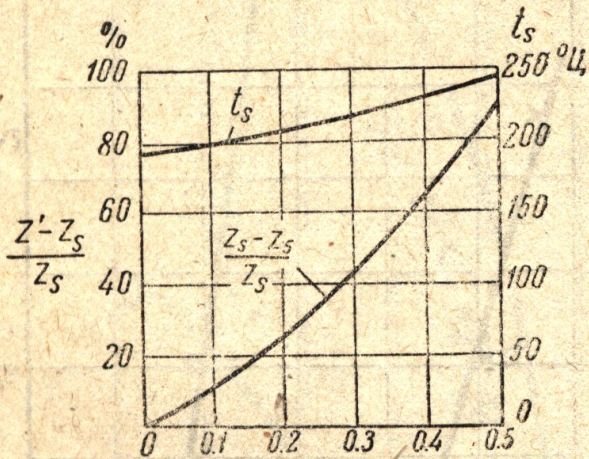
Второй — в пределах от  $P_e = 5,5$  кг/см<sup>2</sup> до  $7$  кг/см<sup>2</sup>; значение  $\tau$

не изменяется; следовательно, в цилиндре наступило равновесие противоположно действующих факторов.

И, наконец, третий, — при значениях  $P_e$  выше  $7 \text{ кг/см}^2$ ; наблюдается медленный подъем кривой, из которого следует, что факторы, замедляющие период индукции, оказывают большее влияние, нежели факторы, его ускоряющие.

Прекращение падения и даже рост кривых вероятнее всего объясняются следующим.

а) Как будет видно ниже (раздел „Теоретическое определение диаметра капли топлива“), улучшение распыла происходит только при повышении давлений впрыскивания до некоторых его значений.



Фиг. 5. Изменение периода индукции и температуры самовоспламенения в зависимости от содержания остаточных газов

Следовательно, при определенных значениях  $P_e$  этот фактор прекращает свое действие.

б) Ухудшаются условия продувки, вследствие чего резко растет коэффициент остаточных газов  $\gamma$ .

в) Значительно уменьшается влияние вихрей вследствие высоких значений противодавлений в начале продувки.

Несколько иной характер имеют кривые при других давлениях продувки. На фиг. 6 представлены результаты испытаний при  $P_s = 1,4 \text{ ат}$  и  $1,8 \text{ ат}$ .

Кривая при  $P_s = 1,4 \text{ ат}$  мало отличается от кривых фиг. 1, кривая же при  $P_s = 1,8 \text{ ат}$  резко отлична. Отличительными признаками ее являются:

а) незначительное падение периода индукции на всем диапазоне  $P_e$  от  $2,5 \text{ кг/см}^2$  до  $8,5 \text{ кг/см}^2$ ;

б) отсутствие перегибов.

Эту кривую можно рассматривать как среднюю часть кривых фиг. 1, характеризуемую наступлением равновесия противоположно действующих факторов, что помимо характера протекания подтверждается и абсолютными значениями полученных  $\tau$ .

Причинами, ускоряющими  $\tau$ , здесь являются повышение температур, давления и плотности воздуха вследствие увеличения  $P_s$ . Кроме того, несомненное влияние оказывает более мелкий распыл топлива, происходящий вследствие увеличения плотности воздуха (так как угол опережения впрыска остался прежним).

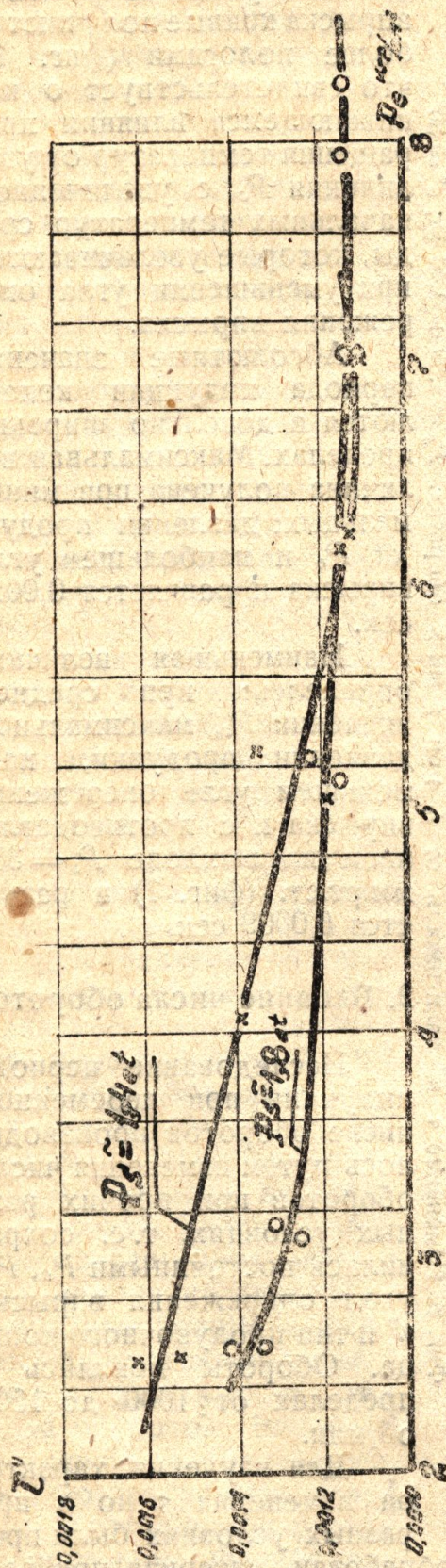
То обстоятельство, что падение кривой незначительно и близко к состоянию равновесия при уже более низких значениях  $P_e$ , объясняется тем, что при значительном увеличении давления продувки улучшаются условия для теплообмена (повышаются температура, давление и т. д.). Однако обращает на себя внимание отсутствие разницы при разных  $P_s$  в значениях  $\tau$  при больших  $P_e$ . Следовательно, влияние  $P_s$  вообще незначительно. Оно не может иметь значения, когда в цилиндре создаются резко влияющие температурные и прочие условия, обуславливаемые большими нагрузками.

На фиг. 7 представлены кривые, заснятые при еще более высоких значениях  $P_s$  и с противодавлением на выхлопе.

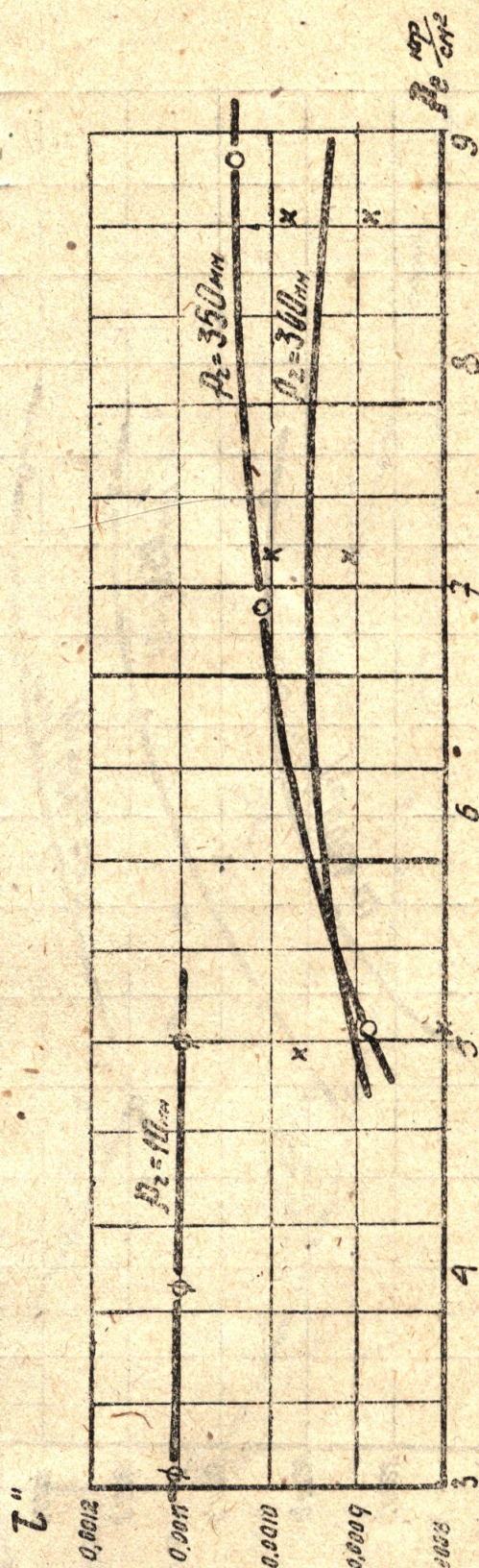
Отличительными признаками работы машины на этих режимах являются резкое повышение температуры всего рабочего цикла и высокие давления сжатия, а также ухудшенные условия продувки, а следовательно, и меньшая интенсивность вихря. Более низкие абсо-

лотные значения  $\tau$  свидетельствуют о положительном и доминирующем влиянии высоких температур.

Некоторый подъем, — а не падение кривых (как на фиг. 6), — происходит вследствие того, что эти точки засняты при высоких зна-



Фиг. 6. Изменение  $\tau$  в зависимости от  $P_e$  при разных  $P_s$ ,  $\alpha = 18,5^\circ$ ;  $n = 1400$  об/мин



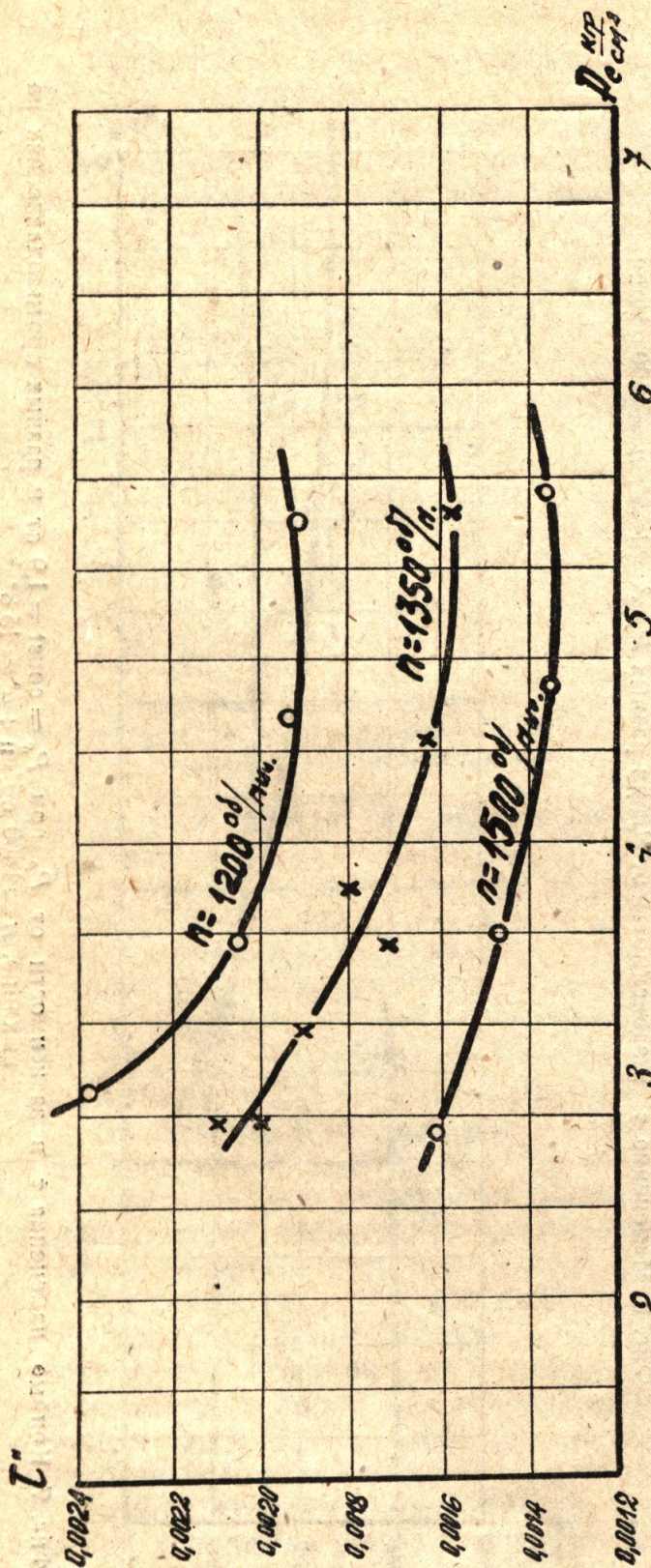
Фиг. 7. Кривые изменения  $\tau$  в зависимости от  $P_e$  при  $P_s = \text{const} = 1,9$  ат и разных противодавлениях на выходе,  $n = 1400$  об/мин;  $\alpha = 15,8^\circ$

чениях  $P_e$ , где, как уже было сказано, начинают превалировать факторы, увеличивающие период индукции, так как положительное влияние температур, вероятно, достигло своего предела.

На фиг. 8 нанесены кривые  $\tau$  по  $P_e$  при меньших значениях давления продувки и разных оборотах. Из диаграммы видно, что те-

чение кривых по  $P_e$  идет в соответствии с вышеизложенными соображениями.

На характер протекания  $\tau$  по  $P_e$ , кроме изменения  $P_s$ , имеют влияние также и другие переменные величины. Так, например, при



меньших углах опережения впрыска кривые получаются более пологими (фиг. 1), что свидетельствует о понижающемся влиянии приращения температур от увеличения  $P_e$ , с увеличением начальных температур среды, которые увеличиваются при уменьшении угла опережения впрыска.

Абсолютные значения периода индукции колеблются в довольно широких пределах. Максимальная величина получена при минимальных: давлении продувки,  $P_e$  и наибольшем угле впрыска и равняется 0,0023 сек.

Наименьшая величина определена при среднем значении  $P_e$ , максимальном давлении продувки, наименьшем угле опережения впрыска и с противодавлением на выхлопе  $P_s = 350$  мм рт.ст. (фиг. 7) и равняется 0,0009 сек.

## 2. Влияние числа оборотов

Исследование периода индукции при переменном числе оборотов производилось путем изменения числа оборотов при прочих равных условиях, т.е. сохранились постоянными  $P_e$ ,  $P_s$ , угол опережения впрыска  $\alpha^\circ$  и тип продувочного кольца. Обороты менялись в пределах от 1000 до 1500 об/мин.

Для изучения характера изменения  $\tau$  по  $n$  при разных условиях были про-

ведены эксперименты на двигателе и обработан материал при различных углах опережения впрыска,  $P_e$  и  $P_s$ .

При испытаниях, разумеется, было стремление сохранить все постоянные величины неизменными, при съемке всех точек, однако провести это на двигателе было затруднительно, вследствие отсутствия автоматической аппаратуры и трудностей регулировки вручную.



Поэтому все величины имеют некоторые отклонения, пределы которых указываются на соответствующих диаграммах.

На фиг. 9 изображены две кривые  $\tau = f(n)$ , заснятые при разных углах опережения впрыска и при прочих равных условиях. Из кривых видно большое влияние увеличения числа оборотов на величину периода индукции.

В обоих случаях наблюдается падение  $\tau$  с увеличением  $n$ . Аналогичный характер имеют кривые, заснятые и при других условиях продувки, угла опережения и  $P_e$ , имеющие некоторые свои особенности, графики которых будут приведены ниже.

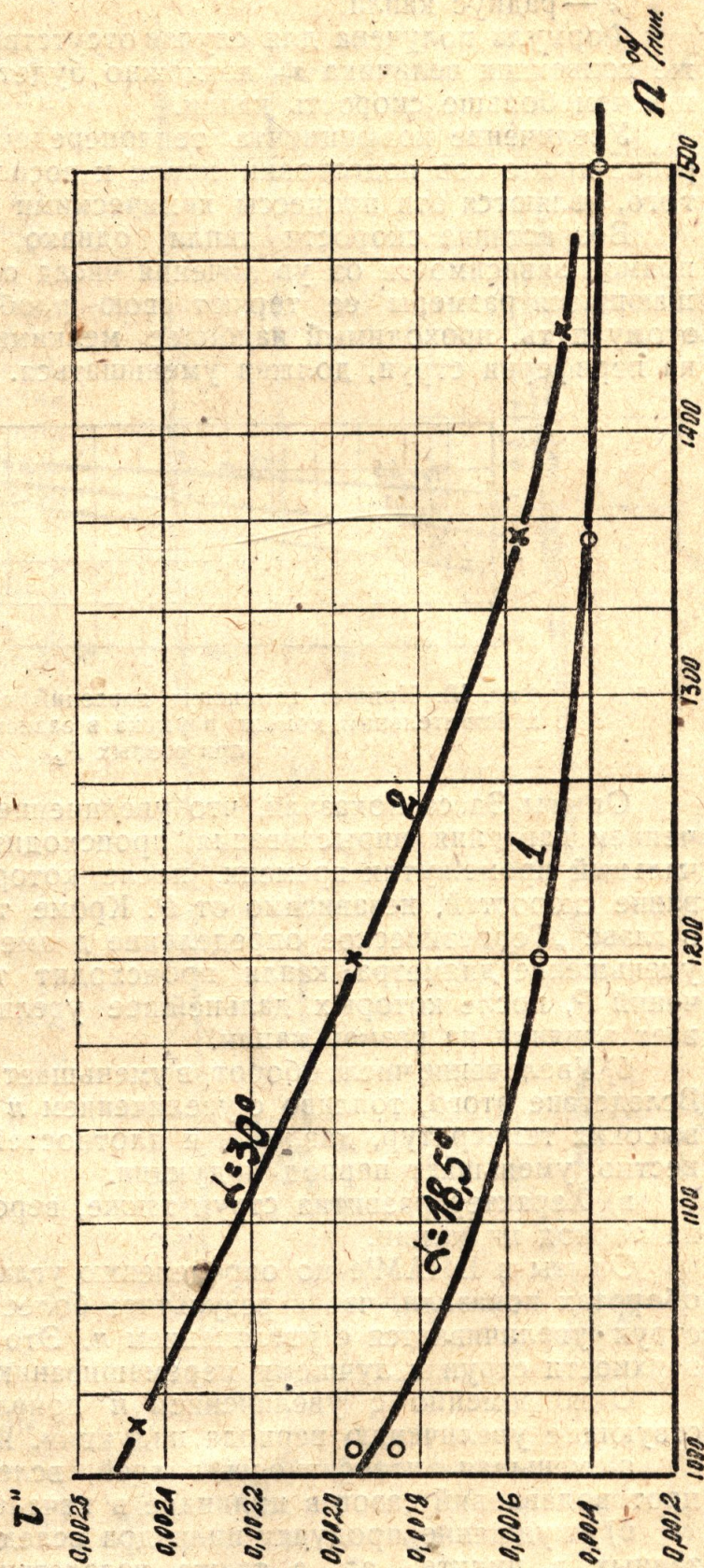
Рассмотрим изменение факторов, влияющих на период индукции при изменении числа оборотов.

Увеличение числа оборотов при неизменном  $P_e$  достигается увеличением подачи топлива в цилиндр за единицу времени. При этом происходят следующие явления, оказывающие влияние на  $\tau$ :

а) Увеличение скорости струи топлива вследствие увеличения давления впрыскивания  $P$  в результате больших подач и увеличения числа оборотов кулачкового вала топливного насоса.

На фиг. 10 представлена кривая, показывающая изменение давления в топливопроводе в момент фактического впрыска, в зависимости от числа оборотов. Величина давления определялась по диаграммам, снятым с топливопровода индикатором Фарнборо.

Увеличение скорости струи, в свою очередь, вызывает усиление распыла топлива и более интенсивную теплопередачу от воздуха к каплям топлива. Увеличение теплопередачи можно оценить по формуле, связывающей коэффициент теплопередачи с размерами капли



Фиг. 9. Изменение  $\tau$  в зависимости от  $n$  при разных углах  $\alpha$ .  $P_s = 1,4$  ат;  $P_e = 4$  кг/см<sup>2</sup>

$$\alpha_m = \frac{\lambda_L}{z},$$

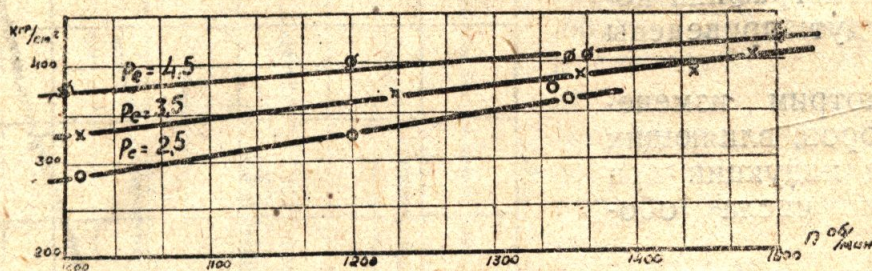
где:

$\lambda_L$  — коэффициент теплопроводности воздуха,  
 $z$  — радиус капли.

Формула получена для случая отсутствия конвекции. При наличии же конвекции величина  $\alpha_m$  возможно будет еще большей и тем больше, чем больше скорость капли.

Увеличение коэффициента теплопередачи влечет за собой ускорение процессов подготовки капли к воспламенению, независимо от того, являются эти процессы химическими или физическими.

Возрастание скорости капли, однако, не может происходить в прямой зависимости от увеличения числа оборотов, так как уменьшающиеся размеры ее теряют свою пробивную способность и поэтому путь, проходимый наиболее мелкими каплями, находящимися на периферии струи, должен уменьшаться.



Фиг. 10. Кривые изменения давлений в топливопроводе в действительный момент впрыска в зависимости от оборотов при разных  $P_e$

Опыты Засса показали, что увеличение скорости струи с увеличением давления впрыскивания происходит энергично только в начальный промежуток времени, после которого происходит выравнивание скоростей, независимо от  $P$ . Кроме того, как будет показано в главе „Теоретическое определение диаметра капли“, значительное уменьшение диаметра капли происходит только до некоторых значений  $P$ , после которых дальнейшее увеличение  $P$  почти не оказывает влияния на размер капли.

б) Увеличение числа оборотов уменьшает угол опережения впрыска. Вследствие этого, топливо с увеличением  $n$  попадает в условия более высоких температур, давлений и плотностей воздуха, что, как известно, уменьшает период индукции.

в) Характер развития струи также, вероятно, оказывает влияние на период индукции.

Опыты в ЦИАМ'е по определению угла конуса струи при разных оборотах показали, что в результате более мелкого распыла конус струи увеличивается с увеличением  $n$ . Это ведет к увеличению поверхности струи и лучшему перемешиванию с воздухом.

Одновременно с увеличением  $n$  появляются факторы, способствующие увеличению периода индукции. К ним относятся:

а) меньшая интенсивность вихрей, вследствие увеличивающихся противодействий газов в цилиндре в начале продувки;

б) ухудшение продувки цилиндра вследствие соображений, указанных в пункте „а“, а также вследствие уменьшения величины „время—сечения“, что влечет за собой увеличение коэффициента остаточных газов.

В результате наличия положительно и отрицательно действующих факторов можно предположить, что при некоторых оборотах может наступить, так сказать, условие равновесия, при котором вза-

имное влияние этих факторов уничтожается и дальнейшего изменения подготовки топлива к горению не происходит.

Эти условия, очевидно, будут наступать при различных оборотах, в зависимости от состояния среды в двигателе к моменту поступления топлива, обусловливаемого опережением впрыска, давлением продувочного воздуха, степенью сжатия и т. д.

Это предположение, как видно из кривых фиг. 9, подтверждается. Условие равновесия наступает для одной кривой при  $n = 1360$  об/мин, для другой — при 1450 об/мин.

Что касается влияния температур в цилиндре при увеличении  $n$ , то если судить о характере изменения температуры цикла по температуре выхлопных газов (что дает только ориентировочное представление), то из фиг. 11, построенной по точкам фиг. 9, явствует, что изменение температуры происходит довольно значительно и, следовательно, этот фактор также оказывает влияние.

Это утверждение подтверждается проведенными различными исследователями опытами, показывающими, что, вследствие уменьшения потерь воздуха через неплотности и сокращения времени на теплоотдачу, давление и температура сжатия, при увеличении оборотов, увеличиваются.

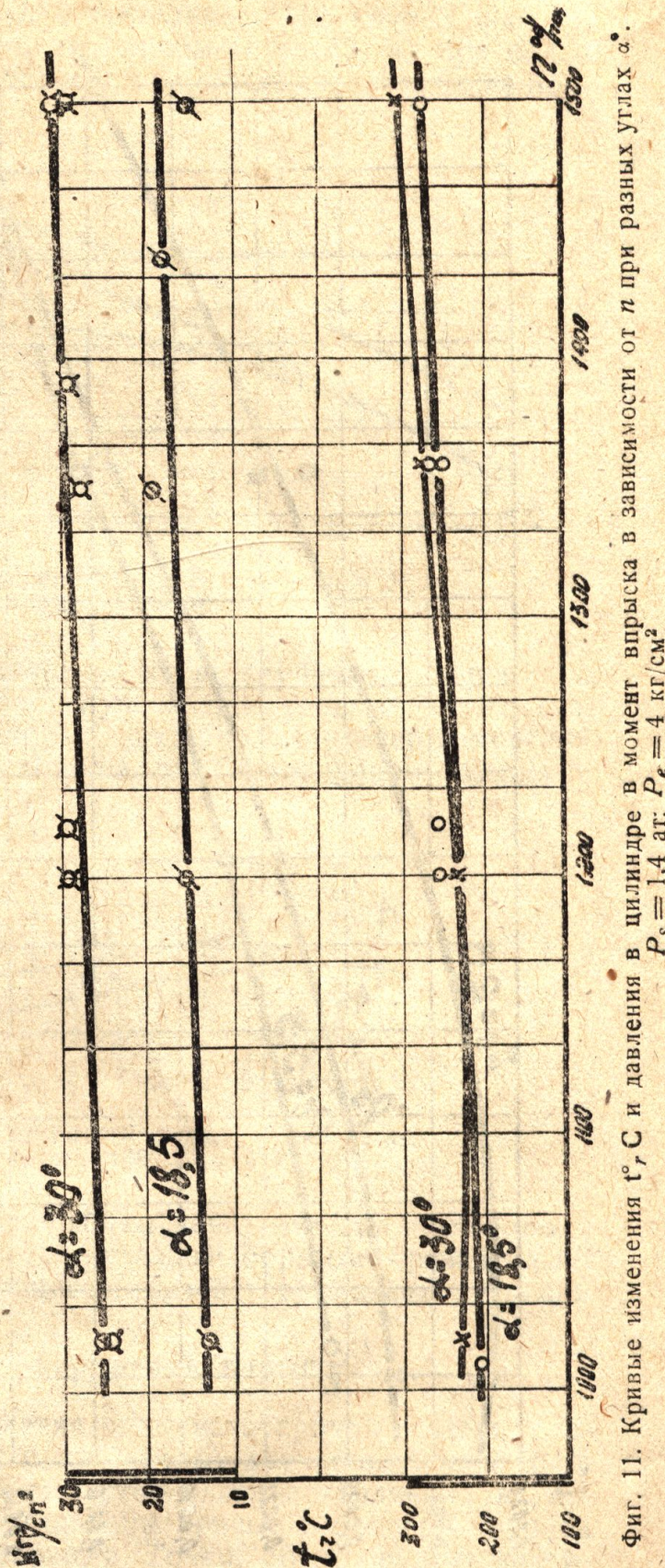
При рассмотрении фиг. 9 обращают на себя внимание следующие особенности в характере изменения кривых при увеличении оборотов:

а) Падение кривой, снятой при угле опережения  $30^\circ$ , круче, чем при  $18,5^\circ$ .

б) Абсолютные значения  $\tau$  кривой при меньшем угле опережения — меньше.

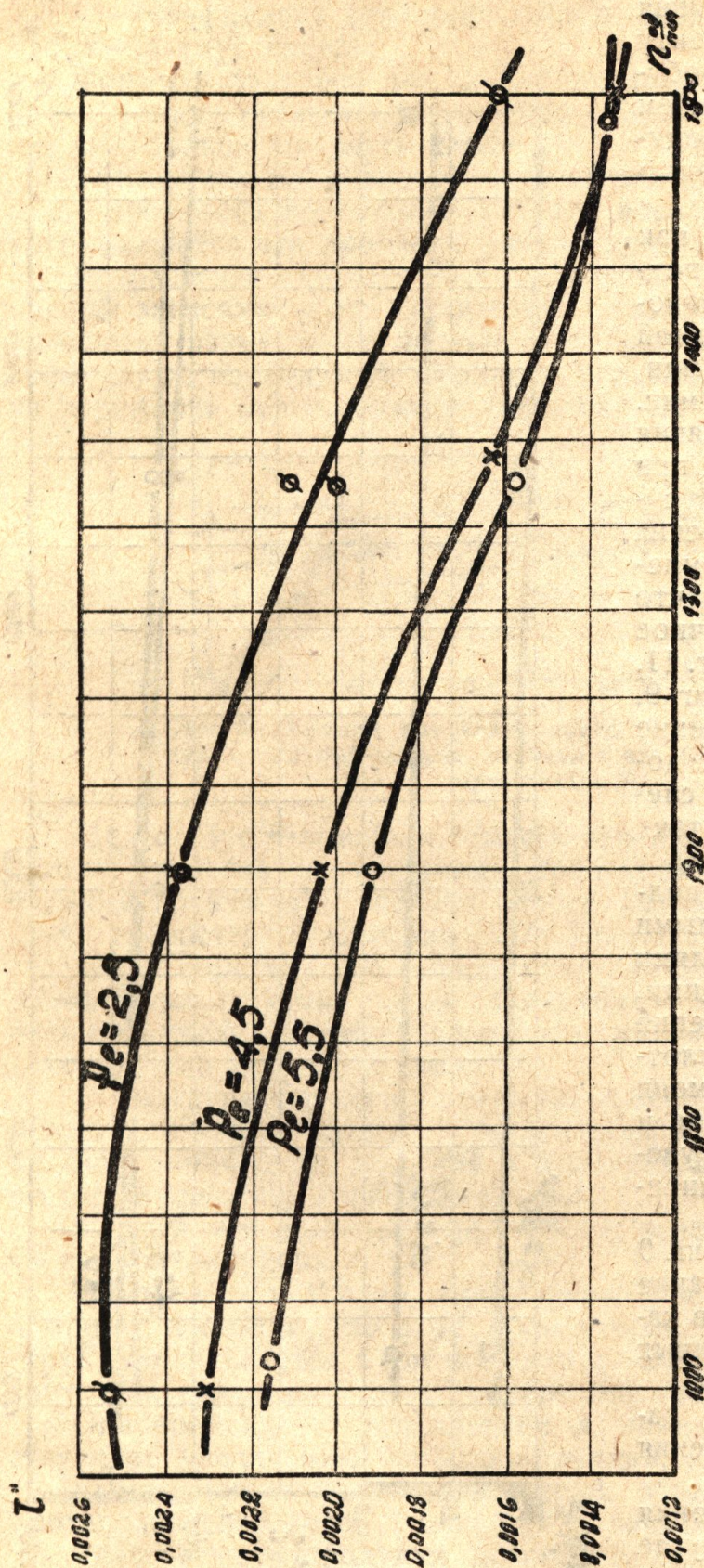
в) Обе кривые сливаются при максимальных оборотах.

Из указанного характера протекания кривых можно сделать следующее заключение: так как кривая 1 дает меньшие значения  $\tau$ , то влияние угла опережения впрыска бесспорно. Однако, так как кривые слились при 1500 об/мин и изменение кривой 1 по оборотам не-



Фиг. 11. Кривые изменения  $t_c$  и давления в цилиндре в момент впрыска в зависимости от  $\alpha$  при разных углах  $\alpha$ .  $P_c = 1,4$  ат;  $P_e = 4$  кг/см<sup>2</sup>

значительно, то можно сделать вывод, что при данных условиях продувки и нагрузки существует оптимальное состояние среды, дающее минимальные значения  $\tau$ .



Фиг. 12. Изменение  $\tau$  в зависимости от  $n$  при разных  $Re$ .  $P_s = 1,39 \div 1,44$  ат;  $\alpha = 30^\circ$

К этому состоянию среда может быть приведена либо при помощи уменьшения угла  $\alpha^\circ$ , например, при 1300 об/минеем малоотличных от минимальных значения  $\tau$  — кривой 1 и весьма отличных кривой 2, либо такое же состояние условий может быть создано увеличением числа оборотов при работе на больших углах опережения впрыска, причем увеличение числа оборотов на меньших углах влияния уже почти не оказывает.

Оптимальное состояние среды на кривой 1 наступает раньше вследствие того, что здесь одновременно действуют два положительных фактора, — меньший угол опережения впрыска и увеличение числа оборотов.

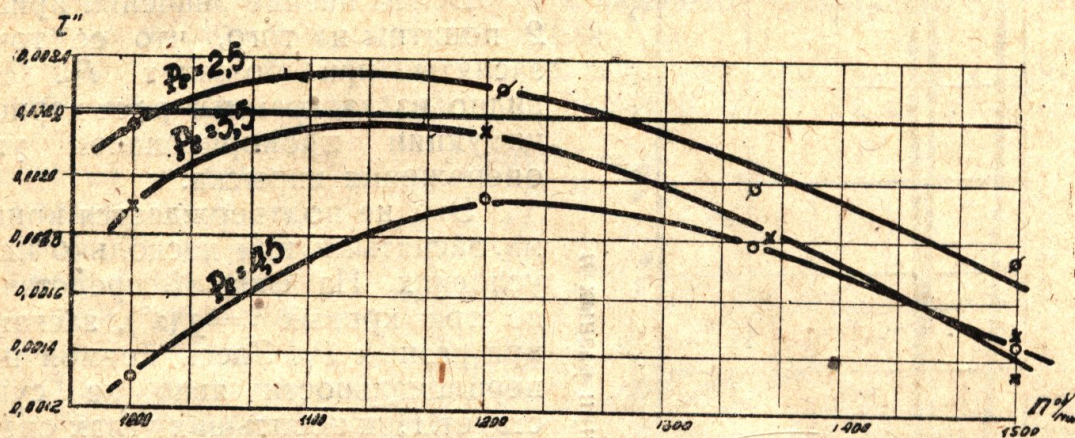
То обстоятельство, что после 1300 об/мин падение кривой 1 незначительно, говорит о том, что изменение явлений, зависящих только от числа оборотов, например, скорость струи, степень распыла и т. д., перестает оказывать влияние на  $\tau$ , так как после 1300 об/мин

усиление этих факторов продолжается, а влияния их не видно. Оно может сказаться только в том случае, если в цилиндре не существует оптимальных условий, создаваемых температурой, давлением и т. д.

На фиг. 12 сведены результаты определения  $\tau$  при различных

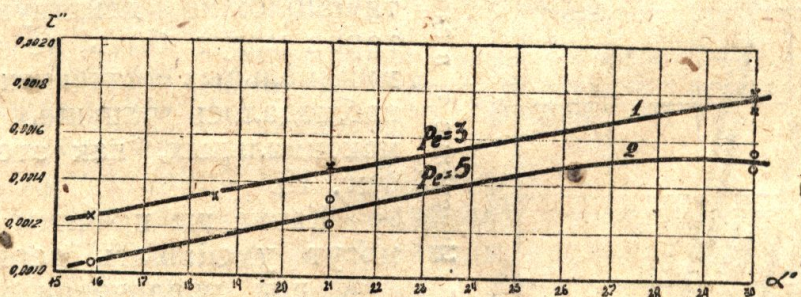
$P_e$  и  $P_n$ . Характер изменения их подобен кривой 2 — фиг. 9, однако здесь имеется совершенно новая тенденция к уменьшению  $\tau$  с уменьшением оборотов начиная от  $n = 1000$  об/мин.

Эта тенденция переходит в действительность на кривых фиг. 13, заснятых при тех же условиях, что кривые фиг. 12, но при более низких  $P_s$ . Здесь период индукции вначале с увеличением числа оборотов растет, а потом падает.



Фиг. 13. Изменение  $\tau$  в зависимости от  $n$  при разных  $P_e$ .  
 $P_s = 1,24 - 1,35$  ат;  $\alpha^\circ = 30^\circ$

Это трудно объяснимое явление не носит случайного характера, оно, во-первых, получено во всех случаях при испытаниях на низких давлениях продувки и, во-вторых, подобный характер изменения был получен Дэвисом и Гиференом на одноцилиндровом двигателе Акро.



Фиг. 14. Изменение  $\tau$  в зависимости от угла  $\alpha^\circ$  при разных  $P_e$ .  $P_s = 1,6$  ат;  $n = 1400$  об/мин

Отличительной особенностью работы двигателя при таком изменении периода индукции являются, главным образом, сравнительно высокие температуры всего процесса, вследствие низких давлений продувки.

### 3. Влияние угла опережения впрыска

При изменении угла опережения впрыска и прочих равных условиях существенно меняется состояние среды, воспринимающей первую порцию топлива. Это обстоятельство оказывает влияние на период индукции. На фиг. 14 представлены кривые изменения периода индукции по углу опережения впрыска. Точки, объединяемые какой-нибудь одной кривой, взяты при постоянных значениях  $P_s$ ,  $P_e$  и  $n$  и засняты на одном и том же типе продувочного кольца.

Как видно из диаграммы, период индукции растет с увеличением  $\alpha^\circ$ . Это и понятно, если принять во внимание, что чем меньше угол опережения впрыска, тем больше температура, давление и плотность сжатого воздуха к моменту поступления топлива.

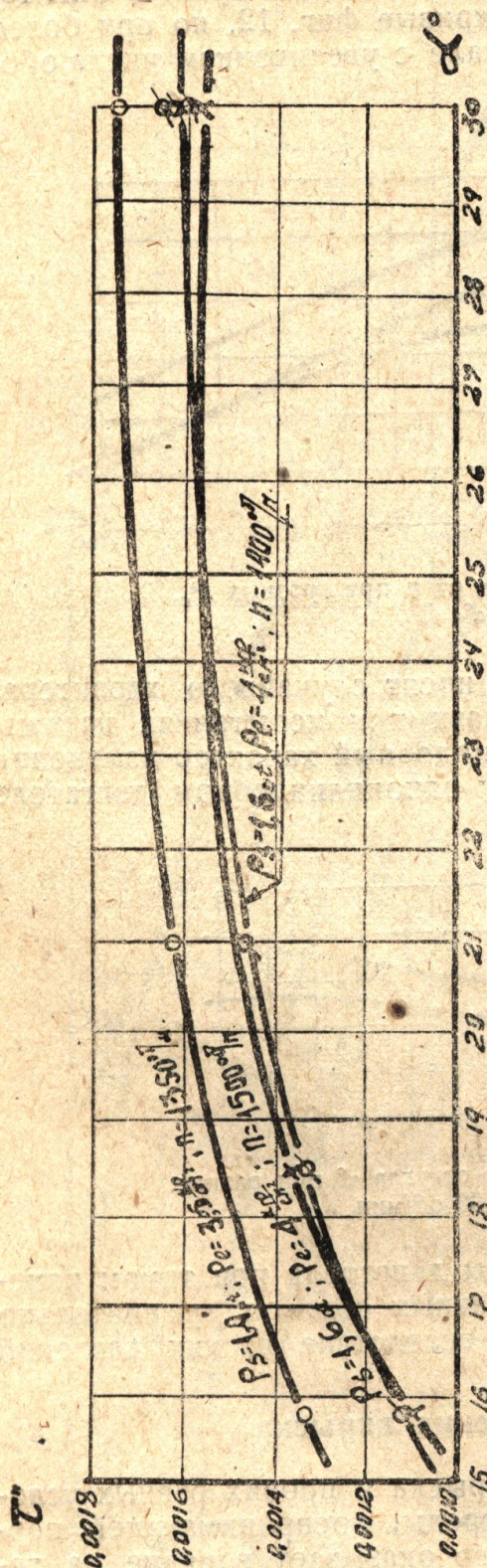
Такое изменение основных физических параметров влечет за собой: увеличение теплопередачи, улучшение распыла топлива, понижение температуры самовоспламенения и уменьшение химического запаздывания воспламенения топлива, так как улучшенные температурные и прочие условия способствуют увеличению концентрации паров топлива и воздуха.

Более низкие значения кривой 2 понятны из того, что ее точки засняты при больших  $P_e$ . Как видно из диаграммы, рост периода индукции пропорционален углу опережения впрыска.

Это не подтверждается кривыми, заснятыми при несколько иных условиях. На фиг. 15 представлено три кривых  $\tau = f(\alpha^\circ)$ , заснятых при разных  $P_e$ . Здесь прямой пропорциональности явно не существует. При небольших углах опережения происходит резкое изменение  $\tau$ , дальнейшее увеличение  $\alpha^\circ$  дает все меньшую разницу и, наконец, все кривые при  $\alpha^\circ = 26^\circ \div 30^\circ$  растут сочень малым углом подъема.

Это обстоятельство приводит нас к новому интересному заключению, что условия равновесия противоположно действующих факторов могут быть не только при минимальных значениях  $\tau$ , как это наблюдалось раньше, но и при максимальных, как это видно на фиг. 15.

Какие же причины в двигателе могут уменьшать период индукции при увеличении угла опережения впрыска? Температура, плотность и давление воздуха, размер капель — все эти величины изменяются в сторону, увеличивающую  $\tau$ . Но с уменьшением плотности воздуха и увеличением диаметра капель увеличиваются их скорость и дальность. Некоторую ориентировку в этом вопросе дают опыты Засса. На фиг. 16 показаны кривые скорости и дальности струи топлива, в зависимости от времени и противодавления.



Фиг. 15. Изменение  $\tau$  в зависимости от угла  $\alpha^\circ$  при разных  $n$

Как видно из диаграммы, и тот и другой параметр увеличиваются с уменьшением противодавления. Это несомненно увеличивает теплообмен между каплями топлива и воздухом. Вероятно при указанных на фиг. 15 условиях опыта, этот фактор приобретает столь большое значение, начиная от  $\alpha^\circ = 24^\circ$ , что уравнивает все отрицательно действующие параметры.

Интересным является то обстоятельство, что значения  $P_e$ , при

котором засняты эти кривые, соответствуют минимальным расходам топлива, что свидетельствует о существовании в цилиндре благоприятных условий для горения.

#### 4. Выводы

Быстроходные дизели могут быть осуществлены только в том случае, если период индукции следует в какой-то понижающейся зависимости за числом оборотов двигателя.

В противном случае может оказаться, что при больших оборотах сгорание будет происходить не около В. М. Т., а по линии расширения, вследствие недостатка времени для подготовки к воспламенению топлива.

Уменьшение удельного веса двигателя, увеличение его надежности и создание максимально управляемого и, следовательно, эффективного процесса сгорания, также могут быть достигнуты уменьшением периода индукции.

На основе полученного экспериментального материала рассмотрим:

1) возможности для понижения периода индукции в двухтактных двигателях с прямоточной продувкой и

2) степень совершенства исследуемой конструкции двигателя с точки зрения удовлетворения требованиям, предъявляемым к периоду индукции в быстроходных авиадвигателях.

На фиг. 17 графически изображена зависимость  $\tau$  от  $P_e$  и  $n$  при угле опережения  $30^\circ$  и давлении продувки  $P_s = 1,4$  ат. (Диаграмма эта и последующие построены по рассмотренным выше кривым).

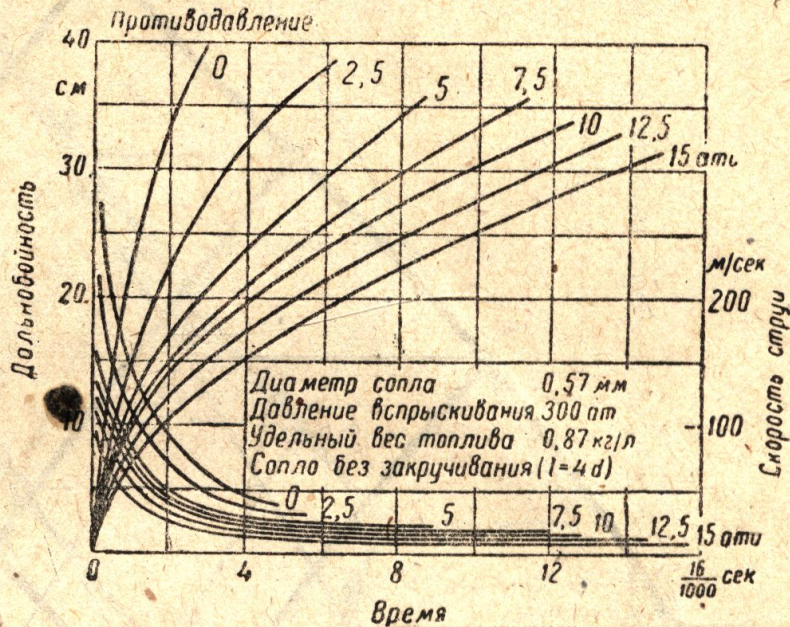
Отчетливо видно, что влияние среднего эффективного давления на  $\tau$  незначительно. Разница в значениях  $\tau$  при наименьших и наибольших  $P_e$ , равная приблизительно  $0,00015''$ , остается постоянной при всех оборотах.

Так как абсолютные значения  $\tau$  на больших оборотах меньше, чем на малых, то в процентном выражении влияние  $P_e$  на больших оборотах несколько больше.

То же незначительное влияние  $P_e$  видно и на фиг. 18, где  $\tau$  нанесено в зависимости от угла опережения впрыска и  $P_e$ . Абсолютное значение изменения величины  $\tau$  от  $P_e$  здесь также равно  $0,00015''$  и остается постоянным при всех углах опережения впрыска, и даже несколько уменьшается с уменьшением  $\alpha^\circ$ .

Такая же картина наблюдается и на фиг. 19, где  $\tau$  нанесено в зависимости от  $P_e$  и  $P_s$ .

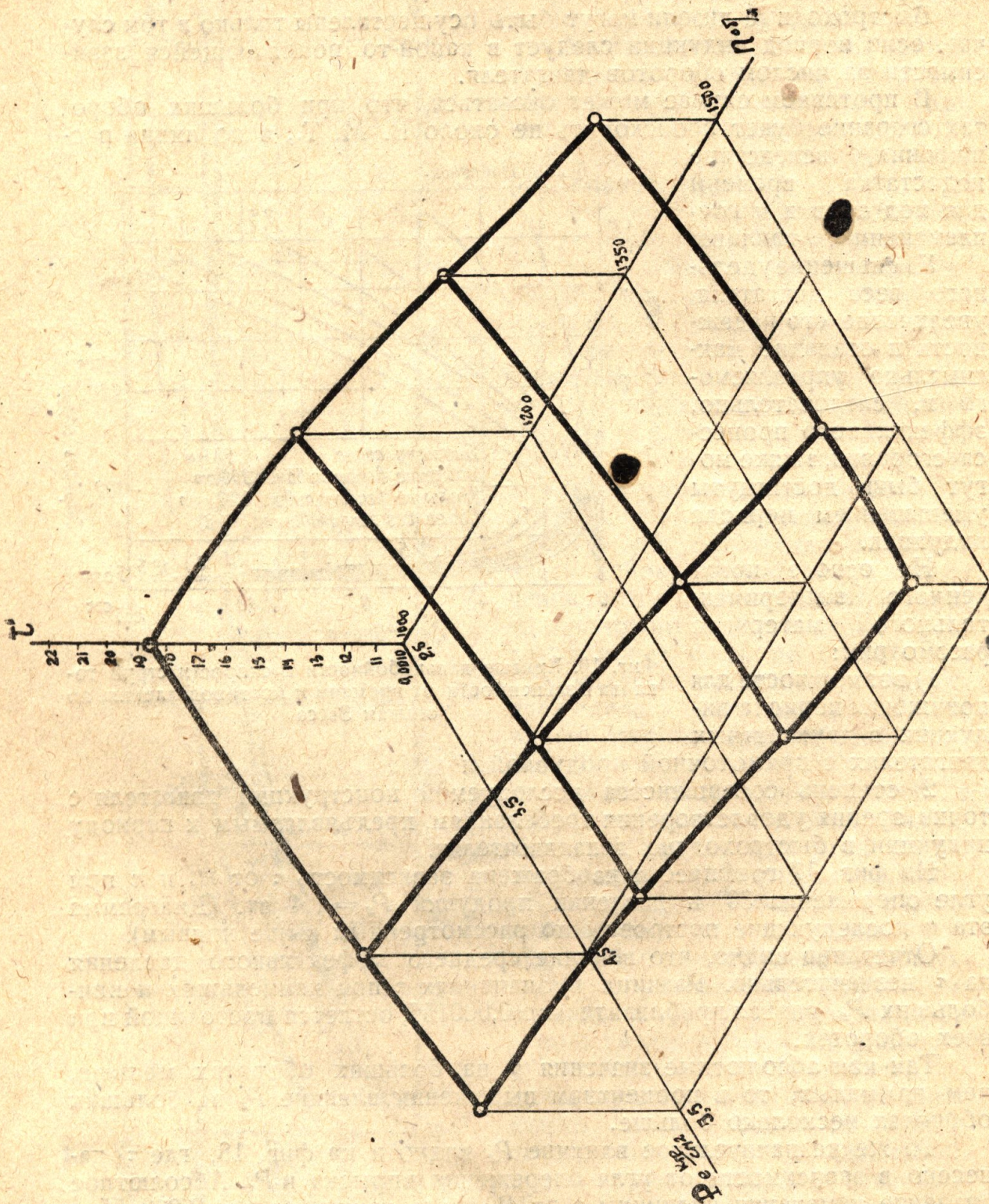
Из сказанного следует, что добиться значительного уменьшения  $\tau$  за счет увеличения  $P_e$  в конструкции испытываемого двигателя невозможно, несмотря на безусловное увеличение температур всего



Фиг. 16. Кривые дальности и скорости струй топлива в зависимости от времени и противодействия, по опытам Засса

процесса, или, во всяком случае, этот способ, как будет видно из дальнейшего, не является кратчайшим и лучшим, а может служить только как вспомогательный.

Весьма энергичное влияние оказывает увеличение числа оборотов. На фиг. 17 видно резкое падение кривых при всех значениях  $P_e$ . Разница в  $\tau$  при 1000 и 1500 об/мин при всех  $P_e = 0,00043''$ .



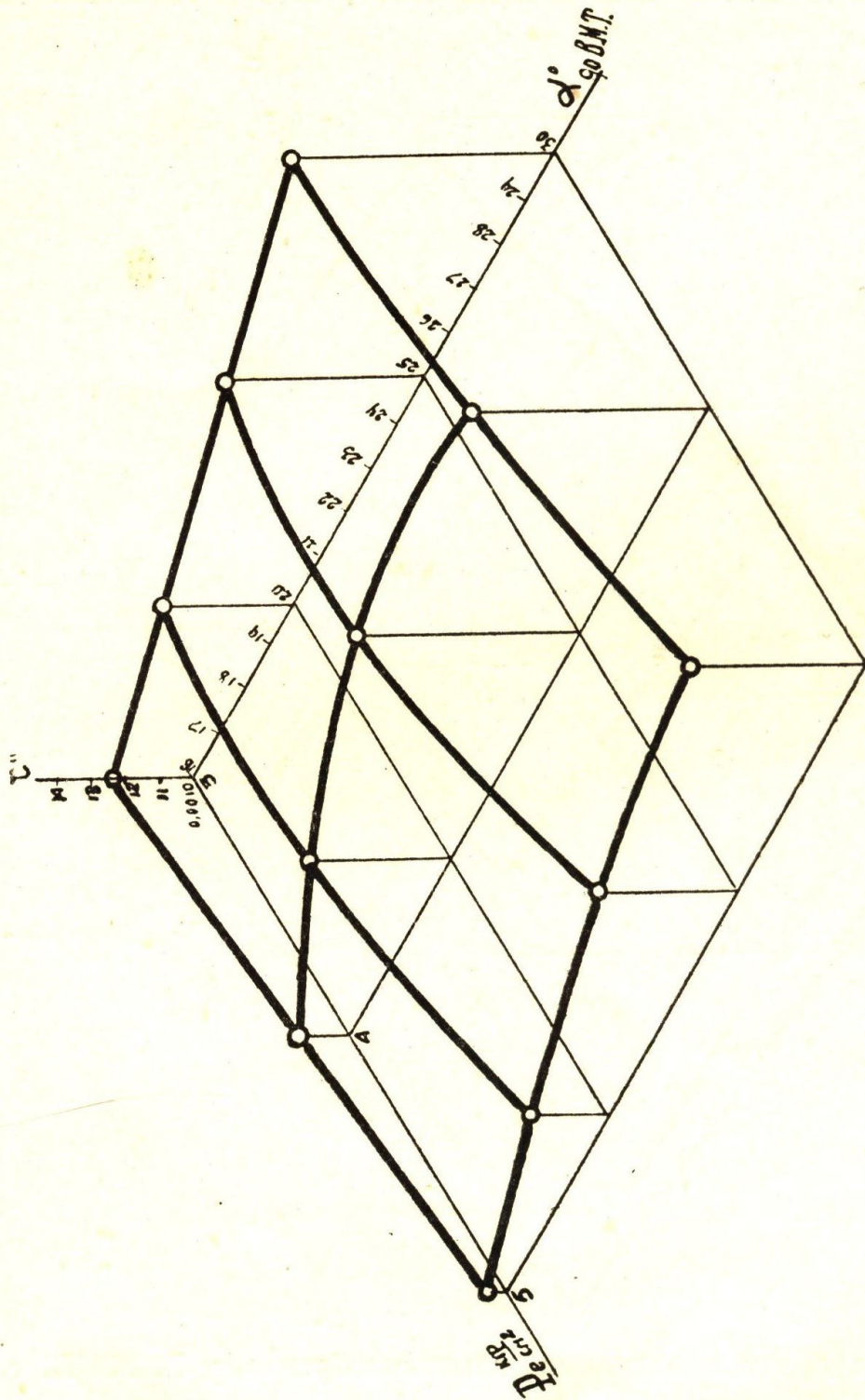
Фиг. 17. Период индукции в зависимости от числа оборотов и  $P_e$ .  $P_s = 1,39 \div 1,44$  ат;  $\alpha_0 = 30^\circ$

На фиг. 20 показана зависимость  $\tau$  от  $n$  и угла опережения впрыска. Здесь также видно значительное уменьшение  $\tau$  с увеличением  $n$ .

Особо интересным является то обстоятельство, что при наибольших оборотах абсолютные значения периода индукции получены одинаковыми при двух, значительно разнящихся по величине, углах опережения впрыска.



Отсюда напрашивается вывод, что если влияние даже такого мощного фактора, как изменение угла  $\alpha^\circ$ , прекращается при высоких оборотах, то увеличение оборотов является тем основным доминирующим фактором, пользуясь которым можно понижать  $\tau$  до пределов, обуславливаемых только скоростями химической реакции данного



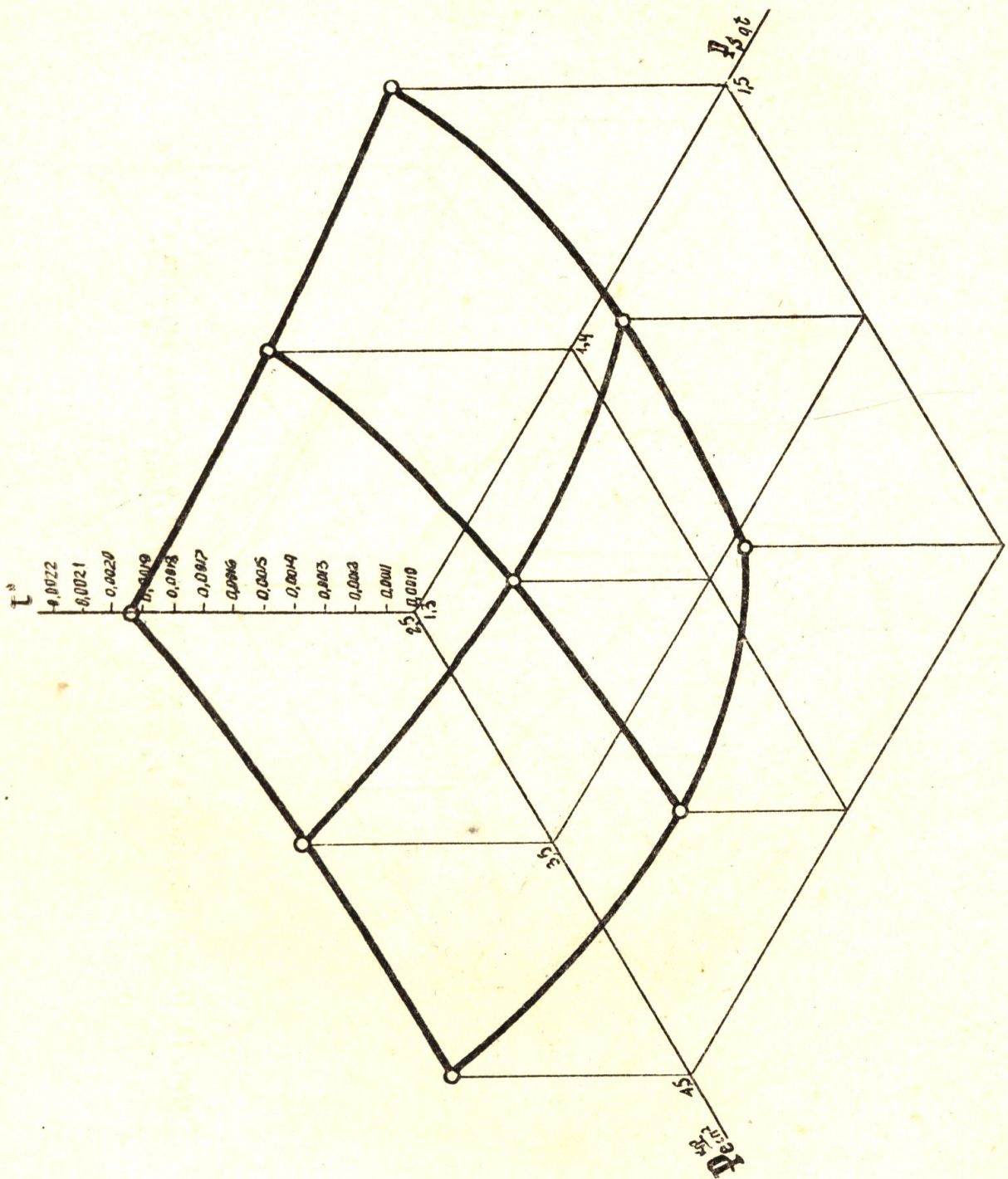
Фиг. 18. Период индукции в зависимости от угла опережения впрыска  $\alpha^\circ$  и  $P_e$   
 $P_s = 1,6$  ат;  $n = 1400$  об/мин

топлива. Это, разумеется, не исключает вспомогательной роли остальных факторов.

Такое влияние числа оборотов уничтожает опасение невозможности работы быстроходных дизелей на высоких оборотах, вследствие малого времени, отводимого на подготовку топлива.

Не совсем ясным является дальнейшее (после 1500 об/мин) изменение  $\tau$ , тем более, что кривые фиг. 17 имеют определенно выраженную тенденцию уменьшать степень понижения с увеличением оборотов.

Если допустить, что при дальнейшем увеличении оборотов  $\tau$  изменяться не будет, и принять угол опережения впрыска равным  $18,5^\circ$ , на котором двигатель давал устойчивую работу, хорошие расходы топлива и сравнительно низкие значения  $P_z$ , — то и в таком случае имеется еще запас для увеличения  $n$  с тем, чтобы период индукции заканчивался до В. М. Т., и, следовательно, есть вероятность того,



Фиг. 19. Период индукции в зависимости от давления продувочного воздуха и  $P_e$ .  $n = 1350$  об/мин,  $\alpha = 36^\circ$

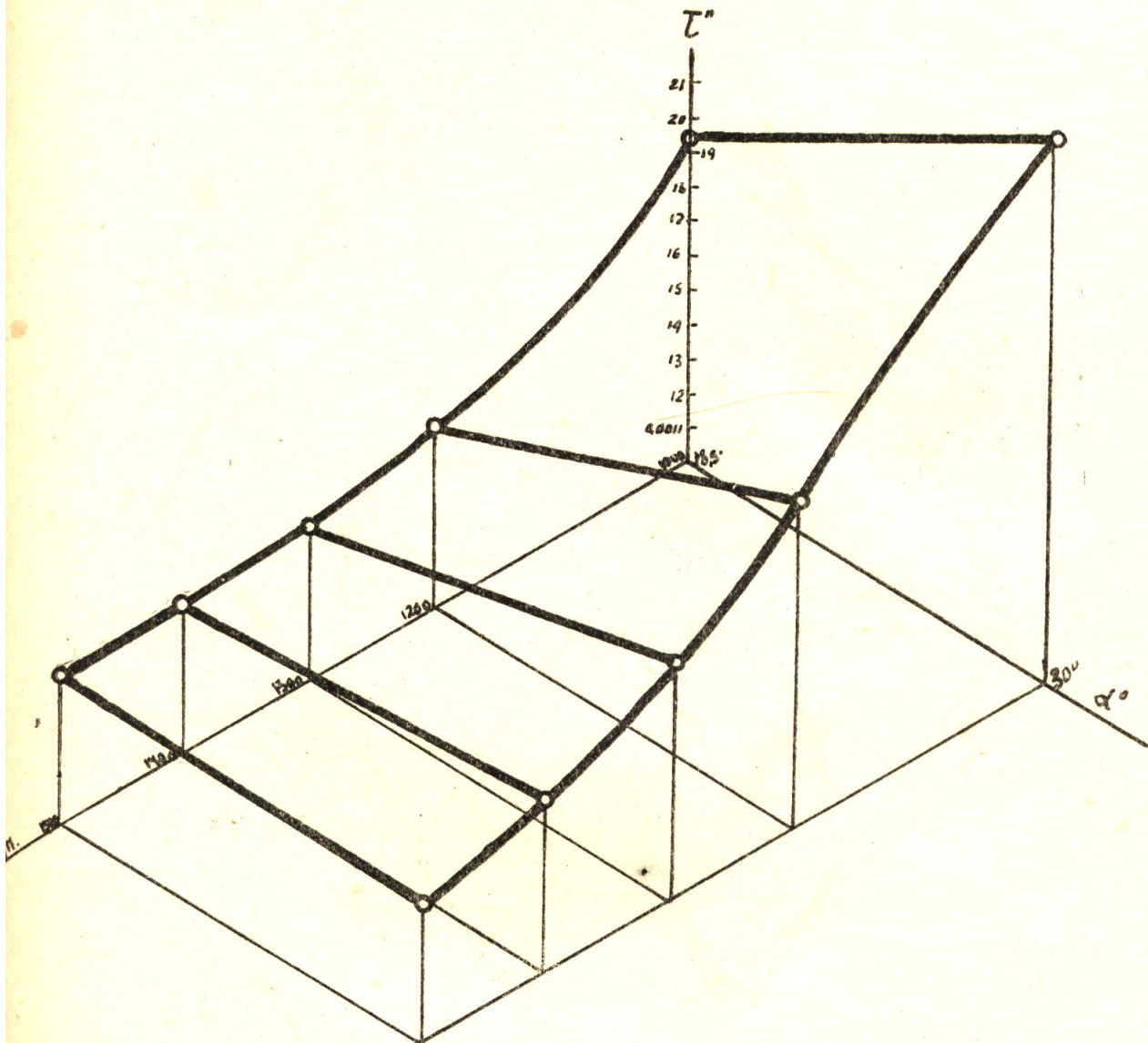
что горение будет происходить, главным образом, у В. М. Т., т. е. давать наибольший эффект.

С увеличением оборотов, кроме того, происходит значительное понижение  $P_z$  вследствие уменьшения угла фактического опережения впрыска и связанных с ним ( $P_z$ ) величин, характеризующих динамичность работы двигателя.

Что же касается того случая, когда на выхлопе будет создаваться противодействие с целью передачи энергии выхлопных газов газовой турбине или паровому котлу, то, поскольку можно судить по кривым фиг. 7, повышение температур цикла также понижает  $\tau$ .

Исключение представляет влияние увеличения числа оборотов при низких давлениях продувочного воздуха. На фиг. 21 представлена зависимость  $\tau$  от  $P_e$  и  $n$  при  $P_s = 1,24 \div 1,35$  ат.

Здесь видно резкое влияние  $P_e$  на малых оборотах и рост  $\tau$  с увеличением оборотов до 1200 об/мин. Впрочем, абсолютное значение периода индукции на 1500 об/мин получено тем же, что и при более высоких значениях продувки (ср. фиг. 17 и 20).



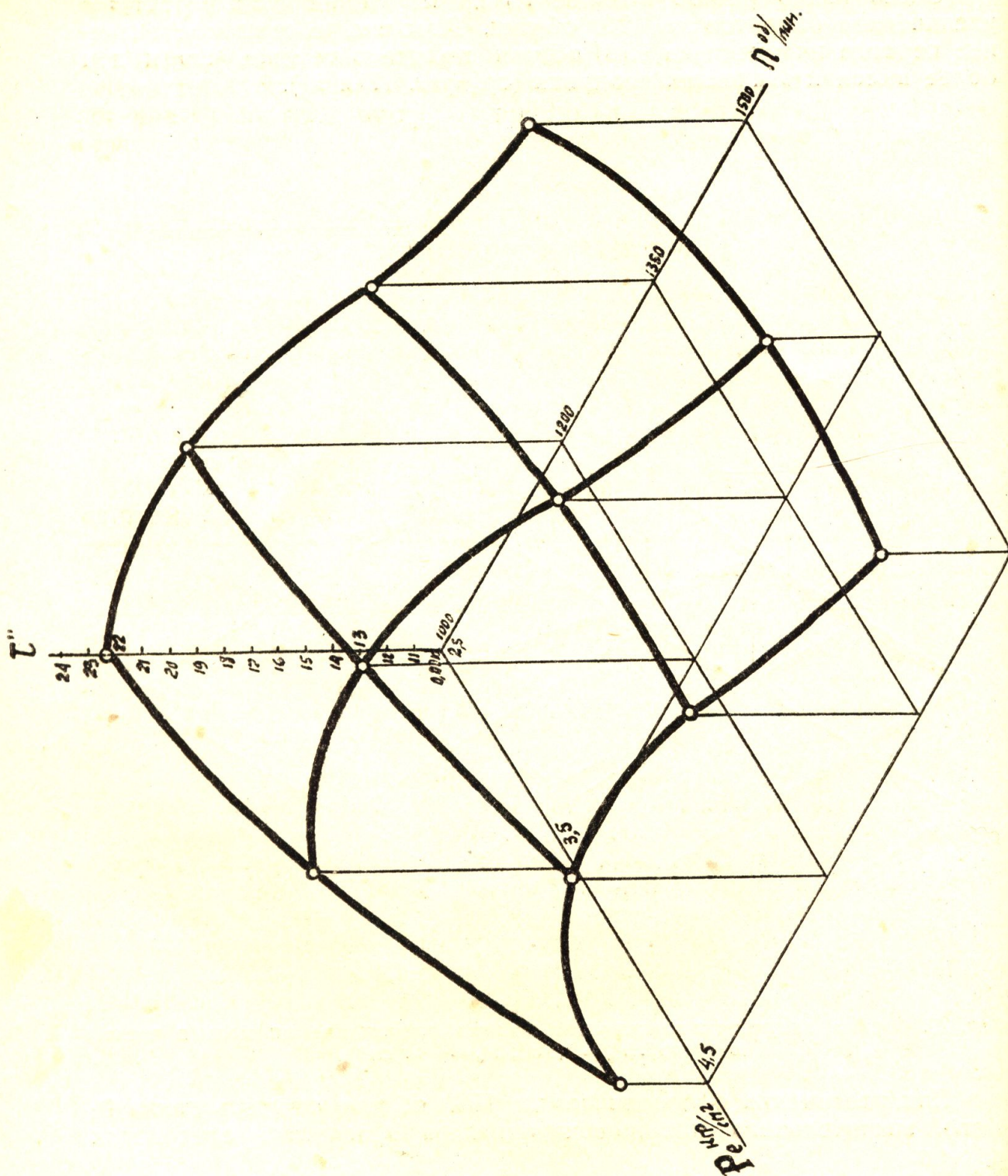
Фиг. 20. Период индукции в зависимости от угла опережения впрыска и числа оборотов.  $P_s = 1,4$  ат;  $P_e = 4$  кг/см<sup>2</sup>

При увеличении оборотов свыше 1500 об/мин ожидать дальнейшего значительного понижения  $\tau$  нельзя вследствие следующих причин.

Из рассмотрения всего предыдущего материала вытекает, что при больших значениях: плотности, температуры и давления сжатого воздуха изменение этих параметров оказывает незначительное влияние в сторону уменьшения  $\tau$ , а иногда при растущем влиянии противоположно действующих факторов наблюдается даже рост периода индукции. Кроме того, как будет видно из следующей главы, улучшение распыливания топлива также происходит только до определенных значений увеличений давления впрыска, после чего диаметр капли почти не изменяется.

Указанный характер влияния различных параметров и не позволяет надеяться на дальнейшее значительное понижение  $\tau$ .

Изменение угла опережения впрыска является весьма действенным фактором, влияющим на величину  $\tau$ . Вследствие понижения  $\tau$  работа двигателя на малых углах характеризуется отсутствием стуков,



устойчивым режимом и понижением всех величин, характеризующих динамичность работы, т. е.:

$$\frac{P_z}{P_c}; \frac{P_z}{P_e}; P_z \text{ и } V_{p(\max)}.$$

На основании сделанного анализа можно утверждать, что исследованная конструкция двухтактного дизеля с прямоточной продувкой удовлетворяет тем требованиям, которые предъявляются к быстроходным двигателям с точки зрения абсолютной величины и характера изменения периода индукции.

Конструкция позволяет некоторое форсирование оборотов без опасения, что период индукции будет этому препятствовать.

Установка на двигателе вспомогательных механизмов, работающих от выхлопных газов, также улучшает условия для протекания периода индукции.

Таким образом с этой стороны не только нет препятствий, но наоборот — сопротивление на выхлопе даже желательно. Это очень важно, так как этот путь в настоящее время является одним из основных по разрешению вопросов, связанных с высотой авиадвигателей.

## ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРА КАПЕЛЬ ВПРЫСНУТОГО ТОПЛИВА

Впрыснутое в цилиндр топливо распыливается и, в течение периода индукции, капли топлива нагреваются и испаряются за счет поглощения тепла воздуха. Скорость нагревания и испарения находится в зависимости от температуры сжатого воздуха в камере сгорания, поверхности капли, ее объема и других факторов. В силу этого во время процесса впрыскивания наиболее желательным является получение мелких капель топлива, если это возможно без ущерба для хорошего распределения топлива в камере сгорания.

Для суждения о степени распыливания является чрезвычайно желательным иметь теоретическую зависимость между диаметром капли и факторами, его определяющими.

Первое теоретическое исследование по определению диаметра капель было проведено Трибниггом.

По расчетам Трибнигга радиус капли определяется из формулы

$$r = 4,6 \alpha_{\text{пн}} \frac{\gamma_{\text{т}}}{\gamma_{\text{в}}} \cdot \frac{1}{\psi} \cdot \frac{1}{P_{\text{изб}}} \text{ мм},$$

здесь

$\alpha_{\text{пн}}$  — коэф. поверхностного натяжения в кг/м,

$\gamma_{\text{т}}$  — удельный вес топлива кг/м<sup>3</sup>,

$\gamma_{\text{в}}$  — „ „ воздуха кг/м<sup>3</sup>,

$\psi$  — аэродинамический коэффициент сопротивления воздуха,

$P_{\text{изб}}$  — избыточное давление впрыскивания в кг/см<sup>2</sup>.

Подсчеты размеров капель по уравнению Трибнигга в некоторых случаях дают довольно хорошее совпадение с размерами капель, получаемых на основе опытных данных.

Но для малых давлений воздуха это уравнение совершенно не пригодно.

Ниже приводится произведенный нами вывод зависимости между диаметром капли и факторами, определяющими его величину.

Для вывода уравнения, дающего указанную выше функциональную зависимость, воспользуемся теорией размерностей.

Физические представления о явлении распыливания струи топлива

В основу вывода уравнения мы положим следующее физическое представление о явлении распыливания топлива при впрыскивании. Струя топлива, выходящая из отверстия сопла, продвигается дальше, преодолевая аэродинамическое сопротивление. Сила этого сопротивления преодолевает силы поверхностного натяжения струи (или может быть крупных капель) топлива и производит распыливание. В таком случае величина вновь образовавшейся поверхности всех капелек является в основном функцией сил аэродинамического сопротивления и сил поверхностного натяжения.

Кроме того, величина поверхности всего впрыснутого топлива является, конечно, функцией диаметра капелек.

Так как наше представление о физических явлениях, при впрыске, вследствие их сложности, может быть неполным и мы не учитываем еще какого-нибудь фактора, влияющего на распыливание, то введем „размерную постоянную“, имеющую размерность в единицах длины. Выбор такой размерности вытекает из представления, что на образование капелек может влиять диаметр или какая-нибудь другая константа сопла, непосредственно или в связи с образованием турбулентного движения, при прохождении топлива через сопло.

Правильность выбора именно такой „размерной постоянной“ будет выявлена в процессе составления уравнения, а также в соответствии между результатами, полученными экспериментальным путем, и подсчетами по полученной формуле.

Влиянием остальных факторов пренебрегаем. Это представление не основано на абстрактном мышлении. Оно создано как результат ознакомления с опытным материалом, полученным различными исследователями.

### Нахождение функциональной зависимости

Составляем таблицу величин, от которых предположительно, мы считаем, зависит конечный результат.

Название величины	Символ	Формула размерности
Суммарная поверхность всех вновь образовавшихся капелек . . . . .	$F$	$L^2$
Сила аэродинамического сопротивления . . . . .	$R$	$MLT^{-2}$
Поверхностное натяжение топлива . . . . .	$\alpha_{\text{пн}}$	$MT^{-2}$
Диаметр капли . . . . .	$d$	$L$
„Размерная постоянная“ . . . . .	$c$	$L$

Размерности взяты в абсолютной системе единиц, и таким образом все величины выражены в единицах массы, времени и длины.

Запишем функциональное соотношение между интересующей нас, вновь образовавшейся поверхностью и прочими величинами

$$F = f(R \cdot \alpha_{\text{пн}} d \cdot c). \quad (1)$$

Предположим, что функция выражается в форме произведений аргументов в некоторых неизвестных нам степенях.

$$F = R^\alpha \cdot \alpha_{\text{пн}}^\beta \cdot d^\gamma \cdot c^\delta. \quad (2)$$

Если обе части уравнения должны быть равными при любом изменении основных единиц, то размерность левой части должна равняться размерности правой части уравнения, т. е.

$$L^2 = (MLT^{-2})^\alpha \cdot (MT^{-2})^\beta \cdot L^\gamma \cdot c^\delta. \quad (3)$$

Приравнявая показатели у  $L$ ,  $M$  и  $T$  в левой и правой части, получим:

условие для показателя

при  $L$   $2 = \alpha + \gamma + \delta$

при  $M$   $0 = \alpha + \beta$

при  $T$   $0 = -2\alpha - 2\beta$ .

Таким образом у нас только два независимых уравнения (поскольку третье уравнение есть следствие второго) и четыре неизвестных, следовательно значения некоторых величин полностью не

определяются, а находится только их соотношение. Решая уравнения, находим:

$$\begin{aligned} \alpha &= 2 - \gamma - \delta \\ \beta &= -2 + \gamma + \delta. \end{aligned} \quad (4)$$

Тогда вышенаписанная функциональная зависимость (2) примет вид:

$$F = R^{2-\gamma-\delta} \cdot \alpha_{\text{пн}}^{-2+\gamma+\delta} \cdot d^\gamma \cdot c^\delta$$

или

$$F = \left(\frac{R}{\alpha_{\text{пн}}}\right)^2 \cdot \left(\frac{\alpha_{\text{пн}}}{R}\right)^{\gamma+\delta} \cdot d^\gamma \cdot c^\delta. \quad (5)$$

Вывод формулы: мы получили одну определенную зависимость  $F$  от  $R$  и  $\alpha_{\text{пн}}$ , а другую в неизвестной степени  $\gamma + \delta$ .

В более общем виде формулу (5) можно записать так: обозначим

$$\delta + \gamma = k,$$

тогда

$$\delta = k - \gamma$$

и уравнение (5) примет вид

$$F = \sum \left(\frac{R}{\alpha_{\text{пн}}}\right)^2 \cdot \left(\frac{\alpha_{\text{пн}}}{R}\right)^k \cdot d^\gamma \cdot c^{k-\gamma}$$

или

$$F = \sum \left(\frac{R}{\alpha_{\text{пн}}}\right)^2 \cdot \left(\frac{d}{c}\right)^\gamma \left(\frac{\alpha_{\text{пн}}}{R} c\right)^k = \left(\frac{R}{\alpha_{\text{пн}}}\right)^2 \cdot \left(\frac{d}{c}\right)^\gamma \sum \left(\frac{c \cdot \alpha_{\text{пн}}}{R}\right)^k = \left(\frac{R}{\alpha_{\text{пн}}}\right)^2 \left(\frac{d}{c}\right)^\gamma f\left(\frac{c \cdot \alpha_{\text{пн}}}{R}\right). \quad (5_1)$$

В первом приближении дадим неизвестной функции значение = 1 т. е.

$$f\left(\frac{c \cdot \alpha_{\text{пн}}}{R}\right) = \text{const} = 1$$

или что эквивалентно равенству

$$\gamma + \delta = k = 0$$

или

$$\gamma = -\delta.$$

Формально равенство (5<sub>1</sub>) удовлетворяет при любом значении  $\gamma$ , однако, как мы увидим ниже, экспериментальным данным удовлетворяет значение  $\gamma = 4$ , тогда

$$F = \left(\frac{R}{\alpha_{\text{пн}}}\right)^2 \cdot \left(\frac{d}{c}\right)^4, \quad (5_2)$$

обозначив  $\frac{1}{c^4} = C_1$ , получим

$$F = C_1 \left(\frac{R}{\alpha_{\text{пн}}}\right)^2 \cdot d^4. \quad (6)$$

Для определения диаметра капли выразим поверхность  $F$  через  $d$  капель и их число.

$$F = \pi d^2 m, \quad (7)$$

где  $m$  есть число капель, которое выразим как отношение

$$m = \frac{g_\tau}{g_k}, \quad (8)$$

при этом —

$g_T$  — есть вес впрыснутого топлива, в кг,

$g_K$  — вес одной капли в кг.

Вес капли через объем может быть выражен как

$$g_K = \frac{\pi \cdot d^3}{6} \cdot \gamma_T,$$

где

$\gamma_T$  — удельный вес топлива. Тогда —

$$m = \frac{g_T}{g_K} = \frac{6 \cdot g_T}{\pi \cdot d^3 \cdot \gamma_T}$$

и

$$F = \pi d^2 m = \frac{6 \cdot \pi \cdot d^2 \cdot g_T}{\pi \cdot d^3 \cdot \gamma_T} = \frac{6 \cdot g_T}{d \cdot \gamma_T}. \quad (9)$$

Сила аэродинамического сопротивления  $R$  по известной формуле равна —

$$R = \xi_x \cdot \rho \cdot s \cdot v^2, \quad (10)$$

где

$\xi_x$  — безразмерный коэффициент аэродинамического сопротивления, зависящий в основном от числа Рейнольдса,

$\rho$  — плотность воздуха в  $\frac{\text{кг} \cdot \text{сек}^2}{\text{м}}$ ,

$s$  — сечение миделя в  $\text{м}^2$ ,

$v$  — скорость капли  $\frac{\text{м}}{\text{сек}}$ .

Преобразуем уравнение (10).

Выразим плотность воздуха через удельный вес

$$\rho = \frac{\gamma_B}{g}, \quad (11)$$

где

$g$  — ускорение силы тяжести в  $\frac{\text{м}}{\text{сек}^2}$ .

Сечение миделя  $s$  выразим как лобовую площадь сечения каждой капли, умноженную на число капель  $m$

$$s = \frac{\pi \cdot d^2}{4} \cdot m$$

или по предыдущему

$$s = \frac{\pi d^2}{4} \cdot \frac{6 \cdot g_T}{\pi \cdot d^3 \cdot \gamma_T} = \frac{3}{2} \frac{g_T}{d \cdot \gamma_T}. \quad (12)$$

Подставим в уравнение (6) значения  $F$  и  $R$  из (9) и (10), получим —

$$\frac{6 \cdot g_T}{d \cdot \gamma_T} = C_1 \frac{(\xi_x \cdot \rho \cdot s \cdot v^2)^2}{a_{\text{пн}}^2} d^4.$$

Подставим вместо  $\rho$  и  $s$  их значения из (11) и (12).

$$\frac{6 \cdot g_T}{d \cdot \gamma_T} = C_1 \left( \frac{\xi_x \cdot \gamma_B \cdot v^2 \cdot 3 \cdot g_T}{g a_{\text{пн}}^2 \cdot d \cdot \gamma_T} \right)^2 \cdot d^4. \quad (13)$$

Произведя необходимые сокращения, определим отсюда диаметр капли

$$d = \sqrt[3]{\frac{1}{C_1} \cdot \frac{2}{3} \cdot \frac{\gamma_T}{g_T} \left( \frac{g \cdot a_{\text{пн}}}{\xi_x \cdot \gamma_B \cdot v^2} \right)^2}. \quad (14)$$



Заменим скорость  $v$  через давление истечения по формуле —

$$v^2 = \frac{2gP \cdot 10^4}{\gamma_T},$$

где

$P$  — давление истечения в  $\frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$ .

Подставим значение  $v$  в формулу (14), произведя сокращения и обозначив через

$$C_2 = \sqrt[3]{\frac{1}{C_1} \cdot \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{4} \cdot \frac{1}{g_T}},$$

получим

$$d = C_2 \gamma_T \sqrt[3]{\frac{1}{10^8} \left( \frac{\alpha_{\text{пн}}}{\xi_x \gamma_B P} \right)^2} \text{ м.} \quad (15)$$

Определение коэффициента  $C_2$ . Для определения  $C_2$  нам необходимо подставить в формулу все остальные величины левой и правой части. Для этой цели воспользуемся результатами экспериментов по определению диаметра капли, проведенных Зассом.

Примем следующие значения величин, входящих в уравнение (15).



Фиг. 22. Кривая коэффициента сопротивления шара, построенная Зассом

Поверхностное натяжение  $\alpha_{\text{пн}} = 0,29 \cdot 10^{-2}$  кг/м.

Удельный вес топлива (газойля)  $\gamma_T = 860$  кг/м<sup>3</sup>.

Удельный вес воздуха при атмосферном давлении и температуре  $+15^\circ$   $\gamma_B = 1,225$  кг/м<sup>3</sup>.

Диаметр капли, по экспериментальным данным Засса, при превышении давления впрыска над давлением сжатия в камере  $P = 300$  ат,  $d = 0,0148$  мм.

Определим коэффициент  $\xi_x$ . Величина коэффициента  $\xi_x$  для условий, при которых мы ведем исследование, неизвестна. Различными исследователями она берется по-разному. Так, Рим оценивает его в 0,02; Трибниг принимает 0,04; Кюи берет 0,24; Вель-

тъен — 0,25. Мы приняли ее — 0,25, исходя из экспериментальной кривой коэффициента сопротивления  $C_x$  для шара, построенной Заамом (фиг. 22).

Основанием для пользования этой кривой, точки которой построены при условиях резко отличных от тех, в которых находится капля топлива, служит следующее обстоятельство.

Заам для построения кривой воспользовался результатами самых разнообразных опытов различных исследователей. Здесь собраны точки по определению  $C_x$  для шаров различных размеров, изготовленных из разных материалов (медь, резина, пузырьки воздуха в воде, капли масла в воде и т. д.), испытывавшихся в различных условиях среды и с различными скоростями. Однако все эти точки ложатся в закономерно протекающую кривую, по крайней мере до критических значений числа Рейнольдса. Это обстоятельство и позволяет надеяться, что коэффициент  $C_x$  и для условий капли топлива в камере сжатия подчиняется общему закону.

На диаграмме дана зависимость между коэффициентом  $C_x$  и числом Рейнольдса  $Re$ . Определим ориентировочно число  $Re$  для нашего случая.

Как известно —

$$Re = \frac{v \cdot D}{\nu}, \quad (16)$$

где

$v$  — скорость тела м/сек,

$D$  — линейный характерный размер м,

$\nu$  — кинематическая вязкость воздуха м<sup>2</sup>/сек.

Определим величину  $\nu$  при заданных условиях

$$\nu = \frac{\mu}{\rho}, \quad (17)$$

где

$\mu$  — коэффициент внутреннего трения,

$\rho$  — массовая плотность.

Величина  $\mu$  является функцией температуры и может быть подсчитана по формуле Shumann'a

$$\mu_t = \mu_0 (1 + \beta t)^2 \cdot \sqrt{1 + \alpha t},$$

где

$$\mu_0 = 0,0171 \cdot 10^{-4} \frac{\text{кг} \cdot \text{сек}}{\text{м}} \quad \text{при } t_0 = 0^\circ$$

$$\alpha = \frac{1}{273} = 0,00367; \quad \beta = 0,0008;$$

при  $t = 15^\circ \text{C}$  получим

$$\begin{aligned} \mu_t &= 0,0171 \cdot 10^{-4} (1 + 0,0008 \cdot 15)^2 \sqrt{1 + 0,00367 \cdot 15} = \\ &= 0,0180 \cdot 10^{-4} \frac{\text{кг} \cdot \text{сек}}{\text{м}}. \end{aligned}$$

Плотность воздуха

$$\rho = \rho_0 = 0,125,$$

тогда

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} = \frac{0,0180 \cdot 10^{-4}}{0,125} = 0,144 \cdot 10^{-4}.$$

Выбор линейного характерного размера в формуле Рейнольдса представляет значительные трудности, так как диаметр капли, по мере удаления от сопла, уменьшается. Принимая во внимание, что значение величин, входящих в уравнение (15) (напр., скорость), мы берем в условиях у устья сопла, примем первоначальный размер капли

равным диаметру сопла, что, судя по опытам Гольфельдера, недалеко от действительности.

Следовательно:

$$d = 0,25 \cdot 10^{-3} \text{ м.}$$

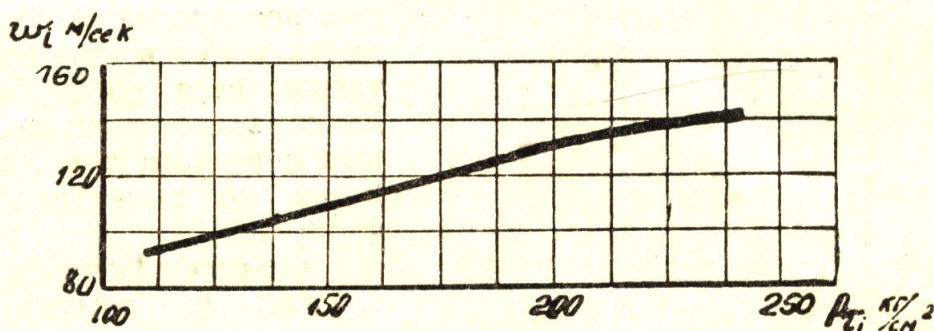
Скорость истечения топлива возьмем по экспериментальным данным ЦИАМ'а, представленным на фиг. 23.

Получаем при среднем давлении распыливания равном  $250 \text{ кг/см}^2$   $v = 140 \text{ м/сек.}$  Тогда —

$$Re = \frac{140 \cdot 0,25 \cdot 10^{-3}}{0,145 \cdot 10^{-4}} = 2,42 \cdot 10^3.$$

По диаграмме фиг. 22 видим, что для этого значения числа  $Re$ , коэффициент  $C_x = 0,5$ . Так как коэффициенты  $C_x$  и  $\xi_x$  связаны равенством  $\xi_x = \frac{1}{2} C_x$ , то следовательно

$$\xi_x = \frac{0,5}{2} = 0,25.$$



Фиг. 2. Средняя скорость истечения в зависимости от давления

Определенное таким образом значение  $\xi_x$  равно величине его, которую принимал Вельтвен при расчете дальнобойности струи.

Окончательный вид формулы. Подставим в уравнение (15) значение найденных величин:

$$\alpha_{пн} = 0,29 \cdot 10^{-2}; \quad \gamma_T = 860; \quad \gamma_B = 1,225; \quad d = 0,0148 \cdot 10^{-3};$$

$$\xi_x = 0,25; \quad P = 300$$

и определим коэффициент  $C_2$

$$C_2 = \frac{d}{\gamma_T \sqrt[3]{\left(\frac{\alpha_{пн}}{\xi_x \gamma_B P}\right)^2 \cdot \frac{1}{10^8}}} = \frac{0,0148 \cdot 10^{-3}}{860 \sqrt[3]{\frac{0,29^2 \cdot 10^{-4}}{(0,25 \cdot 1,225 \cdot 300)^2 10^8}}} = 0,0172.$$

Наконец, умножив коэффициент  $C_2$  на тысячу, для получения диаметра капли в мм, получим формулу в окончательном виде:

$$d = 17,2 \gamma_T \sqrt[3]{\left(\frac{\alpha_{пн}}{\xi_x \gamma_B P}\right)^2 \cdot \frac{1}{10^8}} \text{ мм.} \quad (16)$$

Соответствие формулы с физическими представлениями.

Как видно из формулы, диаметр капли увеличивается при увеличении поверхностного натяжения и удельного веса топлива и уменьшается при увеличении превышения давления впрыскивания над давлением в камере (или что то же при увеличении скорости истечения топлива) и при увеличении удельного веса воздуха в камере или при увеличении давления сжатия.

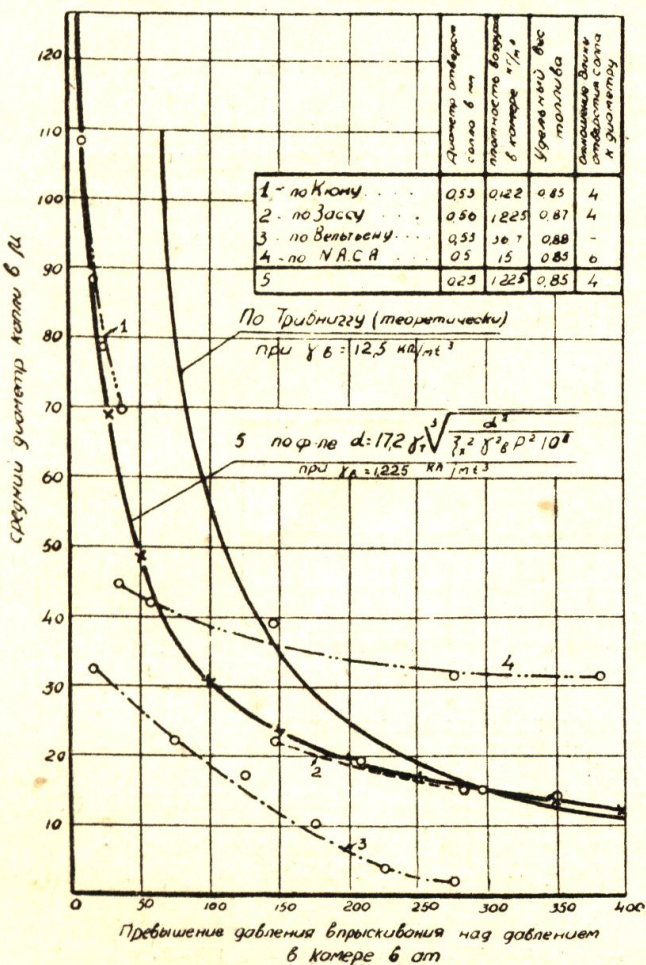
Такие зависимости находятся в полном соответствии с нашими

представлениями о физическом влиянии тех или иных факторов в процессе распыливания топлива.

Что касается „размерной постоянной“  $C$ , то, как видно из уравнения (5), ее размерностью является  $\frac{1}{M^2}$ , т. е. такая, какую имеет единица, деленная на момент инерции плоского тела, или единица, деленная на квадрат площади. Физическое значение этой величины в настоящее время не уясняется. Является ли она единицей, деленной на момент инерции сечения сопла или сечения капли топлива, или она выражает более глубокие явления, происходящие в процессе распыливания топлива, — может быть установлено только после специально для этой цели поставленных исследований. Необходимость же ее в уравнении подтверждается хорошим совпадением экспериментальных данных с результатами, получаемыми по выведенной выше формуле.

Соответствие формулы с экспериментальными данными. Проверим соответствие выведенной формулы с экспериментальными данными, полученными разными исследователями. Определим диаметр капли при переменном значении давления  $P$ . Представим формулу в виде —

$$d = C_2 \frac{A}{\sqrt{P^2}}$$



Фиг. 24. Средний диаметр капли в зависимости от давления по данным различных исследователей

в „А“ вошли все неизменяющиеся величины, т. е.

$$A = \gamma_T \sqrt[3]{\frac{1}{10^8} \left( \frac{\alpha_{пн}}{\xi_x \gamma_B} \right)^2}$$

Условия, при которых изменяется  $P$ , следующие:

$$\alpha_{пн} = 0,29 \cdot 10^{-2} \text{ кг/м}; \quad \gamma_T = 860 \text{ кг/м}^3;$$

$$\gamma_B = 1,225 \text{ кг/м}^3; \quad \xi_x = 0,25. \text{ При этом } A = 0,0385$$

и

$$d = 17,2 \frac{0,385}{\sqrt{P^2}}$$

Результаты подсчетов при разных значениях  $P$  сведены в таблицу 1 и нанесены на диаграмме фиг. 24. Там же приведены опытные данные Засса и др. исследователей.

Диаметры капель впрыснутого топлива, вычисленные по формулам (15) и Трибнигга и полученные экспериментальным путем Зассом.  $\gamma_B = 1,225 \text{ кг/м}^3$

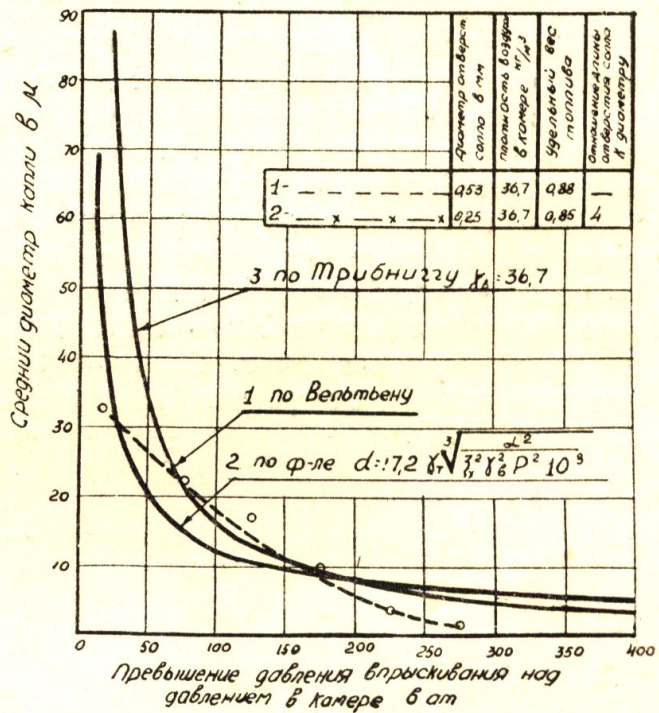
№№ п/п	$P$ кг/см <sup>2</sup>	$\sqrt[3]{P^2}$	$d$ по формуле (15) в $\mu$	$d$ по формуле Трибнигга в $\mu$	$d$ по опытам Засса и Кюна в $\mu$
1	400	54,3	12,2	127,5	12,0
2	350	49,7	13,4	146,0	13,32
3	300	44,9	14,8	170,5	14,35
4	250	39,7	16,7	204,0	16,0
5	200	34,2	19,4	255,0	18,3
6	150	28,3	23,5	341,0	21,6
7	100	21,6	30,7	512,0	
8	50	13,6	48,8	1020,0	
9	30	9,65	68,8		74,6
10	10	4,64	143		143

Как видим, теоретическая кривая очень удачно совпадает с результатами, полученными Зассом и Кюном опытным путем. Протекание кривой вне экспериментальных данных также не вызывает сомнений, так как она вполне закономерно связывает кривые Засса и Кюна. Этого нельзя сказать о кривой, построенной по Трибниггу. Нанесенная на диаграмме кривая Трибнигга построена при  $\gamma_B = 12,5 \text{ кг/м}^3$ . Если построить ее при тех условиях, при которых проводились опыты Засса, т. е. при  $\gamma_B = 1,225 \text{ кг/м}^3$ , то получаемые значения диаметра капли столь велики, что почти вся кривая уходит за пределы диаграммы.

Результаты проведенных нами подсчетов по формуле Трибнигга при  $\gamma_B = 1,225 \text{ кг/м}^3$  и разных давлениях впрыскивания приведены в той же таблице 1.

Для определения диаметра капли при других условиях среды, например, при большей плотности воздуха, необходимо в формуле (15) изменить численные значения величин, зависящих от плотности. Изменению, кроме самой плотности, подлежит также коэффициент  $\xi_x$ . Примем плотность  $\gamma_B = 36,7 \text{ кг/м}^3$ ; тогда подсчитанное изложенным выше способом число Рейнольдса получается равным  $7,25 \cdot 10^4$ . Значение коэффициента  $\xi_x$  должно уменьшиться, но так как полученное число  $R_e$  находится в области критических значений его, то суждение о  $\xi_x$  чрезвычайно затруднительно. Мы приняли  $\xi_x$  для этих условий равным 0,03, что является средним значением между теми, которые брали Рим и Трибнигг. Формула для подсчетов принимает вид

$$d = \frac{0,2819}{\sqrt[3]{P^2}} \text{ мм.}$$



Фиг. 25. Средний диаметр капли в зависимости от давления по данным различных исследователей

Результаты подсчета диаметра каплей при  $\gamma_v = 36,7$ ,  $\xi_x = 0,03$  и разных давлениях впрыскивания, произведенные нами по формуле (15) и по Трибниггу, а также опытные данные Вельтьена приведены в таблице 2 и на фиг. 25.

Таблица 2

Средний диаметр капли в зависимости от давления по данным различных исследователей

№№ п/п	$P$ кг/см <sup>2</sup>	$d$ в $\mu$ по формуле (15)	$d$ в $\mu$ по формуле Трибнигга	$d$ в $\mu$ по опытам Вельтьена
1	400	5,18	4,25	—
2	350	5,64	4,86	—
3	300	6,28	5,67	—
4	250	7,08	6,81	2,0
5	200	8,26	8,55	6,0
6	150	10,0	11,4	11,3
7	100	13,1	17,0	18,3
8	50	20,8	34,1	26,0
9	30	29,5	56,6	30,0
10	10	61,2	170	—

Как видно из диаграммы, при этих значениях  $\gamma_v$  обе кривые довольно хорошо согласуются с данными опыта.

Из изложенного следует, что при пользовании полученной формулой (15) необходимо учитывать изменение числовой величины коэффициента  $\xi_x$  при изменении плотности воздуха.

Нами установлены только два значения  $\xi_x$  для предельных, имеющих применение на практике значений  $\gamma_v$ , а именно: при  $\gamma_v = 1,225$  кг/м<sup>3</sup>,  $\xi_x = 0,25$  и при  $\gamma_v = 36,7$  кг/м<sup>3</sup>  $\xi_x = 0,08$ . Промежуточные значения могут быть найдены подбором и проверены хотя бы по одной опытной точке. Таким образом может быть построена кривая зависимости  $\xi_x$  от  $\gamma_v$ , что, конечно, очень облегчило бы применение формулы (15).