



Для отчета изменения внутренней энергии и нанесения линий

$$s_v = f_3(\ln T)$$

служит наклонная прямая в левой части диаграммы. Действительно, как известно, для идеальных газов

$$i - u = ART, \quad (6)$$

$$\text{что для нм}^3 \left( R = 37.85 \frac{\text{кг м}}{\text{нм}^3 \text{ град}} \right)$$

$$\text{дает } i - u = 0.0886T.$$

Для энтропии при  $p = \text{const}$  и  $v = \text{const}$  имеем соответственно:

$$ds_p = c_p \frac{dT}{T},$$

$$ds_v = c_v \frac{dT}{T},$$

$$\text{откуда } d(s_p - s_v) = (c_p - c_v) \frac{dT}{T} = AR \frac{dT}{T}. \quad (8)$$

Интегрируя, получим для нм<sup>3</sup>

$$s_p - s_v = 0.0886 \ln T, \quad (9)$$

что представляет собою прямую в координатах  $\ln T - s$ , совпадающую, при принятом соотношении масштабов, с прямой  $i - u$  в координатах  $i - T$ .

Для перехода к разным давлениям и объемам нанесен логарифмический масштаб для  $\frac{p_2}{p_1} \left( \frac{v_2}{v_1} \right)$ . Отрезки этого масштаба дают, как обычно, величину сдвига при переходе к другим  $p$  и  $v$  (сдвиг вправо при  $p_2 < p_1$  и  $v_2 > v_1$ ).

Для удобства расчетов на диаграмме приведена таблица энтальпий идеальных газов<sup>1)</sup>. От энтальпий легко перейти к теплоемкости  $c_p$ . Но обычно в этом нет необходимости, так как проще использовать величины энтальпии непосредственно.

При неизменных теплоемкостях  $c_p$  и  $c_v$

$$i = f_1(T)$$

и

$$s_p = f_2(\ln T)$$

изображаются в предложенной диаграмме параллельными прямыми, иначе говоря, одной и той же прямой, по которой отсчет  $\Delta i$  берется в пределах температур по левой шкале, а отсчет  $\Delta s_p$  — по правой. Линия

$$s_v = f_3(\ln T)$$

также будет прямой. Ее легко построить, так как прямая в левой части диаграммы дает разность  $s_p - s_v$  для любого интервала температур. Таким образом при неизменной теплоемкости тепловая диаграмма будет состоять только из прямых, т. е. имеет простейший вид.

В большинстве случаев совершенно достаточная точность получается, считая по средней теплоемкости  $c_p$  для данного интервала температур, иначе говоря, считая изменение  $i$  в расчетном интервале температур линейным. Эта же прямая дает изменение  $s_p$ , и, следовательно, диаграмма также будет состоять из прямых линий.

<sup>1)</sup> По данным Чернобаева и Животовского.

При более точных расчетах можно нанести, используя таблицу энтальпий, несколько промежуточных значений  $i$ . Соединив их прямыми и проведя параллельные им в соответствующих интервалах логарифмической шкалы температур, найдем соответствующую кривую

$$s_p = f_3(\ln T).$$

Далее, используя прямую в левой части диаграммы, наносится

$$s_v = f_3(\ln T).$$

Кривые для воздуха ( $i_2$  и  $s_{p2}$ ) нанесены на диаграмме.

Сравнение предлагаемой диаграммы с известными универсальными диаграммами для идеальных газов приводит к следующим заключениям:

1. Диаграмма по Стодола-Зейлигеру менее точна, так как в ней принимается искусственная зависимость теплоемкости  $C_v$  от температуры в виде линейной функции с одинаковым для всех газов свободным членом.

2. Диаграмма по Шюле требует значительного количества предварительных подсчетов для получения линии  $s_p$  и  $s_v$  для заданного состава газовой смеси. По мере уточнения теплоемкостей основные линии диаграммы Шюле должны перестраиваться.

При уточненных расчетах с учетом переменной теплоемкости в предлагаемой диаграмме также необходимо построить вспомогательные кривые для  $i$  и  $s_p$ . Но при этом, оказывается, можно обойтись малым числом промежуточных точек. Результаты подсчета погрешностей в величине  $\Delta s_p$  для различных газов при различном числе промежуточных точек сведены в следующей таблице.

Таблица 1

Интервал температур	Газ	Погрешности в %			Примечание
		Без пром. точек	1 пром. точка	2 пром. точки	
300°—2400°К	N <sub>2</sub>	4.33	1.83(2.55)	0.46(0.55)	В скобках приведены максимальные погрешности на отдельных участках
"	CO <sub>2</sub>	7.09	5.28(6.62)	0.70(1.17)	
"	H <sub>2</sub> O	6.68	2.83(3.66)	0.93(1.23)	
300°—1200°К	CH <sub>4</sub>	9.50	2.33(2.40)	1.07(1.10)	

Данные таблицы показывают, что 2—3 промежуточные точки обеспечивают точность до 1% в любом интервале температур диаграммы. Промежуточные точки лучше всего выбирать, разделив интервал температур в логарифмических координатах на разные части.

Недостатками рассматриваемой диаграммы надо считать:

1. Неравномерную (логарифмическую) шкалу температур.

Если нанести достаточное число промежуточных делений для температур, это не может иметь особого значения.

2. Невозможность отсчета тепла площадками, как в натуральной  $T-s$  диаграмме.

В действительности, как известно, этим приемом обычно не пользуются. Для политропического процесса, например, обычно рекомендуется подсчитать тепло по соотношению

$$Q = T_c \Delta s, \quad (10)$$

где  $T_c$  средняя температура, обычно средне-арифметическая. Аналогичный расчет с большей точностью можно провести по предлагаемой диаграм-

ме. Как известно, для любого процесса с неизменной теплоемкостью средне-термодинамическая температура равна средне-логарифмической

$$T_{ст} = \frac{T_2 - T_1}{\ln \frac{T_2}{T_1}} \quad (11)$$

Величина знаменателя легко отсчитывается по левой оси ординат диаграммы. С другой стороны, всякий процесс с постоянной теплоемкостью в координатах  $\lg T - s$  изображается прямой. Заменяв произвольный про-

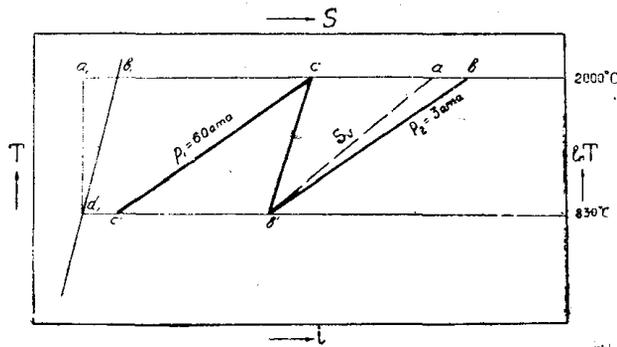


Рис. 2

цесс ломаной линией, можно определить для отдельных участков средние температуры и тепло.

Если для подсчета средней температуры отсчитать ее по правой оси ординат на середине между начальной и конечной температурами процесса, то мы найдем средне-геометрическую температуру

$$T = \sqrt{T_1 T_2} \quad (12)$$

которая меньше отличается от средне-термодинамической, чем средне-арифметическая.

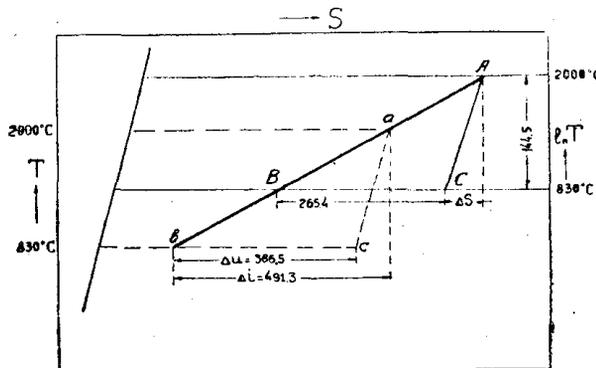


Рис. 3

На рис. 2 и 3 показано проведение расчетного примера политропического процесса расширения с показателем  $n = 1.32$ , от  $p_1 = 60 \text{ atma}$ ,  $t_1 = 2000^\circ\text{C}$  до  $p_2 = 3 \text{ atma}$  газа, имеющего состав по объему:

80%  $\text{N}_2$ , 15%  $\text{CO}_2$  и 5%  $\text{H}_2\text{O}$ .

На рис. 2 показано определение конечной температуры. Так как  $n = \frac{cb}{ca} =$

$$= \frac{cb}{cb - ab}, \quad \text{то} \quad ab = \frac{n-1}{n} cb.$$

По шкале давлений для  $\frac{p_2}{p_1} = \frac{60}{3} = 20$  имеем  $\bar{cb} = 123.7$  мм.

Следовательно,

$$\bar{ab} = \frac{1.32 - 1}{1.32} 123.7 = 32.2 \text{ мм.}$$

Откладываем от прямой ( $s_p - s_v$ ) влево

$$b_1 a_1 = \bar{ba}$$

и проводим  $a_1 d_1$  вертикально. Это дает  $t_2 = 830^\circ\text{C}$ . Учитывая состав газа, имеем по таблице энтальпий

$$\text{При } t_1 = 2000^\circ\text{C}, \quad i_1 = 789.8 \frac{\text{ккал}}{\text{нм}^3},$$

$$t_2 = 830^\circ\text{C}, \quad i_2 = 298.5 \frac{\text{ккал}}{\text{нм}^3}.$$

В координатах  $i-t$  отмечаются соответствующие точки и проводится прямая (рис. 3)  $\bar{ab}$ .

Прямая АВ в координатах  $\lg T - s$  дает величину  $\Delta s_p$ . Изменение внутренней энергии

$$\Delta u = -386.5 \frac{\text{ккал}}{\text{нм}^3}$$

отсчитаем, проведя  $\bar{ac}$  параллельно прямой ( $i-u$ ) диаграммы. Политропа в тепловых координатах изобразится прямой АС, что дает

$$\Delta s = -38 \cdot 10^{-3} \frac{\text{эе}}{\text{нм}^3}.$$

Средняя температур по (11)

$$T_{\text{см}} = \frac{1170 \cdot 200}{144.5} = 1619^\circ\text{K},$$

где 144.5 мм—вертикальное расстояние между А и С, а 200 — значение логарифмического масштаба.

Тепло процесса

$$q = T \Delta s = -1619 \cdot 38 \cdot 10^{-3} = -61.6 \frac{\text{ккал}}{\text{нм}^3}.$$

Если сосчитать работу по соотношению

$$A_w = \frac{AR}{n-1} (t_1 - t_2),$$

то получится

$$A_w = \frac{0.0886}{1.32 - 1} 1170 = 323.9 \frac{\text{ккал}}{\text{нм}^3}.$$

Тогда

$$q = \Delta u + A_w$$

будет

$$q = -386.5 + 323.9 = -62.6 \frac{\text{ккал}}{\text{нм}^3}.$$

# I-T-S диаграмма для идеальных газов

