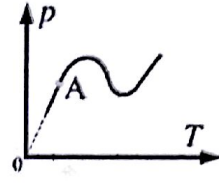


## Решения

### Разминка.

#### 1.1

Идеальный одноатомный газ, участвует в квазистатическом процессе, при котором давление  $p$  зависит от температуры  $T$  как изображено на графике, количество вещества газа неизменно. Найдите все точки графика, которые соответствуют моментам, когда теплоемкость газа такая же, как в точке А.



В окрестности точки А давление пропорционально температуре

$$p = \alpha T. \quad (1)$$

Уравнение Клапейрона-Менделеева  $pV = \nu RT$  должно выполняться в каждой точке процесса. Подставляя в него (1), получим, что в окрестности точки А справедливо

$$(\alpha T)V = \nu RT \Rightarrow V = \frac{\nu R}{\alpha} = \text{const.}$$

Иными словами, в точке А газ нагревается изохорически.

При этом теплоемкость газа равна, очевидно,  $C = C_V = 3\nu R/2$ .

Такую теплоемкость газ имеет в любом изохорическом процессе, то есть всегда, когда давление меняется пропорционально температуре. На графике этим моментам соответствуют точки, в которых касательная к графику проходит через начало координат.

Соответствующие точки графика выделены на рис. 18

Ответ: См. точки, выделенные на рис. 18: отрезок, содержащий точку А, а также точка В.

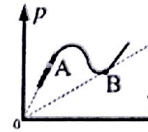


Рис. 18.

1.2 Крилатый дракон завис над своєю здобиччю, що на поверхні землі. Центр мас дракона і центр мас його крил при цьому рухаються по вертикалі. На малюнку надано графіки залежності швидкості  $V(t)$  центра мас тіла дракона (суцільна крива) і центра мас крил (пунктирна крива). Також надано графік  $V(t)$  тіла, що падає вертикально з прискоренням  $g$  (лінія під кутом  $45^\circ$ ). Вертикальна складова сил взаємодії крил дракона та тіла дракона з повітрям пропорційна швидкості відповідного центра мас. Знайдіть відношення маси тіла до маси крил дракона.

Обозначим массу тела без крыльев  $M$ , массу обоих крыльев  $m$ , искомую величину  $M/m = x$ . Заметим, что на графике скорости есть точки (и моменты времени  $t_1$  и  $t_2$ ), где скорости и тела и крыльев равны нулю. Следовательно, в эти моменты кроме силы тяжести в проекции на вертикальную ось никакие силы на дракона не действуют. Будем рассматривать именно эти моменты времени.

Обозначим силу, с которой крылья тянут тело дракона вверх, через  $T$ . По третьему закону Ньютона, тело с такой же силой тянет крылья вниз. Тогда второй закон Ньютона для крыльев и тела в проекции на ось, направленную вниз, имеет вид соответственно

$$ma_1 = mg + T \quad Ma_2 = Mg - T,$$

где  $a_1$  и  $a_2$  — ускорение крыльев и тела соответственно. Сложив уравнения, исключив внутреннюю силу "натяжения"  $T$ , получим  $ma_1 + Ma_2 = (m+M)g$ . Разделив последнее равенство на  $m$ , получим

$$a_1 + xa_2 = g + xg \Rightarrow x = \frac{a_1 - g}{g - a_2}.$$

Ускорения  $a_1$  и  $a_2$  можно найти из рис. 7, рассмотрев тангенсы углов наклона к графикам в точках, где они пересекают ось абсцисс. Так например, для момента  $t_1$

$$a_1 = -\tan \alpha_1 = -3g \quad a_2 = \tan \alpha_2 = 2g \Rightarrow x = \frac{a_1 - g}{g - a_2} = \frac{-3 - 1}{1 - 2} = 4.$$

Вместо этого можно было воспользоваться куском графика в момент  $t_2$ :

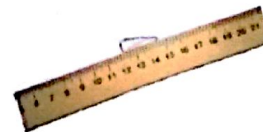
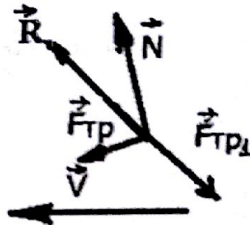
$$a'_1 = \tan \alpha'_1 = 9g \quad a'_2 = -\tan \alpha'_2 = -g \Rightarrow x = \frac{a'_1 - g}{g - a'_2} = \frac{9 - 1}{1 + 1} = 4.$$

Так как измерения на графике могли сопровождаться погрешностью, использование обеих точек  $t_1, t_2$  позволяет минимизировать эту погрешность.

Ответ: Масса дракона без крыльев относится к массе его крыльев как  $M/m = 4$ .

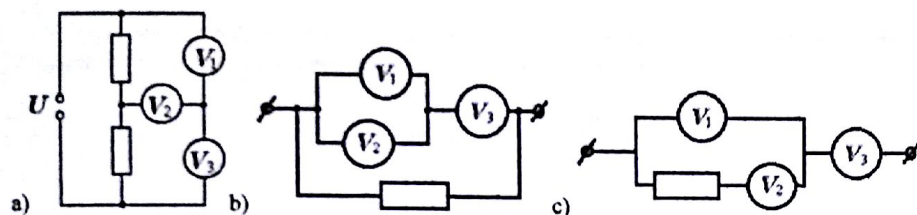
1.3. У вас є лінійка і видана мною скріпка. Знайдіть коефіцієнт тертя скріпки по лінійці. Лінійку не можна розмішувати під кутом до горизонту. Опишіть ідею, зробіть виміри та наведіть відповідь. (можете, якщо є бажання перевірити результат іншим способом, але це не оцінюється)

Рухаючи лінійку із розташованою впритул до неї скріпкою по паперу вздовж напрямку швидкості  $v$  так, щоб ребро лінійки під час руху весь час залишалося паралельно самому собі, спостерігаємо, як скріпка ковзає вздовж лінійки. Позначивши початкове і кінцеве положення скріпки, з'єднаємо їх відрізком, вздовж якого і буде направлена сила тертя скріпки об папір  $F_{\text{тр}1}$ . Потім розставивши силу нормального тиску лінійки на скріпку  $N$  перпендикулярно до ребра лінійки та силу тертя скріпки об лінійку  $F_{\text{тр}}$  вздовж ребра лінійки, отримаємо трикутник сил. Під час рівномірного руху скріпки, який ми здійснюємо,  $F_{\text{тр}1} = R$ , отже, знайдемо нарешті відношення  $F_{\text{тр}}$  до  $N$ , скориставшись малюнком та лінійкою. Це і буде шукане  $\mu$ . На малюнку зображено вид «зверху».



## 2. Помилка

На схему а), зібрану з трьох однакових вольтметрів та двох невідомих резисторів подана напруга  $U=12$  В. В якому діапазоні можуть знаходитися покази вольтметрів?



### Розв'язок

Розподіл напруги в колі можна описати системою рівнянь ( $U = 12$  В):

$$U_1 + U_3 = U;$$

$$U_3 + U_2 = U_{R1};$$

$$U_1 - U_2 = U_{R2};$$

$$U_{R1} + U_{R2} = U,$$

де  $U_1, U_2, U_3$  – напруга, яку вимірюють вольтметри  $V_1, V_2, V_3$ , відповідно.  $U_{R1}$  та  $U_{R2}$  – напруга на резисторах  $R_1$  та  $R_2$ .

Зрозуміло, що найбільше значення, що показує вольтметр  $V_2$  відповідає найбільшій різниці опорів  $R_1$  та  $R_2$ , а саме:

При  $R_1=0$  (схема б)  $U_1=U_2=U_3/2$ ,  $U_3+U_3/2=U$ , де  $U = 12$  В, з цього випливає, що  $U_3 = 2U/3 = 8$  В, а тому  $U_1 = U_2 = 4$  В.

При  $R_2=0$  (схема аналогічна б)  $U_3 = -U_2 = U_1/2$ ,  $U_1+U_1/2=U$ , з цього випливає, що  $U_1 = 2U/3 = 8$  В, а значить  $U_3 = -U_2 = 4$  В.

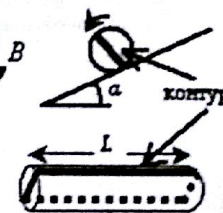
Таким чином напруга, яку показує вольтметр  $V_2$  може змінюватися в межах від +4 до -4 В (нуль напруги досягається при рівних опорах  $R_1$  та  $R_2$ ), а напруга  $U_1$  та  $U_3$  може змінюватися в межах від 4 В до 8 В.

При дуже великих  $R_2 \rightarrow \infty$  (схема с)  $U_3 = U \cdot \left( \frac{2+R_1/R}{3+2R_1/R} \right)$ . Звідки зрозуміло, що  $U_3$  може набувати значення з  $U_3 = 2U/3 = 8$  В ( $R \gg R_1$ ) до  $U_3 = U/2 = 6$  В ( $R_1 \gg R$ ), що заходиться у вказаних вище межах.

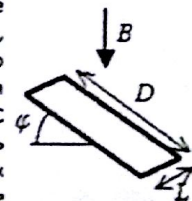
Треба зауважити, що випадок одночасно рівних нулю  $R_1$  та  $R_2$  не розглядається, тому, що цей випадок відповідає короткому замиканню джерела струму, а тому його пошкодженню.

## 3. Труба діло...

По похилій площині, що розміщена під кутом  $\alpha$  до горизонту у вертикальному магнітному полі з індукцією  $B$  котиться без проковзування тонкостінна діелектрична труба. В трубі зроблена тонка канавка, яку заповнили металом, так, що утворився прямокутний провідний замкнутий контур опором  $R$  (див. рис.). Визначити середню швидкість скочування труби, що встановиться. Довжина труби  $L$ , діаметр  $D$ , маса  $M$ , прискорення вільного падіння  $g$ . Самоіндукцією нехтуємо.



Когда труба разгоняется, проводящий контур, расположенный на ней, все быстрее раскручивается во внешнем магнитном поле. При этом возникает ЭДС индукции, пропорциональная скорости изменения магнитного потока через контур. Через контур течет ток, вследствие чего в проводнике выделяется джоулево тепло. Чем быстрее крутится контур, тем быстрее меняется поток магнитного поля через контур, тем большее ЭДС возникает в системе и тем большее тепло выделяется в контуре. Все меньшая часть потенциальной энергии гравитационного поля переходит в кинетическую энергию, так как все больше энергии переходит в тепло. В некоторый момент времени труба вообще перестает разгоняться - устанавливается некоторая средняя скорость  $V$  движения трубы. Рассмотрим этот "установившийся" режим.



Пусть в некоторый момент контур образует угол  $\phi$  с горизонтом (см. рис.). Поток внешнего магнитного поля через контур при этом равен  $\Phi = BLD \cos \phi$ . Предположим, изменение скорости движения трубы по сравнению со средней мало. Тогда можно ввести угловую скорость трубы  $\omega = 2V/D$  и выразить через нее зависимость угла  $\phi$  от времени:

$$\phi = \omega t \quad (1)$$

Возникающая ЭДС индукции при этом будет равна

$$\varepsilon = - \frac{d\Phi}{dt} = - \frac{d(BLD \cos(\omega t))}{dt} = BLD \omega \sin(\omega t)$$

т.е. в контуре возникает переменное синусоидальное напряжение.

Джоулево тепло, выделяющееся в системе в единицу времени будет при этом равно

$$W(t) = \frac{\varepsilon^2}{R} = \frac{B^2 L^2 D^2 \omega^2 \sin^2 \omega t}{R}$$

За один оборот трубы при этом выделится тепло

$$Q = \frac{B^2 L^2 D^2 \omega^2}{2R} \Delta t, \text{ где } \Delta t = \pi D/V - \text{период обращения трубы.}$$

Этот ответ можно получить либо вспомнив определение эффективного напряжения синусоидального источника и выделяющейся на нем мощности, либо непосредственно найдя среднее значение

квадрата синуса за период, воспользовавшись представлением



$$\sin^2 \omega t = \frac{1 - \cos 2\omega t}{2}$$

и сообразив, что первое слагаемое (1/2) не меняется со временем, а среднее значение косинуса  $\cos 2\omega t$  за период равно нулю.

За один оборот труба опустится на расстояние  $\pi D \sin \alpha$ . Соответствующая этому потенциальная энергия  $mg\pi D \sin \alpha$  переходит в джоулево тепло. Отсюда следует равенство

$$mg\pi D \sin \alpha = Q = \frac{\pi B^2 L^2 D^3 \omega^2}{2RV}$$

, из которого и выражаем установившуюся скорость:

$$V = \frac{Rmg \sin \alpha}{2B^2 L^2}$$

Задача, допускает более аккуратное решение, требующее, однако, хорошего владения математическим аппаратом. Действительно, откажемся от предположения (1), считая теперь функцию  $\varphi(t)$  нелинейной, а величину угловой скорости  $\omega$  и скорости  $V$  зависящими от времени. Выражение для ЭДС индукции примет при этом вид

$$\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d(BLD \cos \varphi)}{dt} = BLD \omega(t) \sin \varphi(t)$$

а джоулево тепло, выделяющееся в единицу времени:

$$W(t) = \frac{\varepsilon^2}{R} = \frac{B^2 L^2 D^2 \omega^2 \sin^2 \varphi(t)}{R}$$

Потенциальная энергия трубы  $\Pi = mgh$  переходит в кинетическую энергию трубы

$K = mV^2$ , а также в тепло, т.е.

$$\frac{d\Pi}{dt} + \frac{dK}{dt} + W = 0$$

С учетом  $\frac{d\Pi}{dt} = -mgV \sin \alpha$  и  $\frac{dK}{dt} = 2mV \frac{dV}{dt}$  получим уравнение

$$-mgV \sin \alpha + 2mV \frac{dV}{dt} + \frac{B^2 L^2 D^2 \omega^2 \sin^2 \varphi}{R} = 0$$

которое легко переписать, выразив  $V$  через  $\omega$  (с учетом  $D\omega/2$ ), и разделив на  $\omega D$ , в виде

$$-\frac{mg \sin \alpha}{2} + \frac{mD}{2} \frac{d\omega}{dt} + \frac{B^2 L^2 D \omega \sin^2 \varphi}{R} = 0$$

Проинтегрируем это уравнение на временном интервале  $[0, n\Delta t]$  (за время, когда труба, двигаясь в стационарном режиме, совершила большое число  $n$  оборотов). При этом в установившемся режиме второе слагаемое можно отбросить (так как

оно пропорционально

$$\int_0^{n\Delta t} \frac{d\omega}{dt} dt = \omega(n\Delta t) - \omega(0)$$

и при большом  $n$  становится мало по сравнению с остальными слагаемыми, пропорциональными, как мы увидим, числу оборотов  $n$ ).

Это приводит к уравнению

$$\frac{mg \sin \alpha n\Delta t}{2} = \frac{B^2 L^2 D}{R} \int_0^{n\Delta t} \frac{d\varphi}{dt} \sin^2 \varphi dt = \frac{B^2 L^2 D}{R} \int_0^{2\pi n} \sin^2 \varphi d\varphi = \frac{B^2 L^2 D \pi n}{R}$$

в котором мы для правой части выполнили уже рассмотренное усреднение по углу  $\varphi$  величины  $\sin^2 \varphi$ . Отсюда период оборота колеса

$$\Delta t = \frac{2B^2 L^2 D \pi}{mgR \sin \alpha}$$

что после использования очевидной формулы

$$V_g = \frac{\pi D}{\Delta t},$$

дает приведенный в предыдущем пункте ответ.

#### 4. ДВЗ

Всі сучасні двигуни внутрішнього згоряння (ДВЗ) розділяються на дві основні групи: 1. Двигуни, у яких використовується цикл з підведенням тепла при постійному об'ємі  $v = \text{const}$  (цикл Отто). 2. Двигуни, у яких використовується цикл з підведенням тепла при постійному тиску  $p = \text{const}$  (цикл Дизеля). Дослідження роботи реального поршневого двигуна є складною теоретичною і експериментальною задачею. Тому розглянемо їх спрощені моделі.

Для дослідження циклу ДВЗ зробимо такі припущення: робоче тіло – ідеальний газ з постійною теплоємністю; кількість робочого тіла стала; між робочим тілом і джерелом тепла нескінченно мала різниця температур; підведення тепла до робочого тіла відбувається не за рахунок спалювання палива, а від зовнішніх джерел теплоти. Те ж справедливо і для відведення тепла.

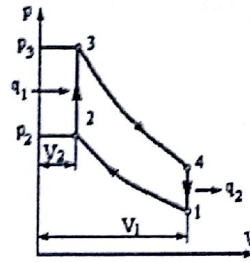
**4.0. Рівняння адіабати.** Для дослідження термодинамічних циклів вам буде потрібно рівняння адіабати  $PV^k = \text{const}$ , де  $\frac{C_p}{C_v} = k$  – показник адіабати. Отримайте рівняння адіабати в координатах  $pT$  і  $VT$ .

**4.1. Цикл Отто.** Розглянемо ідеальний цикл ДВЗ з ізохорним підведенням теплоти. Цикл в рv координатах надано на рисунку. Ідеальний газ з початковими параметрами  $p_1, V_1, T_1$  стискається по адиабаті 1-2. В ізохорному процесі 2-3 робочому тілу від зовнішнього джерела тепла передається кількість теплоти  $q_1$ . В адиабатному процесі 3-4 робоче тіло розширюється до початкового об'єму  $V_4=V_1$ . В ізохорному процесі 4-1 робоче тіло повертається в початковий стан з відведенням від нього теплоти  $q_2$  в теплоприймач. Характеристиками циклу є:

$$\text{Ступінь стиснення } \varepsilon = \frac{V_1}{V_2}$$

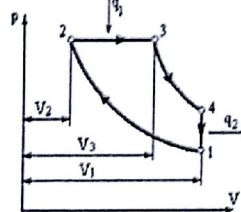
$$\text{Ступінь підвищення тиску } \lambda = \frac{p_3}{p_2}$$

Визначіть: а) параметри Р V T в точках циклу 2, 3, 4 через параметри  $p_1, V_1, T_1, \varepsilon, \lambda, k$ ; б) термічний ККД циклу, виразивши його через параметри  $\varepsilon, \lambda, k$ .



**4.2. Цикл Дизеля.** В таких двигунах паливо згорає поступово в процесі такту «робочий хід», а також виконуються роздільне спалювання палива та повітря. Повітря стискається в циліндрі, а рідке паливо розприскується стисненим повітрям від компресора. Тому тут можливо досягнути значно більш високого ступеня стиснення. Повітря при високому тиску має настільки високу температуру, що паливо самозаймається без спеціальних пристроїв. Роздільне стиснення дозволяє застосовувати високі ступені стиснення (до  $\varepsilon=20$ ), виключаючи передчасне самозапалення палива. Сталість тиску при горінні палива забезпечується відповідним налаштуванням форсунки.

Розглянемо ідеальний цикл двигуна з підведенням теплоти при постійному тиску на рv-діаграмі. Газоподібне робоче тіло з початковими параметрами  $p_1, v_1, T_1$  стискається по адиабаті 1-2. В ізобарному процесі 2-3 тілу надається кількість теплоти  $q_1$ . В адиабатному процесі 3-4 відбувається розширення робочого тіла до попереднього об'єму. В ізохорному процесі 4-1 робоче тіло повертається в попередній стан з відведенням теплоти  $q_2$ . Характеристиками циклу є: Ступінь стиснення  $\varepsilon = \frac{V_1}{V_2}$ , ступінь попереднього розширення  $\rho = \frac{V_3}{V_2}$ .



Визначіть: в) параметри р, V, T в точках циклу 2, 3, 4 через параметри  $p_1, V_1, T_1, \varepsilon, \rho, k$ ; г) термічний ККД циклу, виразивши його через параметри  $\varepsilon, \rho, k$ .

**4.3. Порівняння циклів Отто і Дизеля.** Порівняйте цикли Отто і Дизеля при однакових максимальних і мінімальних температурах та тисках, однакових повних об'ємах циліндрів  $V_1$ . Порівняння виконайте, розглянувши конкретний приклад. Повний об'єм циліндра для обох циклів в відносних одиницях вважайте рівним 30 ( $30 = \frac{V_1}{V_0}$ ). Показник адиабати  $k=1,67$ , ступінь стиснення для циклу Отто рівний 5.

д) на приготованому для Вас бланку побудуйте графіки даних циклів. (На бланках вказані ізоТЕРМИ для максимальної та мінімальної температури в даних циклах).

е) Використовуючи формули, отримані Вами в пп. а) і г) розрахуйте термічний ККД даних циклів.

#### Уравнение адиабаты

С учётом уравнения состояния идеального газа уравнение адиабаты может быть преобразовано к виду

$$T^k \cdot p^{(1-k)} = \text{const} \quad \text{или к виду} \quad T \cdot V^{(k-1)} = \text{const}$$

#### Цикл Отто

Найдем параметры рабочего тела во всех характерных точках цикла

##### Точка 2

$$V_2 = \frac{V_1}{\varepsilon} \quad p_2 = p_1 \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^k = p_1 \varepsilon^k \quad \frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^{k-1} = \varepsilon^{k-1} \quad \text{откуда получаем}$$

$$T_2 = T_1 \varepsilon^{k-1}$$

##### Точка 3.

$$V_3 = V_2 = \frac{V_1}{\varepsilon} \quad p_3 = p_2 \lambda = p_1 \varepsilon^k \lambda \quad \frac{T_3}{T_2} = \frac{p_3}{p_2} = \lambda \quad \text{откуда получаем}$$

$$T_3 = T_2 \lambda = T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda$$

##### Точка 4.

$$V_4 = V_1 \quad p_4 = p_3 \left( \frac{V_3}{V_4} \right)^k = p_3 \left( \frac{V_2}{V_1} \right)^k = \frac{p_3}{\varepsilon^k} = p_1 \lambda$$

$$\frac{T_4}{T_3} = \left( \frac{V_3}{V_4} \right)^{k-1} = \left( \frac{V_2}{V_1} \right)^{k-1} = \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \quad \text{откуда получаем}$$

$$T_4 = T_3 \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} = T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} = T_1 \lambda$$

Количество подведенной и отведенной теплоты определяются по формулам:

$$q_1 = C_V(T_3 - T_2), \quad |q_2| = C_V(T_4 - T_1)$$

или

$$q_1 = U_3 - U_2 = \frac{3}{2}(p_3 V_3 - p_2 V_2), \quad |q_2| = U_4 - U_1 = \frac{3}{2}(p_4 V_4 - p_1 V_1)$$

Подставляя эти значения теплот в формулу для термического КПД, получим:

$$\eta_t = 1 - \frac{|q_2|}{q_1} = 1 - \frac{C_V(T_4 - T_1)}{C_V(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} \quad \text{или} \quad \eta_t = 1 - \frac{p_4 V_4 - p_1 V_1}{p_3 V_3 - p_2 V_2}$$

С учетом найденных значений параметров формула для КПД примет вид

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}$$

#### Цикл Дизеля

Параметры рабочего тела в характерных точках цикла будут:

##### Точка 2

$$V_2 = \frac{V_1}{\varepsilon}, \quad p_2 = p_1 \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^k = p_1 \varepsilon^k, \quad \frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^{k-1} = \varepsilon^{k-1}$$

$$T_2 = T_1 \varepsilon^{k-1}$$

##### Точка 3

$$V_3 = \rho V_2 = \frac{\rho V_1}{\varepsilon}, \quad p_3 = p_2 = p_1 \varepsilon^k, \quad \frac{T_3}{T_2} = \frac{V_3}{V_2} = \rho$$

$$T_3 = \rho T_2 = T_1 \rho \varepsilon^{k-1}$$

##### Точка 4

$$V_4 = V_1, \quad p_4 = p_3 \left( \frac{V_3}{V_4} \right)^k = p_1 \varepsilon^k \left( \frac{\rho V_1}{\varepsilon V_1} \right)^k = p_1 \rho^k$$

$$\frac{T_4}{T_3} = \left( \frac{V_3}{V_4} \right)^{k-1} = \left( \frac{V_3}{V_1} \right)^{k-1} \quad \text{Так как } \frac{V_3}{V_1} = \frac{\rho}{\varepsilon}, \quad \text{то}$$

$$T_4 = T_3 \left( \frac{\rho}{\varepsilon} \right)^{k-1} = T_1 \rho \varepsilon^{k-1} \left( \frac{\rho}{\varepsilon} \right)^{k-1} = T_1 \rho^k$$

Количество подведенной и отведенной теплот определяются по формулам:

$$q_1 = C_p(T_3 - T_2), \quad |q_2| = C_V(T_4 - T_1)$$

$$q_1 = U_3 - U_2 + A_{23} = \frac{3}{2}(p_3 V_3 - p_2 V_2) + p_3(V_3 - V_2)$$

$$\text{или } |q_2| = U_4 - U_1 = \frac{3}{2}(p_4 V_4 - p_1 V_1)$$

Термический КПД цикла в предположении постоянства теплоемкостей  $C_p$  и  $C_v$  и их отношения



$$k = \frac{c_p}{c_v} \text{ будет: } \eta_t = 1 - \frac{|q_2|}{q_1} = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{k(T_3 - T_2)} \text{ или}$$

Подставляя полученные значения температур в формулу для термического КПД, получим

$$\eta_t = 1 - \frac{\rho^k - 1}{k\varepsilon^{k-1}(\rho - 1)}$$

#### Сравнение циклов Отто и Дизеля

4. Определим параметры  $P/P_0$  и  $V/V_0$  для характерных точек обоих циклов.

##### Цикл Отто

$\frac{V_1}{V_0} = 30,0$  - по условию,  $\frac{P_1}{P_0} = 1,00$  - по графику изотермы для  $T_{\min}$ , так как в точке 1 температура и давление должны быть минимальны.

Так как степень сжатия для цикла Отто  $\varepsilon_v = 5,00$ , то  $\frac{V_1}{V_0} = \frac{V_2}{V_0} = 6,00$ . В точке 3 давление

должно быть максимальным. В цикле Отто максимальному давлению соответствует максимальная

температура. По графику изотермы для  $T_{\max}$  находим  $\frac{P_3}{P_0} = 30,0$

Используя уравнение адиабаты, найдём  $\frac{P_2}{P_0}$  и  $\frac{P_4}{P_0}$ .

$$\frac{P_2}{P_0} \left( \frac{V_2}{V_0} \right)^k = \frac{P_1}{P_0} \left( \frac{V_1}{V_0} \right)^k, \quad \frac{P_2}{P_0} = \frac{P_1}{P_0} \varepsilon^k = 1,00 \cdot 5,00^{1,67} = 14,7$$

$$\frac{P_4}{P_0} \left( \frac{V_4}{V_0} \right)^k = \frac{P_3}{P_0} \left( \frac{V_3}{V_0} \right)^k, \quad \frac{P_4}{P_0} = \frac{P_3}{P_0} \frac{1}{\varepsilon^k} = \frac{30,0}{5,00^{1,67}} = 2,04$$

$$\frac{V_4}{V_0} = \frac{V_1}{V_0} = 30,0$$

Наносим точки с найденными параметрами на диаграмму и соединяем в цикл Отто. Точку 2 данного цикла обозначим  $2_v$ . Целесообразно просчитать по несколько промежуточных точек на адиабатах 1-2 и 3-4 для более точного изображения этих процессов.

##### Цикл Дизеля.

Исходя из условия, следует, что параметры точек 1, 3 и 4 циклов Отто и Дизеля будут совпадать. Для цикла

Дизеля  $\frac{P_2}{P_0} = \frac{P_3}{P_0} = 30,0$ . Параметры объёма в точке 2 цикла Дизеля

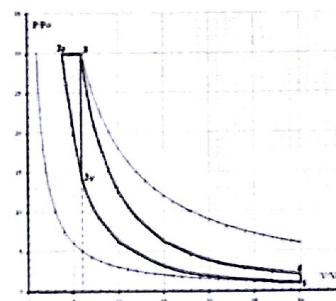
определим, используя уравнение адиабаты. Адиабата 1-2 цикла Отто должна лежать на адиабате 1-2 цикла Дизеля.

$$\frac{P_2}{P_0} \left( \frac{V_2}{V_0} \right)^k = \frac{P_1}{P_0} \left( \frac{V_1}{V_0} \right)^k, \quad \frac{V_2}{V_0} = \frac{V_1}{V_0} \left( \frac{P_1}{P_0} \frac{P_0}{P_2} \right)^{\frac{1}{k}} = 30,0 \cdot \left( \frac{1}{30,0} \right)^{\frac{1}{1,67}} = 3,91$$

Наносим точку 2 цикла Дизеля на диаграмму и достраиваем данный цикл. Точку 2 цикла Дизеля обозначим  $2_p$ .

$$\text{Термический КПД цикла Отто: } \eta_{\text{OT}} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} = 1 - \frac{1}{5,00^{1,67-1}} = 66,0\%$$

Для расчёта термического КПД цикла Дизеля необходимо определить степень сжатия  $\varepsilon_p$  и степень предварительного расширения  $\rho$ .



$$\varepsilon_p = \frac{V_1}{V_0} \cdot \frac{V_0}{V_{2p}} = \frac{30,0}{3,91} = 7,67$$

$$\rho = \frac{V_3}{V_{2p}} = \frac{6,00}{3,91} = 1,53$$