На правах рукопису
[53(02)]

Борис Лисянський

Лектор фізики Української Господарської Академії в Ч. С. Р.

Елементи термодинамики

1923

м. Подєбради

Видання „Видавничого Т-ва при Українській Господарській Академії“.

BORIS LYSSJANSKY.
Lecteur de physique à l'Academie Ukrainienne d'Economie rurale à Podebrady pres de Prague.

ELÉMENTS DE LA THERMODYNAMIQUE

БОРИС ЛИСЯНСЬКИЙ.
Лектор фізики Української Господарської Академії в Чехословацькій Республиці.

ЕЛЕМЕНТИ ТЕРМОДИНАМИКИ

1923
Подєбради
Видання „Вид. Т-ва при У.Г.А."

Літографовано 150 прим.

П Е Р Е Д М О В А.

В курсі фізики термодинамика формально складає частину науки про тепло. Але при ширшому погляді на справу її слід уважати частиною Е Н Е Р Г Е Т И К И, що власне й з'являється символом цілої сучасної фізики. Енергія це той унікум, який в модерній фізиці репрезентує все і вся, поширюючи гегемонію свого пріоритету навіть на масу, себ - то на саму матерію. При такому погляді на термодинаміку, вага її, яко певного відділу теоретичної фізики, зростає значно. І ознайомлення з основними засадами цієї науки є важливим моментом на дорозі до створення укінченої уяви про життя всесвіту й зрозуміння провідних думок філософії природи.

З цих причин я рішив довше зупинитися на елементах термодинаміки й, виділивши їх з загального курсу науки про тепло, випустити окремим, відповідно поширеного розміру, виданням.

До програму Сільсько-Господарсько-Інжинерного Відділу Української Господарської Академії термодинаміка увіходить яко окрема, самостійна дисципліна. Але там при її викладі буде звернено головну увагу з одного боку на ширше пристосовання вищого математичного аналізу, з другого боку на ту частину нашої дисципліни, що дістає назву ТЕРМОДИНАМІКИ ПРАКТИЧНОЇ.

Моя праця не зачепає жадної з цих сфер й має обмежене, цілком своєрідне завдання. Викладаючи елементи термодинаміки не яко математик, не як інжинер, а лише як ФІЗИК, я намагаюся з можливою докладністю /оскільки дозволяють обмежені розміри моєї праці/ освітлити ті ФІЗИЧНІ ОС-

II.

НОВИ ТЕРМОДИНАМИКИ, без засвоення яких не можливо глибше розуміння ріжноманітних тверджень та висновків цієї науки. Сподіваюся, що моя невеличка праця сприятиме піднесенню загального наукового розвитку моїх дорогих слухачів і де-яким з них полекшить свого часу засвоення термодинамики.

Обставини не дозволили мені опрацювати "Елементи термодинамики" так, як мені того б хотілось. Але це не зупинило мене перед випуском моеї праці, бо з одного боку я принціпово вважаю, що в сучасних умовах усякий найменший внесок до української наукової літератури означае собою великий плюс і йде на реальний актив нашої національної справи, з другого боку в своїй діяльности я звик триматися гасла: *"Feci quod potui, faciant meliora potentes."*

5.IX.-23. *Б.Л.*

Елементи термодинамики.

РОЗДІЛ ПЕРШИЙ.

ПЕРША ТЕРМОДИНАМИЧНА ЗАСАДА.

§ I. Розглядаючи в загальному курсі фізики ріжні теплові з'явища й досліджуючи їхній перебіг, ми не порушували там одного важливого питання, а саме питання про те ЗВІДКИ БЕРЕТЬСЯ ТЕПЛОВА ЕНЕРГІЯ І ЯК-САМЕ ВОНА ПОВСТАЄ. В питанні про природу тепла наукова думка довший час стояла на ґрунті поглядів БЛЕКА /Black/, англійського ученого XVIII століття /1728-1799/, який вважав, що тепло уявляє собою особливу течу "ФЛЮЇД", названу їм КАЛОРИКОМ або ТЕПЛЕЦЕМ; присутністю останнього в більшій або меншій кількости в даному тілі й визначається, на погляд Блека, тепловий стан цього тіла. Зміною кількости присутнього в тілі теплеця Блекова флюїдарна теорія пояснювала всі теплові процеси, як то зміну температури тіла, стану його скупности, тепловий росшир і т.д.

Серед прихильників цієї теорії ми знаходимо низку славетних імен, як наприклад ЛЕОНАРДО-да ВИНЧИ /1432-1519/, ПАПІН /Papin, 1647-1712,/ ІВАН БЕРНУЛІ /J. Bernoulli, 1667-1748/ й инш.

Панування в науці флюїдарної теорії

тривало аж доти, поки року 1799 граф РУМФОРД /*Rumford*, 1758-1814/ не звернув належної уваги на той, давно відомий факт, що ТЕПЛО ЗАВШЕ ТОВАРИШУЄ МЕХАНИЧНІЙ ПРАЦІ. Тепло завжди виявляє себе там, де є якийсь РУХ, себ-то там, де ті або инші сили ДОВЕРШУЮТЬ МЕХАНИЧНУ ПРАЦЮ. Повстання тепла з механичної праці Румфорд спостеріг уперше при свердленні гармат; пізніше він поставив у Монахійському арсеналі спеціальний досвід, яким довів, що при названому процесі металь огрівається остільки, що коштом витвореного при цьому тепла можна довести до кипіння воду /вода закипала при цьому за 2 год.30 хвилин/.

Того ж /1799/ року англійський фізик ДЕВИ /*Davy*, 1778-1829/ перевів цікавий досвід, при якому два кавалки льоду, температура котрих виносила -20°, починала розтоплюватися, коли їх довший час потирали один о другий.

Довершення будь-якої праці завжди є вислідом відповідної ЗАТРАТИ МЕХАНИЧНОЇ ЕНЕРГІЇ. А через те, спираючись на наведене вище, ми дорогою безпосередніх логічних міркувань приходимо до наступного важливого висновку: ВИСЛІДОМ ЗАТРАТИ МЕХАНИЧНОЇ ЕНЕРГІЇ ЗАВЖДИ З'ЯВЛЯЄТЬСЯ ВИТВОРЕННЯ ТЕПЛА. Але енергія є тим, що завше лишається самим собою, ЗМІНЮЮЧИ ЛИШЕ при певних умовах СВОЮ ФОРМУ. Таким чином, простуючи далі дорогою логічних міркувань, ми приходимо до нового важливого висновку: ТЕПЛО Є ФОРМА ЕНЕРГІЇ, В ЯКУ МОЖУТЬ ПЕРЕТВОРЮВАТИСЬ ИНШІ ЇЇ ФОРМИ, З'ОКРЕМА ФОРМА МЕХАНИЧНА.

Та галузь людського знання, що займається дослідженням процесів перетворення механичної праці в тепло та навпаки тепла в працю і встановлює співвідношення по-між двома названими видами енергії, називається ТЕРМОДИНАМИКОЮ. В основу термодинамики покладено де-кілька первісних тверджень, що відограють ролю імперативних ПОСТУЛАТІВ і мають назву ТЕРМОДИНАМИЧНИХ ЗАСАД. Такі засади, спираючись на дані широкого досвіду, уявляють собою УНІВЕРСАЛЬНІ ЗАКОНОМІРНОСТИ НАЙЗАГАЛЬНІШОГО ЗМІСТУ, що поширюються на всі без винятку процеси природи. Витворення їх є безпосереднім вислідом остільки натурального й характерного для людського розуму прагнення упорядкувати, систематизувати й об'єднати по-між собою численні й безмежно-ріжноманітні прояви життя природи. До встановлення термодинамичних засад приводить нас уважний аналіз внутрішньої сторони ріжних життьових процесів. Термодинамичні засади, поруч з такою загальною закономірністю, як ЗАСАДА ЗБЕРЕЖЕННЯ ЕНЕРГІЇ, складають правдиву основу життя природи й окреслюють основний напрямок, провідну думку останнього. В цьому величезне філософсько-метафізичне значіння основних тверджень термодинамики, в цьому їх виключна вага та сила.

Згадані вище ідеї що-до внутрішньої природи тепла, до правдивого зрозуміння яких прийшов свого часу Румфорд, не знайшли одначе відразу поширення й лишалися без уваги тогочасних наукових кол протягом цілої чвертини століття, аж поки з новою силою не повстали в праці французького інженера КАРНО /*Sadi Carnot* 1796-1832/; названа праця вийшла в світ року 1824 і мала наголовок: „*Réflexions sur la puissance motrice de feu et sur les machines propre à developper cette puissance.*" Міркування про рухову здібність вогню та про властиві машіни до виявлення цієї здібности/. До повного, укінченого зрозуміння й докладного окреслення наведеної вище засади споріднености механичної праці та тепла й закономірного переходу енергії механичної в енергію теплову і навпаки вперше підійшов року 1842 німецький лікарь РОБЕРТ МАЙЕР /*Robert Mayer*, 1814-1878/. Останній, виходючи з засади: „*causa aequat effectum*" і будучи переконаним, що ле між механичною працею та витвореним нею теплом істнує стале співвідношення, зробив першу спробу обчислення тієї величини, яку ми нині називаємо механичним еквівалентом тепла. Ознайомимося з ідеєю Майерового досвіду. Уявимо собі /рис. 1/ замкнений в од-його боку циліндр A, в якому ходить смок S. Поле поверхні останнього нехай виносить I квадратовий метр. Хай далі маса воздуху, що міститься під смоком у циліндрі є рівною m килограм, а тиснення під яким перебуває воздух виносить p /це тиснення складатиметься в тягару самого смоку та тиснення атмосферного/. Нехай первісна абсолютна температура воздуху є T_1. Для того, щоби ПІД ТИМ ЖЕ ТИСНЕННЯМ p огріти дану масу воздуху до температури T_2 $(T_2 > T_1)$, необхідно затратити кількість тепла:

$$Q = m\,c_p\,(T_2 - T_1) \ldots /1/$$

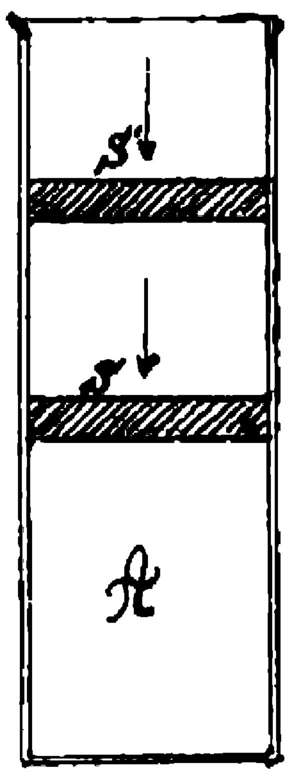


Рис. 1.

Видимо, що при названих умовах огрівання воздуху $(p = Const)$ обсяг газу мав збільшитися від первісної величини V_1 до більшої величини V_2, а смок S піднестися при цьому на певну висоту h й заняти нове положення S_1.

Як що би той же процес огріття воздуху було переведено ПРИ СТАЛОМУ ОБСЯЗІ /через відповідне збільшення тиснення/ то при цьому довелося би зужити трохи иншу кількість тепла, а саме:

$$Q' = m\,c_v\,(T_2 - T_1) \ldots /2/$$

Величина Q' є меншою від величини Q, бо як нам відомо c_v є меншим од c_p.

Ріжниця по-між двома названими величинами:
$$q = Q - Q' = m\,(c_p - c_v)\,(T_2 - T_1) =$$
$$= m\,(c_p - c_v)\,\Delta T \ldots /3/$$

визначить собою ТУ КІЛЬКІСТЬ ТЕПЛОВОЇ ЕНЕРГІЇ, ЯКА ПЕРЕТВОРИЛАСЯ В ЕНЕРГІЮ МЕХАНИЧНУ Й ПІШЛА НА ПРАЦЮ ЗБІЛЬШЕННЯ ОБСЯГУ ГАЗУ на величину $\Delta V = V_2 - V_1$

Названа праця $\mathcal{L}$ визначається виразом

$$\mathcal{L} = p.h \quad \ldots\ldots\ldots /4/$$

Але на основі виразу: $\Delta v = h.1 = h \ldots /5/$

взір /4/ можемо переписати так:

$$\mathcal{L} = p.\Delta v \quad \ldots\ldots /6/$$

З цього взору на основі рівняння стану газів: $pv = m\mathcal{R}T$ дістанемо для величини $\mathcal{L}$ такий остаточний вираз:

$$\mathcal{L} = m.R.\Delta T \quad \ldots\ldots /7/$$

Як що стале відношення механичної праці до витвореного нею тепла зазначимо через $\mathcal{J}$, себ-то покладемо

$$\frac{\mathcal{L}}{q} = \mathcal{J}, \quad \text{або } \mathcal{L} = \mathcal{J}q \quad \ldots\ldots /8/$$

то вирази /7/ та /3/ дадуть нам:

$$m\mathcal{R}.\Delta T = m\mathcal{J}(c_p - c_v)\Delta T;$$

звідкиля

$$\mathcal{J} = \frac{\mathcal{R}}{c_p - c_v} \quad /9/$$

Обчисливши величину $\mathcal{R}$ зі взору

$$\mathcal{R} = \frac{p_0 v_0}{T_0} \quad \ldots\ldots\ldots /10/$$

і взявши належні вартости величин c_p та c_v, зможемо знайти вартість МЕХАНИЧНОГО ЕКВИВАЛЕНТА ТЕПЛА

Метода Роберта Майера, дуже цікава й важлива з погляду теоретичного, на практиці не може привести до задовольняючих вислідів, бо ховає в собі певну виразну хибу. Річ у тому, що наведені вище теоретичні міркування зберігають повну свою силу ЛИШЕ ДЛЯ ГАЗУ ІДЕАЛЬНОГО, ПО-МІЖ МОЛЕКУЛАМИ ЯКОГО НЕ ІСТНУЕ АКЦІІ ПРИТЯГАЛЬНИХ СИЛ. В дійсности молекули НАТУРАЛЬНИХ ГАЗІВ підпадають як раз цієї акції і вислідом її є відоме нам в курсу фізики /Част.III, § 24/ "внутрішне тиснення". А через те взір /9/ може вважатися лише за ПРИБЛИЗНИЙ, на основі якого механичний еквівалент тепла докладно обчислити не можна.

Точні поміри величини J вперше перевели англійський броварник ДЖЕМС ПРЕСКОТ ДЖУЛЬ /James Prescott Joule, 1843/, а після того ГИРН /Hirn, 1858/.

Методи, в яких користали названі дослідувачі, нам уже відомі, їх викладено вже було в нашому курсі /Част. I, § 66/ і повторювати їх ми тут не будемо. Нагадаємо лише, що новітні поміри, переведені по цим методам /з де-якими техничними удосконаленнями/ дають для механичного еквівалента тепла наступну вартість:

$$J = 427{,}1 \frac{\text{кгр.-метр}}{\text{велика калорія}} = 4{,}188 \cdot 10^{7} \frac{\text{ерг}}{\text{мала калорія}} = 4{,}188 \cdot \frac{\text{джуля}}{\text{мала калорія}}$$

Для величини відворотнії J, що може бути названа ТЕПЛОВИМ ЕКВІВАЛЕНТОМ МЕХАНИЧНОЇ ПРАЦІ $(A = 1/J)$ дістаємо наступну вартість:

$$A = 0{,}23865 \cdot 10^{-7} \frac{\text{мал. кал.}}{\text{ерг}} = 0{,}23865 \frac{\text{мал. кал.}}{\text{джуль}}$$

§ 2. Згадані вище історичні досвіди Майера, Джуля та Гирна привели свого часу до встановлення величезної ваги твердження, що має назву ЗАСАДИ ЕКВІВАЛЕНТНОСТИ МЕХАНИЧНОЇ ПРАЦІ ТА ТЕПЛА або ПЕРШОЇ ТЕРМОДИНАМИЧНОЇ ЗАСАДИ. Найбільш загально остання може бути сформульована так:

ЯК ЩО МЕХАНИЧНА ПРАЦЯ ПОВНІСТЮ ПЕРЕТВОРЮЄТЬСЯ В ТЕПЛО І ПЕРЕХІД ЇЇ В БУДЬ-ЯКІ ИНШІ ФОРМИ ЕНЕРГІЇ МІСЦЯ НЕ МАЄ, ТО СТОСУНОК ДОВЕРШЕНОЇ ПРАЦІ ДО ВИТВОРЕНОГО НЕЮ ТЕПЛА ТВОРИТЬ СОБОЮ СТАЛУ ВЕЛИЧИНУ ЩО МАЄ НАЗВУ МЕХАНИЧНОГО ЕКВІВАЛЕНТА ТЕПЛА.

Визнаючи правдивість наведеного твердження, ми маємо *a priori* узнати правдивим також друге твердження, а саме:

ЯК ЩО ТЕПЛО ПОВНІСТЮ ПЕРЕТВОРЮЄТЬСЯ В МЕХАНИЧНУ ПРАЦЮ І ПЕРЕХІД ЙОГО В БУДЬ-ЯКІ ИНШІ ФОРМИ ЕНЕРГІЇ МІСЦЯ НЕ МАЄ, ТО СТОСУНОК КІЛЬКОСТИ ТЕПЛА ДО КІЛЬКОСТИ ВИТВОРЕНОЇ НИМ МЕХАНИЧНОЇ ПРАЦІ ТВОРИТЬ СОБОЮ

СТАЛУ ВЕЛИЧИНУ, ЩО МАЄ НАЗВУ ТЕПЛОВОГО ЕКВИВАЛЕНТУ МЕХАНИЧНОЇ ПРАЦІ.

Таким чином коли r є кількість кілограмметрів вжитих на довершення де-якої механичної праці /поборення опорів/, а q - означає кількість калорій /великих/, витворених при цьому процесі, то величини та будуть звязані по-між собою рівнянням:

$$r = Jq \ldots \ldots \ldots \quad /11/$$

де J є механичний еквівалент тепла.

Як що навпаки до теплової машини, яка перетворює тепло в механичну працю, допроваджено q' калорій /великих/ тепла, що дали r' кілограметрів механичної праці, то величини q' та r' звязані будуть подібною ж залежністю.

$$q' = Ar' \ldots \ldots \ldots \quad /12/,$$

що також може бути поданим у такому вигляді:

$$r' = Jq' \ldots \ldots \quad /13/$$

Як що у виразах /11/ та /13/ покладемо $q = 1$, $q' = 1$, то дістанемо: $J = r$; $J = r'$;

себ-то МЕХАНИЧНИЙ ЕКВІВАЛЕНТ ОДНІЄЇ КАЛОРІЇ УЯВЛЯЄ СОБОЮ ТУ ПРАЦЮ, ЯКА ЦЮ КАЛОРІЮ ВИТВОРЮЄ, АБО ТУ ПРАЦЮ В ЯКУ ВОНА ПЕРЕХОДИТЬ.

§ 3. Вже досвіди Р.Майера, Джуля та Гирна служать добрими ілюстраціями еквівалентного переходу механичної праці в тепло. Таких ілюстрацій можна вишукати немало. Ми зупинимось тут на найцікавішій з них, звязаній з акцією сил електричности. За поміччу системи зубчаток /рис.2/ приводиться в швидкий оборотовий рух мідяний диск A, що міститься по-між бігунами N та S сильного електромагнита. При таких умовах в масі диску A виникають замкнуті електричні токи, які відомі в науці під назвою ТОКІВ ФУКО. З причини мінімального опору такі токи набирають значної сили, а через те по закону Ленца дають і значний тепловий ефект. Таким чином механична праця, зужита на приведення в рух мідяного диску, кінець кінцем обертається в тепло. Електрична енергія в формі токів Фуко з'являється в цьому разі

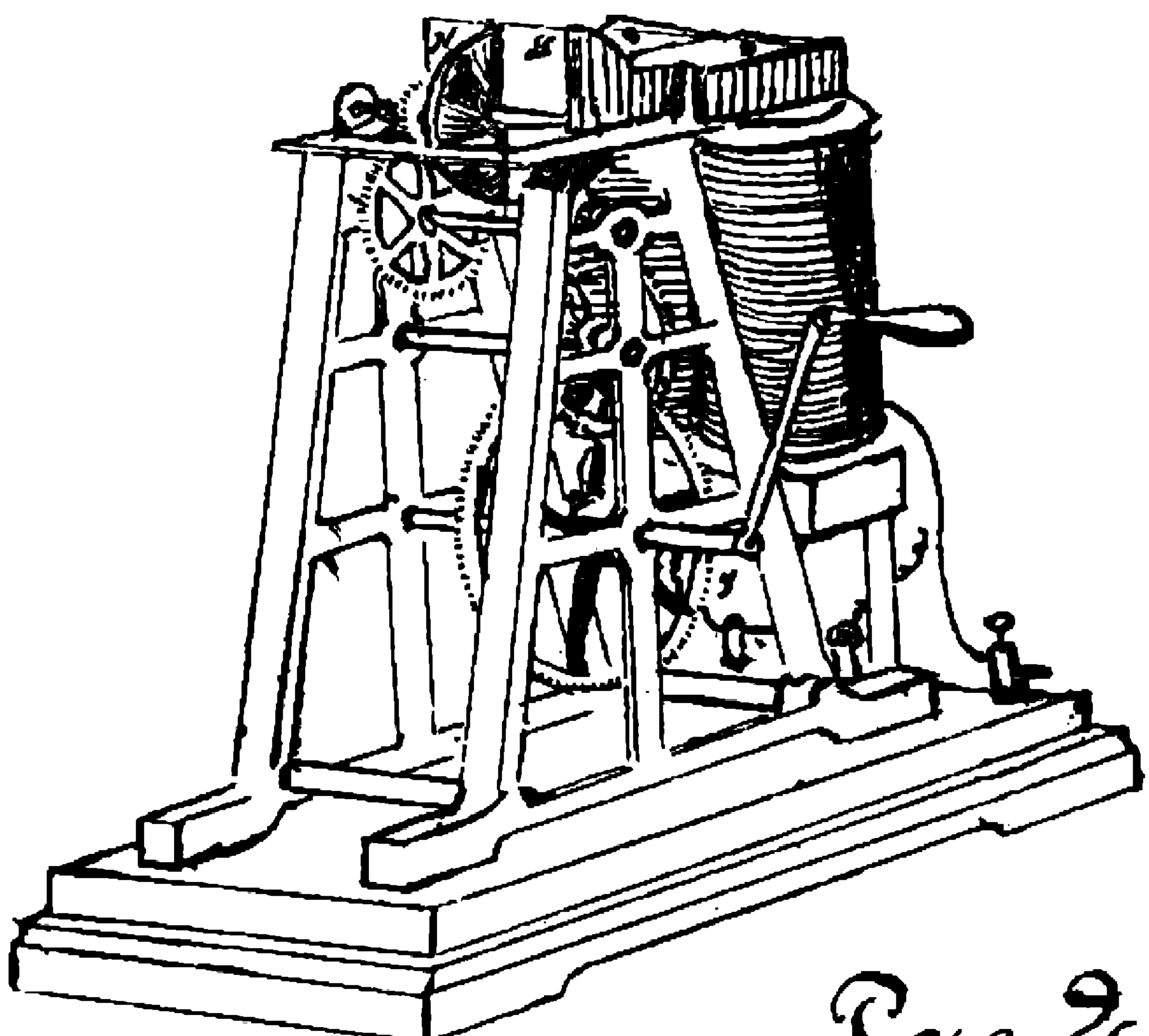


Рис 2.

лише проміжним етапом у процесі переходу в тепло механичної праці. Помір співвідношення по-між величиною названої праці та кількістю тепла, що повстало в масі диску, дає знову таки число близьке до 427.

§ 4. Як що якась матеріальна система зазнає тих або инших змін під впливом ЗОВНІШНІХ СИЛ, що діють на цю систему і довершують при тому певну працю, то така праця дістає назву ПРАЦІ ЗОВНІШНЬОЇ. Під впливом акції зовнішніх сил уяке матеріяльне тіло змінює свій обсяг, в особливій мірі це стосується тіл газових, обсяг яких у великій мірі залежить від ЗОВНІШНЬОГО ТИСНЕННЯ. Кождого разу, коли зовнішні сили довершують працю, обсяг газу маліє і навпаки зростає тоді, коли, поборюючи акцію названих сил, довершують працю ВНУТРІШНІ пруживі сили газу. Нехай якесь матеріальне тіло має обсяг v /рис.3/, обмежений поверхнею S. Уважатимемо, що вовнішні сили, які діють на наше тіло, справляють на поверхню останнього тиснення, що для всіх елементів поверхні S зберігає все ту ж вартість і в усіх точках її має нормальний до неї напрямок. Завначимо величину названого тиснення через p[x].

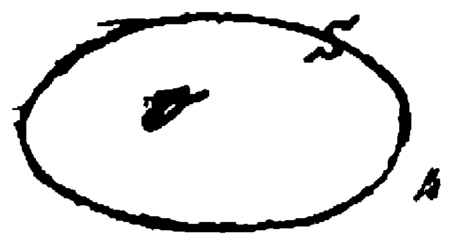


Рис. 3.

Розглянемо елемент нашої поверхні ds. Нехай N /рис.4/ означає додатний напрямок нормалі до поверхні /себто напрямок, що йде внутри тіла на вовні/. Нехай далі під впливом сили p, що діє вдовж нормалі, в напрямку протилежному N, елемент ds в процесі вменшення обсягу тіла відбуде певне елементарне пересунення l. З причини незначности останнього ми без помітної помилки можемо прийняти його за пересунення ПРОСТОЛІНІЙНЕ. Тоді величина елементарної праці τ, довершеної силою p, окреслиться виразом:

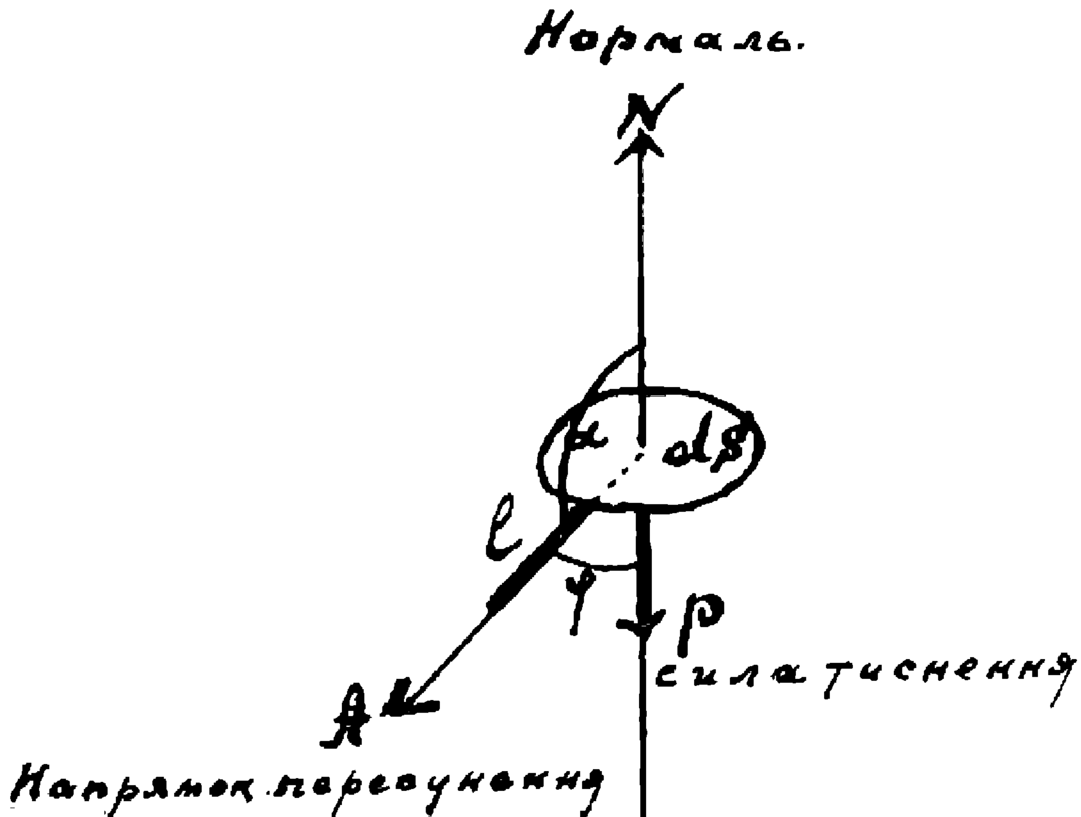


Рис. 4.

$$\tau = ds . p \, l \cos\varphi \quad \ldots\ldots\ldots /14/$$

де φ є кут по-між напрямком діяння сили p та напрямком пересунення /A/. Завначимо

---

x/ Величина p уявляє собою те тиснення,

кут по-між напрямком пересунення та додатним напрямком нормалі черев α. Тоді матимемо: $\alpha+\varphi=\pi$; а черев те вираз /14/ перепишеться так:
$$r=ds\,p\,l\cos(\pi-\alpha)=-ds\,p\,l\cos\alpha \quad /15/$$
Не трудно зровуміти, що величина $l\cos\alpha$ уявляе собою висоту елементарного циліндра, витвореного при пересуненні в просторі елемента поверхні ds. А в такому раві величина $ds\,l\cos\alpha$ окреслює собою елементарну зміну dv обсягу тіла при пересуненні під діянням сили p елементу ds. Знак /-/, який ми маемо у взорі /15/, показуе на те, що названа зміна спрямована до зменшення цілого обсягу v нашого тіла. Отже величина елементарної праці, довершеної силою p, визначиться виразом:
$$r=p.dv \quad \ldots\ldots /16/$$

Як що первісний обсяг тіла зазначимо черев v_1, а остаточний черев v_2, то ЦІЛА ПРАЦЯ R, ДОВЕРШЕНА ЗОВНІШНІМИ СИЛАМИ ПРИ СТИСНЕННІ ТІЛА НА ВЕЛИЧИНУ $\Delta v=v_1-v_2$, ВИЗНАЧИТЬСЯ ВИРАЗОМ:
$$R=\int_{v_1}^{v_2} p.dv \quad \ldots\ldots\ldots /17/$$

Цей интеграл ми зможемо обчислити, коли на досвіді встановимо функціональну залежність по-між величинами p та v.

§ 5. Поставимо завдання дати викладеним вище аналітичним виводам геометричну інтерпретацію. Для цього вовьмемо /рис.5/ дві координатні вови й одну в них приймемо ва ВІСЬ ОБСЯГІВ, а другу за ВІСЬ ТИСНЕНЬ. Тоді КОЖДОМУ СТАНУ ТІЛА ВІДПОВІДАТИМЕ ПАРА ПЕВНИХ ВАРТОСТЕЙ ВЕЛИЧИН p ТА v, А ЧЕРЕЗ ТЕ Й ПЕВНА ТОЧКА ПЛОЩІ pv. Тягла сукупність таких точок, увятих для всіх можливих вартостей величин p та v, дасть певну криву, яку ми назовемо КРИВОЮ СТАНУ даного тіла, або коротко ЦИКЛОМ. Нехай точка M кривої AB мае координати v та p.

яке припадае на ОДИНИЦЮ ПОЛЯ поверхні; а на площинку, поле якої виносить ds' припадатиме $p.\,ds'$.

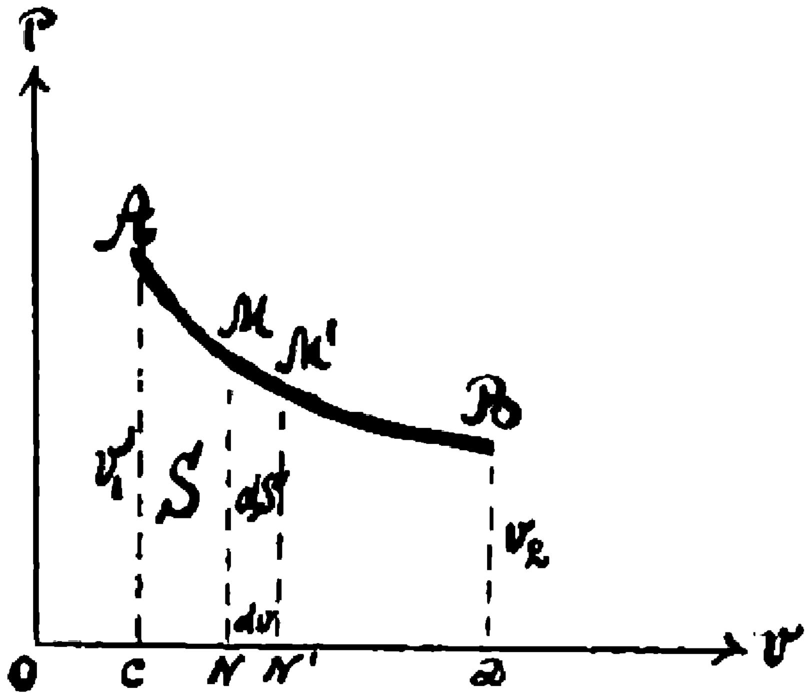


Рис. 5.

Розглядатимемо поле фігури, обмеженої кривою AB, далі ординатами початкової /A/ та ще якоїсь /M/ її точок і нарешті віссю обсягів. Як що обсяг v змінимо на величину dv, то поле S згаданої вище фігури зміниться на величину

$$dS = p.dv \ldots /18/$$

Порівнюючи цей взір зі взором /16/ дістаємо:

$$dS = \mathcal{T} \qquad /19/$$

себ-то ПОЛЕ dS ЕЛЕМЕНТАРНОЇ ФІГУРИ $MM'NN'$ ВИЗНАЧАЄ ЕЛЕМЕНТАРНУ ПРАЦЮ, ДОВЕРШЕНУ ЗОВНІШНЬОЮ СИЛОЮ p ПРИ ЗМІНІ ОБСЯГУ НА ВЕЛИЧИНУ dv

Поле S цілого циклу, себ то фігури $ABDC$ визначить величину праці, довершеної зовнішніми силами при зміні обсягу тіла з величини v_1 до величини v_2 :

$$S = \int_{v_1}^{v_2} p\,dv = \mathcal{R} \ldots . /20/$$

Уявимо тепер собі, що тіло, зазнавши певних змін, під кінець процесу вернуло до первісного стану, так що кінцеві вартости величин v та p є в точности рівними їхнім вартостям первісним. У такому разі крива стану замкнеться /рис.6/ й ми дістанемо т. зв. ЗАМКНЕНИЙ ЦИКЛ. Умовимося величину зовнішньої праці, мірою якої є поле циклу, вважати ДОДАТНОЮ, коли цикл має напрямність x)

----

x/ Згідно ухвалі Термінологічної Комісії при С.Г.-Інженірному Відділі Української Господарської Академії, термін НАПРЯМНІСТЬ відповідає французському "sens" /у відміну від

ЗГІДНУ ЗІ СТРІЛКОЮ ГОДИННИКА й ВІД'ЄМНОЮ, коли він має напрямність ПРОТИВНУ СТРІЛЬЦІ ГОДИННИКА. В першому випадку тіло вийшовши зі стану, якому відповідає точка A пере - ходить до стану, якому відповідає точка B дорогою ALB і вертає до первісного стану дорогою BKA. В другому випадку тіло, вийшовши зі стану, якому відповідає точка A, переходить до стану, якому відповідає точка B, дорогою AKB і вертає до первісного стану дорогою BLA.

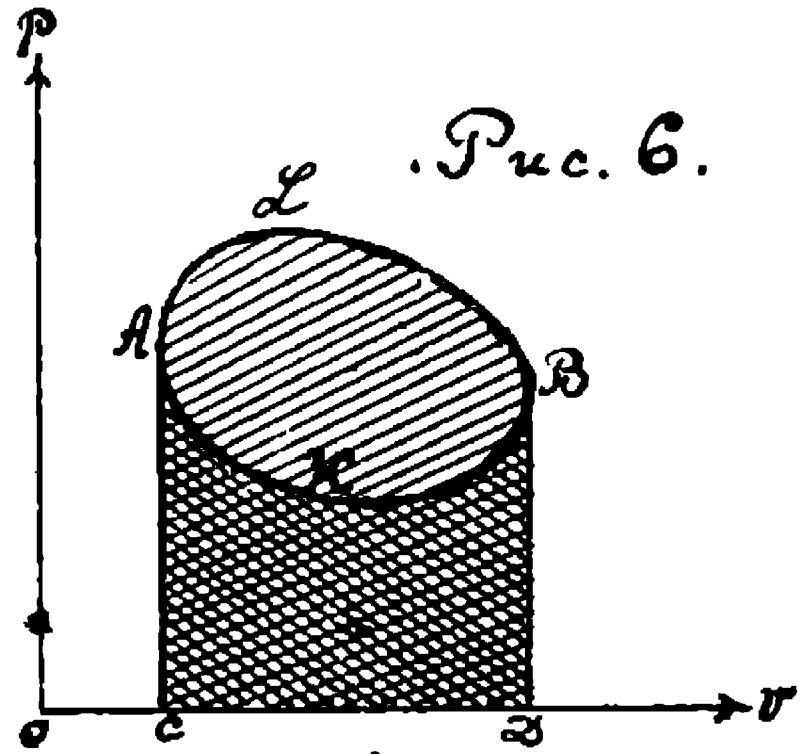


Рис. 6.

Праці, довершені в цих випадках при переході від однієї з крайніх точок /A та B/ до другої будуть рівні по абсолютних вартостях і протилежні по знаках. Справді, в першому випадку поле цілого циклу $ALBKA$ визначиться сумою піль: фігури $CALBD$, взятого зі знаком /+/ та фігури $DBKAC$, взятого теж зі знаком /+/. У другому випадку поле циклу визначиться сумою полів: фігури $CAKBD$, узятого зі знаком /–/ та фігури $DBLAC$, взятого теж зі знаком /–/. Отже бачимо, що дійсно величини праць, довершених зовнішніми силами на двох однакових замкнених циклах протилежних напрямностей є рівні по абсолютній вартости й протилежні по знаках.

§ 6. До цього часу ми встигли розглянути лише ті досвіди, що з'являються експериментальним ствердженням першої термодинамичної засади ПРИ ПЕРЕХОДІ МЕХАНИЧНОЇ ПРАЦІ В ТЕПЛО. Зупинимося тепер на тих досвідах, що подають експериментальне ствердження

НАПРЯМКУ, що відповідає французькому "direction".

ження правдивости першої термодинамичної засади ПРИ ВІДВОРОТНОМУ ПЕРЕХОДІ ТЕПЛА В МЕХАНИЧНУ ПРАЦЮ. Такі досвіди вперше були поставлені ГИРНОМ /*Hirn*/, який переводив їх над машинами /від 100 до 200 НР./ бавовняної прядильні. З загальної кількости тепла, що діставала машина, одну частину ПОГЛИНАЛА ВОНА САМА, а друга ПЕРЕТВОРЮВАЛАСЯ В МЕХАНИЧНУ ПРАЦЮ. Завдання досвіду зводилося до поміру обох названих частин зужитої теплової енергії. При зрегульованому ході машини Гирн переводив поміри маси тієї порції пари, що поступала кождого разу до цилїндру, а також температури ϑ останньої.

Кількість тепла q, абсорбованого машиною при проходженні через неї одного кілограму пари, Гирн обраховував на основі даного Реньо взору:

$$q = 606{,}5 + 0{,}305\,\vartheta - t; \quad \ldots \quad /21/$$

де t є температура холодильника, в якому відбувається конденсація пари.

Щоби визначити кількість тепла q', яка переходила до холодильника, Гирн міряв масу m' тієї води, що доводилось на протязі цілого досвіду ввести до холодильника для піддержання його при сталій температурі t, та температуру цієї води τ. Тоді величина q' знаходилася з виразу

$$q' = m'(t-\tau); \quad \ldots \quad /22/$$

Вводючи відповідні поправки на страту тепла через теплопровідність та воздушну конвекцію, Гирн знайшов, що стосунок витвореної машиною механичної праці до зужитої теплової енергії визначається числом, що лежить в межах від 420 до 432. Таким чином бачимо, що засада еквівалентности зберігає свою силу й при переході тепла в механичну працю.

§ 7. До поміру механичного еквіваленту тепла при переході останнього в механичну працю можна було би підійти дорогою спеціального досвіду, переведеного нав газом, фівичні властивости якого є докладно відомі.

Уявимо собі, що до циліндру, закритого в одного боку днищем, а в другого рухомим смоком, уміщено I кілограм даного газу; нехай v_1, p_1 та t_1 означають відповідно його обсяг, тиснення та температуру. Точка площі vp, /рис.7/ яка відповідає цьому стану газу нехай буде A.

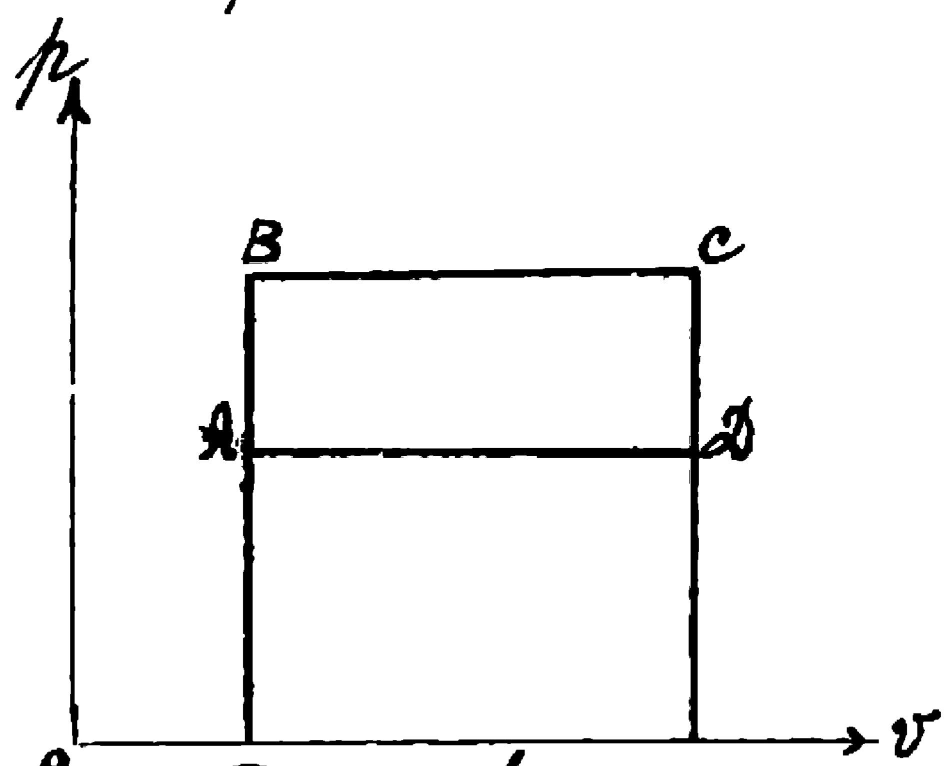


Рис. 7.

Піддамо тепер масу нашого газу наступним змінам.

I. ЛИШАЮЧИ СТАЛИМ ОБСЯГ піднесемо температуру газа з t_1 до t_2; відповідно до цього вросте його внутрішня пруживість, а через те й зовнішнє тиснення з p_1 до p_2.

Цілу таку зміну ми зможемо символично зазначити так:

$$\mathrm{I}.\left|\begin{array}{l} v_1 = Const \\ t_1 \rightarrow t_2 \\ p_1 \rightarrow p_2 \end{array}\right. \qquad /23/$$

Цьому стану на площі pv відповідатиме точка B.

II. ЛИШАЮЧИ СТАЛИМ ТИСНЕННЯ, огріємо газ далі - від температури t_2 до температури t_3. Тоді обсяг його вросте з величини v_1 до величини v_2. Названі зміни зможемо окреслити так:

$$\mathrm{II}.\left|\begin{array}{l} p_2 = Const. \\ t_2 \rightarrow t_3 \\ v_1 \rightarrow v_2 \end{array}\right. \qquad /24/$$

Такому стану відповідатиме на площі pv

точка C.

III. ЛИШАЮЧИ СТАЛИМ ОБОЯГ, охолодимо газ до такої міри, щоби тиснення набуло первісної вартости p_1; тоді температура газу виноситиме t_4

Такі зміни окреслються наступним чином.

$$\left|\begin{array}{l} v_2 = Const \\ t_3 \longrightarrow t_4 \\ p_2 \longrightarrow p_1 \end{array}\right. \qquad \ldots\ldots\ldots /25/$$

Такому стану відповідатиме на площі pv точка D.

IУ. ЛИШАЮЧИ СТАЛИМ ТИСНЕННЯ, оховодимо газ остільки, щоби він вернув до первісного обсягу v_1; температура його при цьому знизиться до t_1

Названі зміни окреслються так:

$$\left|\begin{array}{l} p_1 = Const \\ t_4 \longrightarrow t_1 \\ v_2 \longrightarrow v_1 \end{array}\right. \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots /26/$$

Як бачимо газ вернув до свого первісного стану, якому відповідає на площі pv точка A.

Цілий наш процес окреслюється прямокутною діаґрамою рис. 7. Останню дав свого часу Клапейрон /Clapeyron/ а через те цей процес дістє назву ПРЯМОКУТНОГО КЛАПЕЙРОНОВОГО ЦИКЛУ.

Зазначимо через c_p та c_v питомі теплозабірности тіла при сталому тисненні та при сталому обсязі. Тоді кількости тепла, які дістав газ у чотирьох окреслених вище стадіях циклу, визначаться відповідно:

$$\left.\begin{array}{l} q_1 = c_v(t_2 - t_1) \\ q_2 = c_p(t_3 - t_2) \\ q_3 = -c_v(t_3 - t_4) \\ q_4 = -c_p(t_4 - t_1) \end{array}\right\} \qquad \ldots\ldots /27/$$

Дві перші з цих величин мають ДОДАТНУ вартість, бо при переході від A до B від B до C газ ОГРІВАВСЯ, себ-то діставав тепло зі вовні; дві останні величини мають ВІД'ЄМНУ вартість, бо при переході від C до D та від D до A газ ОХОЛОДЖУВАВСЯ, себ-то віддавав своє тепло на вовні. Загальна кількість тепла Q, яку газ дістав на протязі цілого процесу, визначиться виразом:

$$Q = q_1 + q_2 + q_3 + q_4 = (C_p - C_v)(t_1 - t_2 + t_3 - t_4) \quad \ldots /28/$$

На основі закону Маріота-Гей-Люсака ми можемо написати:

$$p_0 v_0 = \frac{p_1 v_1}{1+\alpha t_1} = \frac{p_2 v_1}{1+\alpha t_2} = \frac{p_2 v_2}{1+\alpha t_3} = \frac{p_1 v_2}{1+\alpha t_4}; \quad \ldots /29/$$

А звідціля можемо мати:

$$p_0 v_0 = \frac{p_1 (v_1 - v_2)}{\alpha t_1 - \alpha t_4} = \frac{p_2 (v_1 - v_2)}{\alpha t_2 - \alpha t_3};$$

що знову можна переписати так:

$$p_0 v_0 = \frac{(p_1 - p_2)(v_1 - v_2)}{\alpha (t_1 - t_2 + t_3 - t_4)} \quad \ldots /30/$$

Величин $p_1 - p_2 = \Delta p$ зазнає зміну тисбень на протязі даного циклу, величина $v_1 - v_2 = \Delta v$ означає так само зміну об'єму газу. Добуток цих величин $\Delta p \cdot \Delta v = R$ недає нам величину зовнішньої праці даного циклу. Через те вираз /30/ можемо переписати:

$$p_0 v_0 = \frac{R}{\alpha (t_1 - t_2 + t_3 - t_4)} \quad \ldots /31/$$

звідкиля:

$$R = p_0 v_0 \alpha (t_1 - t_2 + t_3 - t_4) \quad \ldots /32/$$

З виразів /28/ та /32/ дістаємо:

$$\eta = \frac{R}{Q} = \frac{p_0 v_0 \alpha}{C_p - C_v} \quad \ldots /33/$$

Як що переводитимемо дослід з воздухом при нормальному тисненні і для стосунку C_p/C_v візьмемо вартість, обчислену РЕНТҐЕНОМ /Röntgen/: $C_p/C_v = 1,4053$, то для величини γ дістанемо вартість: $\gamma = 428 \frac{кг.м}{в.кал.}$

§ 8. Здібність тіла довершувати працю залежить від низки відповідних чинників /ними є наприклад тягар тіла, висота піднесення його над поверхнею Землі, пружність, тепловий, електричний стан і инш./ Названі чинники відограють ролю ПАРАМЕТРІВ x), од вартости яких залежить змінна величина ВНУТРІШНЬОЇ ЕНЕРГІЇ даного тіла. При зміні хоча би одного зі згаданих параметрів зазнає відповідної зміни і внутрішня енергія тіла. Таку зміну ми можемо визначити дорогою спостережень як над самим тілом, так і над иншими фізичними тілами, що знаходяться під його впливом.

Цілий попередній виклад приводить нас до зрозуміння того основного факту, що ВНУТРІШНЯ ЕНЕРГІЯ СИСТЕМИ ЗРОСТАЄ В ТОМУ РАЗІ, КОЛИ ЗОВНІШНІ СИЛИ ДОВЕРШУЮТЬ НА НІЙ ПРАЦЮ, АБО КОЛИ ДО НЕЇ НАДХОДИТЬ ЗІ ЗОВНІ ТЕПЛО і що навпаки ЕНЕРГІЯ СИСТЕМИ МАЛІЄ, КОЛИ ВОНА ДОВЕРШУЄ ПРАЦЮ САМА /СУПРОТИ ЗОВНІШНІХ СИЛ/ АБО КОЛИ ВОНА СВОЄ ТЕПЛО ВІДДАЄ НА ЗОВНІ. При цьому не з'являється конче потрібним, щоби внутри системи енергія перебувала в тому самому вигляді, в якому вона надійшла до тіла; ЗАСАДА ЗБЕРЕЖЕННЯ ЕНЕРГІЇ, що є кутнім каміном цілого нашого наукового світогляду, вимагає лише того, щоби при названих умовах загальний приріст енергії або загальна страта енергії системи на протязі певного процесу рівнялися сумі затрачених або здобутих механичних праць та витворених

---

x/ ПАРАМЕТРАМИ називаються такі величини, які по природі своїй з'являються величинами ЗМІННИМИ, одначе при певних умовах можуть зберігати СТАЛУ вартість.

або зужитих кількостей тепла. Отже як що через $\mathcal{E}_o$ та $\mathcal{E}_1$ ми зазначимо ті кількости внутрішньої енергії, що їх система мала ПЕРЕД початком процесу /в первісному свойому стані/ та ПІСЛЯ його закінчення /в кінцевому свойому стані/, а через $\mathcal{L}$ та Q зазначимо кількости механичної праці та теплової енергії, які виявили себе під час перебігу процесу, та як що нарешті умовимося дві останні величини вважати додатними чи від'ємними відповідно до того, надходять вони до системи чи від неї відбираються,- цілий процес наш дістане таке символичне окреслення:

$$\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_o = \mathcal{L} + JQ \quad /34/,$$

себ-то ЗРІСТ ВНУТРІШНЬОЇ ЕНЕРГІЇ СИСТЕМИ ВИЗНАЧАЄТЬСЯ СУМОЮ МЕХАНИЧНОЇ ПРАЦІ, ДОВЕРШЕНОЇ ЗОВНІШНІМИ СИЛАМИ ТА ТЕПЛА, ПОБРАНОГО СИСТЕМОЮ ВІД ЗОВНІШНЬОГО ОТОЧЕННЯ /величина Q помножена на J для того, щоби кількість теплової енергії виразити в загальних одиницях енергії механичної/.

Взір /34/ уявляє собою МАТЕМАТИЧНИЙ ВИСЛІВ ПЕРШОЇ ТЕРМОДИНАМИЧНОЇ ЗАСАДИ.

Уявимо собі, що наша система, зазнавши низки змін й перейшовши через ряд станів, вернула до стану первісного, завершивши таким чином замкнений цикл. У такім разі енергія системи набула ту вартість, яку вона мала перед початком процесу. Отже маємо $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_o$, на основі чого дістаємо:

$$\mathcal{L} + JQ = 0 \quad /35/$$

Таким чином маємо сказати, що в тому разі КОЛИ СИСТЕМА МАТЕРІАЛЬНИХ ТІЛ ЗАЗНАЛА ПЕВНИХ ЗМІН, У ВИСЛІД ЯКИХ ВОНА ВЕРНУЛА ДО ПЕРВІСНОГО СВОГО СТАНУ,- ПРАЦЯ ЗОВНІШНІХ СИЛ $\mathcal{L}$ ТА ТЕПЛО Q, ЯКЕ ЗДОБУЛА СИСТЕМА, ЗВЯЗАНІ ПО МІЖ СОБОЮ ЗАЛЕЖНІСТЮ: $\mathcal{L} + JQ = 0$.

З виразу /35/ маємо:

$$\left.\begin{aligned} \mathcal{L} &= -JQ, \\ \text{або} \quad JQ &= -\mathcal{L} \end{aligned}\right\} \quad /36/$$

Перший з цих взорів показує, що в тому разі, КОЛИ СИСТЕМА ДОБУЛА ЗІ ЗОВНІ ТЕПЛО Q ВОНА ПЕРЕТВОРИЛА ЙОГО В ЕКВІВАЛЕНТНУ МЕХАНИЧНУ ПРАЦЮ L, ЗВЕРНЕНУ НА ПОБОРЕННЯ АКЦІЇ ЗОВНІШНІХ СИЛ. Другий взір показує, що в тому разі, КОЛИ ЗОВНІШНІ СИЛИ ДОВЕРШИЛИ НА ТІЛІ ПРАЦЮ L, У ВИСЛІД ІІ ЗНУТРИ ТІЛА ПОВСТАЛО ТЕПЛО Q.

До цього часу ми розглядали цикли КОНЕЧНИХ розмірів. Як що би мали цикл БЕЗКОНЕЧНО-МАЛИЙ, то основний взір /34/ змінів би відповідним чином свій вигляд. Тоді би ми мали:

$$dU = \Delta L + J.\Delta Q \ldots\ldots /37/,$$

де dU є дифференціал величини U, що є функцією певних параметрів /наприклад $U = f(p,v)$/, а ΔL та ΔQ означають відповідні елементарні зміни /не дифференціали, бо L та Q не творять собою функцій параметрів/ величин L та Q.

Приріст енергії системи при переході її від стану первісного до стану кінцевого визначиться в цьому разі інтегралом:

$$\int_0^1 dU = U_1 - U_0; \ldots\ldots /38/$$

§ 9. Засада еквівалентности тепла та механичної праці є безпосереднім вислідом закону збереження енергії. Але разом з тим вона з'являється найліпшим доказом правдивости названого закону. І в історичному розвитку нашої науки ми бачимо, що як-раз встановлення засади еквівалентности тепла та механичної праці привело до встановлення засади збереження енергії в цілому. Дійсно, звертаючись до історичних фактів, ми бачимо, що з'явлення двох класичних праць Р. МАЙЕРА та ГЕЛЬМГОЛЬЦА /Hermann von Helmholtz, професор фізики та фізіології; 1821-1894/, які вперше окреслили основні підвалини засади збереження енергії /R. Mayer „Bemerkungen über die Kräfte der unbelebten Natur“ 1842. H. v. Helmholtz „Über die Erhaltung der Kraft“ 1847/ є безпосереднім вислідом переведених перед тим експериментальних досліджень Джуля, Гирна та того ж Р. Майера. Таким чином праці названих дослідників по визначенню механічного еквіваленту тепла послужили імпульсом до вишукання більш загальної засади, що обіймала би собою не лише механичні та теплові, а й усі без винятку инші процеси природи. Так окреслюється в історичній перспективі шлях, який кінець кінцем привів Гельмгольтца до сформульовання засади збереження живої сили в термінології його, або засади збереження енерґії в термінології нашій сучасній.

Засаді збереження енерґії ми надаємо широко-універсальний характер, підводючи під її чинність увесь всесвіт у цілому. Досвідна перевірка названої засади обмежена одначе, по умовах нашого існування, простором та часом. Своїми експериментальними засобами ми можемо оперувати лише в обмежених границях, що відповідають ультра-мінімальному елементу безмірного всесвіту і такому ж ультра-малому моменту часу. Одначе і в цих умовах основний закон природи надається до експериментальної його перевірки. З цією метою ми маємо лише вибрати для своїх спостережень таку систему матеріальних тіл, яка на тіла, що до неї не належать, жадним чином не впливає, рівним чином як і сама будь-яким впливам з боку названих тіл не підпадає. Таку систему ми назовемо СИСТЕМОЮ ІЗОЛЬОВАНОЮ або КОНСЕРВАТИВНОЮ. Консервативна система характеризується тим, що ЯКІБ ПРОЦЕСИ ВНУТРИ НЕЇ НЕ ВІДБУВАЛИСЯ І ЯКИМ БИ ЗМІНАМ НЕ ПІДПАДАЛА ЕНЕРҐІЯ СКЛАДОВИХ ЕЛЕМЕНТІВ СИСТЕМИ, ЗАГАЛЬНА СУМА ЕНЕРҐІЇ ЦИХ ЕЛЕМЕНТІВ, СЕБ-ТО ЕНЕРҐІЯ ЦІЛОЇ СИСТЕМИ ЗАВШЕ ЛИШАЄТЬСЯ НЕЗМІННОЮ. Таким чином ті перетворення енерґії з однієї форми в инші форми і ті переходи її від одних тіл до других, якими характеризується кожний фізичний процес, на загальну величину енерґії цілої системи НЕ ВПЛИВАЮТЬ.

Взявши на увагу, що наш всесвіт творить собою систему консервативну КЛАУЗІУС /Clausius/ прийшов /року 1847/ до наступного кардинальної ваги висновку: ЕНЕРГІЯ ВСЕСВІТУ УЯВЛЯЄ СОБОЮ ВЕЛИЧИНУ С Т А Л У. Це твердження можемо вважати одним зі сформульовань закону збереження енергії.

До недавнього часу закон збереження енергії вважався за ОДИН З ДВОХ стовпів, на яких спочивала ціла будівля всесвіту. Ролю другого з названих стовпів відогравав ЗАКОН ЗБЕРЕЖЕННЯ МАСИ. Новітня наука, наука наших днів, зробивши сміливий крок наперед, устами т.зв. ТЕОРІЇ ЗГЛЯДНОСТИ висловлює те виключно-цікаве твердження, що МАСА, ЯКО САМОСТІЙНИЙ ЧИННИК НЕ ІСНУЄ, ЩО ВОНА З'ЯВЛЯЄТЬСЯ ЛИШЕ ПЕВНИМ ВИЯВОМ ЕНЕРГІЇ - тією формою, в якій ми цю останню переймаємо - і що через те ЗАКОН ЗБЕРЕЖЕННЯ МАСИ НАЛЕЖИТЬ РОЗГЛЯДАТИ, ЯКО БЕЗПОСЕРЕДНІЙ ВИСЛІД ЗАКОНУ ЗБЕРЕЖЕННЯ ЕНЕРГІЇ; останній таким чином набирає характеру ПОВНОЇ УНІВЕРСАЛЬНОСТИ.

Ширший розгляд і належне угрунтовання наведеного вище твердження вивело би нас за вузькі рамки цієї праці. Через те більше на ньому ми тут зупинятися не будемо.

§ 10. Одним з головних моментів у науковому думанні доби середневіччя, яке перебувало під остільки характерними для цієї доби теологичними та схоластичними впливами, з'являються спроби винайти експериментально-науковою дорогою ріжні чудодійні чинники, які би кардинально змінили обставини убогого земного життя й відкрили людськости двери до парини щастя. "Філософський камінь та "життєвий елексір" середневічних алхеміків є найбільш яскравими прикладами дитячих мрій представників тогочасного знання. До названих мрій належить також і ідея ВИШУКАННЯ "*perpetuum mobile*", себ-то винахід такої машини, яка би перебувала у безнастанному русі і не тільки самостійно піддержувала цей рух, а випродуковувала б також корисну механичну працю, з'являючись таким чином ВІЧНИМ ДЖЕРЕЛОМ ЕНЕРГІЇ, яку вона творила би з нічого. Сотні, а може й тисячі людей попрацювали свого часу над справою осягнення цієї важливої ідеї [x]. Спроби в цьому напрямку, як це не дивно, не припиняються і в наші дні, хоча ще року 1775 Паризька Академія Наук, після докладного обміркування справи, прийняла ухвалу про те що, всі проекти по розвязанню проблеми "*perpetuum mobile*" розгляду Академії не підлягають. "Вічна машина" описаного вище типу має назву "*perpetuum mobile* першого роду." Отже бачимо, що одним з вислідів першої термодинамичної засади є твердження: *perpetuum mobile* ПЕРШОГО РОДУ Є НЕМОЖЛИВИМ.

§ II. Звернемося ще до основного взору /34/. Величина $\mathcal{E}_0$ означає в ньому енергію, яку система мала в ПЕРВІСНОМУ своєму стані, величина $\mathcal{E}_1$ означає енергію, яку система має в стані КІНЦЕВОМУ. Від стану первісного до стану кінцевого система дійшла дорогою певного циклу, при якому було довершено зовнішню працю $\mathcal{L}$ й витворено тепло Q. Але від того ж первісного стану до того ж кінцевого стану система могла би перейти дорогою якогось ИНШОГО циклу, від першого відмінного. Як що би при цьому довершено було зовнішню працю $\mathcal{L}'$ й витворено тепло Q', то для окреслення даного циклу ми би написали такий взір:

$$\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_0 = \mathcal{L}' + JQ'; \quad \ldots\ldots /39/$$

Порівнявши цей взір зі взором /34/ дістаємо:

$$\mathcal{L}' + JQ' = \mathcal{L} + JQ; \quad \ldots\ldots /40/$$

Отже дістаємо ще одне сформульовання закону збереження енергії, а саме: КОЛИ СИСТЕМА МАТЕРІЯЛЬНИХ ТІЛ ПЕРЕХОДИТЬ ВІД СТАНУ ПЕРВІСНОГО ДО СТАНУ КІНЦЕВОГО ВАРТІСТЬ ВИРАЗУ $\mathcal{L}+JQ$ /В ЗАГАЛЬНОМУ ВИПАДКУ ВІДМІННА ВІД НУЛЯ/ НЕ

---

x/ Ці спроби основувались на нерозумінні процесів природи, звязаних з вічним рухом /рух небесних світил, вітри, приплив та відпливи моря й т.инш./ і хибному тлумаченні характеру цих процесів та їхніх причин.

ЗАЛЕЖИТЬ ВІД ТИХ ПРОМІЖНИХ СТАНІВ, ЧЕРЕЗ ЯКІ СИСТЕМА ПЕРЕЙШЛА ДО СТАНУ КІНЦЕВОГО ВІД СТАНУ ПЕРВІСНОГО.

§ 12. Прикладення першої термодинамичної засади до тіл газових дозволяє легко зрозуміти причини відомої нам ріжниці поміж вартостями питомих тепловабирностей цих тіл при сталому тисненні / C_p / та при сталому обсязі / C_v /.

Уявимо собі, що в циліндрі AB /рис. 8/ під смоком його S знаходиться I кгр. воздуху, який має температуру 0°С. й перебуває під тисненням у 760 мм. Огріємо цю масу воздуху до температури I°, утримуючи відповідним тисненням смок на його місці /$v = Const.$/. Досвід покаже, що для цього нам доведеться зужити 0,17 вел. калорій. Дозволимо тепер смоку при росширі газу вільно порушуватися. При таких умовах /$p = Const$/, як показує підрахунок, смок довершить працю в 29,27 кгрм.- м.; тепловим еквівалентом цієї величини буде: $\frac{29{,}27}{427} = 0{,}0685$ Калор..

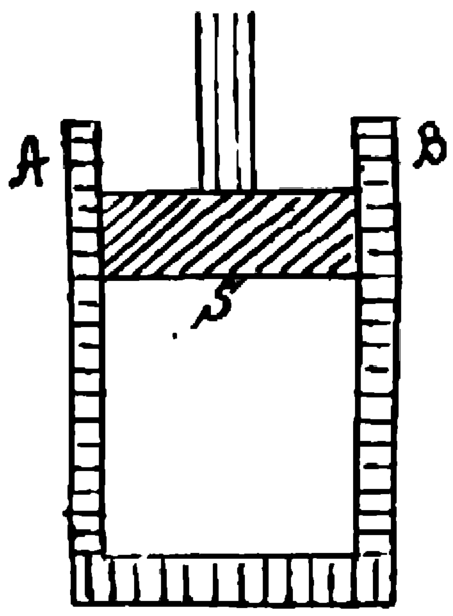


Рис. 8.

Отже бачимо, що для того, щоби довести тепловий стан газу до високи +I°С необхідно первісну порцію тепла збільшити на 0,0685 калорій. Таким чином дістаємо:

$$C_v = C_p + 0{,}0685 = 0{,}17 + 0{,}0685 = 0{,}2385$$

що для величини $K = C_p/C_v$ дає вартість I,407 дуже близьку до знайдених на досвіді.

РОЗДІЛ ДРУГИЙ.

ФІЗИЧНИЙ ПРОЦЕС І ЙОГО РІЖНІ ВИДИ.

§ 13. Стан системи матеріяльних тіл в будь-який мент часу характеризується певними ВАРТОСТЯМИ де-кількох відповідно-вибраних фізичних величин /наприклад: обсягу, тиснення, температури/. Такі величини відограють ролю НЕЗАЛЕЖНИХ ОДИН ВІД ДРУГОГО ПАРАМЕТРІВ. Коли в бігом часу хоча би один з цих параметрів зазнає тих або инших змін, ми кажемо, що система підпадає певному ФІЗИЧНОМУ ПРОЦЕСУ. Таким чином зміні кождого параметру відповідає певний фізичний процес Коли така зміна тимчасово не відбувається, ми кажемо, що зглядно даного процесу система перебуває в стані рівноваги. Умови, при яких це має місце, називаються УМОВАМИ РІВНОВАГИ. Система, що задовольняє умовам рівноваги для одного процесу, може не задовольняти їм для процесу другого. Наприклад безпосередньо після осягнення стану ХЕМИЧНОЇ рівноваги при сполученні двох обсягів водня з одним обсягом кисеня, ми не маємо стану рівноваги ТЕПЛОВОЇ, бо витворене при названій реакції тепло, простуючи до більш холодних тіл, перебуває в стані руху.

Ті фізичні величини, які ми не приняли за параметри, творють собою ФУНКЦІЇ ОСТАННІХ /наприклад густота є функція маси та обсягу/; це означає що при даному стані системи вони /в протилежність параметрам/ не можуть мати довільних вартостей і що вартість кожного з них визначається вартостями відповідних параметрів /наприклад при даних температурі та тисненні густота тіла може мати одну - єдину вартість/ Згадані вище фізичні величини називаються

ФУНКЦІЯМИ СТАНУ; таку назву вони дістають через те, що їхні вартости для будь-якого менту часу визначаються ВИКЛЮЧНО СТАНОМ СИСТЕМИ в цей мент і цілком не залежать від тих шляхів, якими до даного стану система дійшла.

§ 14. Ознайомлення з різними процесами природи, з окрема з процесами зміни стану скупности та з процесами хемичного розкладу й хемичного сполучення приводить нас до певного висновку, який можна сформулювати так: КОЛИ ДЛЯ ПЕРЕВЕДЕННЯ СИСТЕМИ ТІЛ ВІД СТАНУ A ДО СТАНУ B БУЛО ЗУЖИТО ПЕВНУ КІЛЬКІСТЬ ТЕПЛОВОЇ ЕНЕРГІЇ, ТО ТУЖ САМУ КІЛЬКІСТЬ ТЕПЛА ПРИ ВІДВОРОТНОМУ ПЕРЕХОДІ ВІД СТАНУ B ДО СТАНУ A СИСТЕМА ВІДДАЄ НА ЗОВНІ.

Отже бачимо, що при одних умовах система ПОБИРАЄ тепло, яко достарчається їй зі зовні при инших умовах вона його ПОВЕРТАЄ зовнішньому оточенню. Процес, який відповідає першим умовам називається ПРОЦЕСОМ ЕНДОТЕРМИЧНИМ; процес, що відповідає другим умовам, називається ПРОЦЕСОМ ЕКЗОТЕРМИЧНИМ.

§ 15. Як що зміна стану тіла /чи системи тіл/ відбувається при тій умові, що на протязі цілого процесу ТЕМПЕРАТУРА ТІЛА /чи системи/ ЗБЕРІГАЄ СТАЛУ ВАРТІСТЬ, то такий процес дістає назву ПРОЦЕСУ ІЗОТЕРМИЧНОГО. Закон Бойля $/pv = Const/$ якому з певній мірі задовольняє газ ідеальний і в певному наближенні гази натуральні, стосується як раз до такого ізотермичного процесу $/t = const/$, бо лише при сталій температурі обсяг газу творить собою певно-означену функцію зовнішнього тиснення. При цьому, коли газ від обсягу v_1 стискається до обсягу v_2 $/v_2 < v_1/$ ЗОВНІШНІ сили довершують на ньому працю:

$$R = p(v_1 - v_2); \quad \ldots /41/$$

при відворотному процесі росширу газу від обсягу v_2 до обсягу v_1 таку ж працю R довершують ВНУТРІШНІ сили пружиности.

Та праця R, яку на даній масі газу доверщують ЗОВНІШНІ сили, кінець-кінцем перетворюється в еквиваленту кількість тепла, яку для утримання газу при сталій температурі t необхідно ВІД НЬОГО ВІДІБРАТИ.

Так само при доверщенні праці росширу ВНУТРІШНІМИ силами газу для утримання газу при сталій температурі необхідно НАДАТИ ЙОМУ /зі зовні/ ту ж кількість тепла, еквиваленту праці R. Отже бачимо, що ПРОЦЕС ІЗОТЕРМИЧНОГО СТИСНЕННЯ є звязаний з охолодженням тіла, а ПРОЦЕС ІЗОТЕРМИЧНОГО РОСШИРУ є звязаний з ОГРІТТЯМ останнього.

§ 16. Як що зміна устані тіла /чи системи тіл/ відбувається в таких умовах, що тіло /чи система/ ЖАДНОГО ТЕПЛА ВІД ЗОВНІШНЬОГО ОТОЧЕННЯ НЕ ДІСТАЄ Й САМО /САМА/ НА ЗОВНІ ЙОГО НЕ ВІДДАЄ, то названий процес дістає назву ПРОЦЕСУ АДІАБАТИЧНОГО. Отже приходимо до такого висновку: ВСЯКЕ ТЕРМИЧНО-ІЗОЛЬОВАНЕ ТІЛО МОЖЕ ПІДПАДАТИ ЛИШЕ ПРОЦЕСАМ АДІАБАТИЧНИМ. На практиці таких умов повної ізольованности ми мати не можемо. Термично-ізольованим не може вважатися /як про те помилково зазначають де-які автори/ навіть тіло, вміщене до порожнечі, бо воно віддає на зовні своє тепло через ПРОМІНЮВАННЯ; отже випадає так ніби то в умовах реальної дійсности адіабатичний процес не є можливим. Теоретично це справді так, але на практиці адіабатичні процеси, хоч, правда, не в абсолютно-чистому вигляді, надаються всеж до здійснення. Для цього лише доводиться названі процеси переводити ДУЖЕ ШВИДКО, щоби ЗВЕСТИ ДО МОЖЛИВОГО МІНІМУМУ ОБМІН ТЕПЛА ПОМІЖ ТІЛОМ ТА ЗОВНІШНІМ ОТОЧЕННЯМ. Прикладом такого процесу може служити РАПТОВИЙ росшир газу, при якому він зазнає охолодження з тіеї причини, що за дуже короткий протяг часу, який триває процес росширу, тепло від зовнішнього оточення не встигає перейти до газу; теж стосується й до раптового стиснення газу, коли витворене працею зовнішніх сил тепло, не встигає передатися від молекул газу до зовнішнього оточення.

§ 17. Усім фізичним процесам термодинамика дає найзагальнішу класіфікацію, поділяючи їх на процеси ЗВОРОТНІ ТА НЕЗВОРОТНІ. Перед тим, як підійти до визначення двох названих понять, зупинимо свою увагу на тому факті, що всі зміни фізичних величин, якими характеризується фізичний процес, є змінами ТЯГЛИМИ, і що від певного стану A до другого такого ж стану B усяка система переходить ЧЕРЕЗ БЕЗКОНЕЧНЕ, А НЕ КОНЕЧНЕ ЧИСЛО ПРОМІЖНИХ СТАНІВ. Отже процес назовемо ЗВОРОТНИМ У ДАНОМУ ІНТЕРВАЛІ A ..... B, ЯК ЩО ПРИ ДОВЕРШЕННІ ЙОГО В НАПРЯМНОСТИ*) ВІД B ДО A СИСТЕМА ПРОХОДИТЬ ЧЕРЕЗ УСІ БЕЗ ВИНЯТКУ ТІ СТАНИ, ЧЕРЕЗ ЯКІ ВОНА ПРОХОДИЛА ПРИ ДОВЕРШЕННІ ПРОЦЕСУ В НАПРЯМНОСТИ ВІД A ДО B. Процес, який названій умові не задовольняє, ми назовемо процесом НЕЗВОРОТНИМ. Повсякденне життя подає нам безліч прикладів незворотних процесів. Сюди належить віднести процеси РОСЧИНЕННЯ, ДИФФУЗІЇ, ОСМОСУ, процеси ПОШИРЕННЯ ТЕПЛА /в формі теплопроводности конвекції та промінньовання/, різноманітні процеси, СПРЯМОВАНІ ДО ВИРІВНЯННЯ НАПРУЖЕНЬ /наприклад РОСШИР ГАЗУ ПРИ ПЕРЕХОДІ ЙОГО ДО ПОРОЖНЕЧІ ЧИ ЗАГАЛОМ ВІД СФЕРИ БІЛЬШОГО ТИСНЕННЯ ДО СФЕРИ МЕНШОГО ТИСНЕННЯ/.

Уважне ознайомлення з різноманітними натуральними процесами, що відбуваються в цілій природі, приводить нас до того цікавого й дуже важливого висновку, що ВСІ БЕЗ ВИНЯТКУ ПРОЦЕСИ ПРИРОДИ УЯВЛЯЮТЬ СОБОЮ ПРОЦЕСИ Н Е З В О Р О Т Н І. Чим же характеризуються ці натуральні процеси; яку-саме мають вони СПІЛЬНУ рису, що всіх їх робить незворотними. Ближчий аналіз процесів природи показує, що спільним для їх з'являється те, що всі вони ПРОСТУЮТЬ ДО СТАНУ РАВНОВАГИ. Справді: вода в сполучених посудинах

х/ Згідно ухвалі Термінологічної Комісії при С.-Г. Інжинерному Відділі У.Г.А. термін "НАПРЯМОК" зберігається лише для ліній простих: для ліній же кривих вводиться тернамагається звести свої вільні поверхні до одного позему, газ простує до вирівнання в усіх частинах свого обсягу тиснень, росчин так само намагається вирівняти неоднакову в різних його місцях концентрацію, тепло переходить від тіл більш огрітих до тіл, огрітих менше, вирівнюючи при цьому температуру, і т.д., і т.д. Отже цей напрямок перебігу всіх без винятку процесів природи й пояснює нам через що саме вони з'являються процесами незворотними. Таким чином, виходючи з двох тверджень:

1. ВСІ ПРОЦЕСИ ПРИРОДИ ПРОСТУЮТЬ ДО СТАНУ РІВНОВАГИ і

2. ВСЯКА СИСТЕМА, ОСЯГНУВШИ СТАНУ РІВНОВАГИ, НЕ МОЖЕ САМА СОБОЮ З НЬОГО ВИЙТИ,

ми дорогою безпосередніх логічних міркувань приходимо до третього твердження, а саме, що ВСІ ПРОЦЕСИ ПРИРОДИ СУТЬ ПРОЦЕСИ НЕЗВОРОТНІ.

Звичайно, всяку систему, що, вийшовши зі стану A, дійшла кінець-кінцем до стану рівноваги B, ми при певних умовах можемо знову вернути до первісного стану A. Але для цього нам ДОВЕДЕТЬСЯ ЗУЖИТИ ОСОБЛИВИХ ЗУСІЛЬ, ВИКОРИСТАТИ АКЦІЮ ПЕВНИХ ЗОВНІШНІХ СИЛ І ПРОЦЕС $B \rightarrow A$ ДОВЕРШИТИ ДОРОГОЮ ЦІЛКОМ ВІДМІННОЮ ВІД ТІЄЇ, ЯКОЮ ВІДБУВСЯ ПРОЦЕС $A \rightarrow B$. Внаслідок зужиття згаданих зусиль ПОВСТАНУТЬ ПЕВНІ ЗМІНИ В ТИХ ЗОВНІШНІХ ТІЛАХ, З ЯКИХ МИ КОРИСТАЛИ ДЛЯ ПЕРЕВЕДЕННЯ ПРОЦЕСУ $B \rightarrow A$. Отже бачимо, що в той час, коли процес $A \rightarrow B$ відбувався САМОСОБОЮ, так би мовити НАТУРАЛЬНО, процес $B \rightarrow A$ ВИМАГАЄ ВТРУЧАННЯ ЗОВНІШНІХ ЧИННИКІВ, за рахунок котрих його лише й щастить перевести. В тому випадку, коли би наш процес був ЗВОРОТНИМ, до помочі згаданих чинників звертатися не довелося би.

Всі процеси природи відбуваються в певною КОНЕЧНОЮ скорістю. Через те стану рівноваги вони можуть осягнути лише в тому випадку, коли від названого стану вони зна-

---

мін "НАПРЯМНІСТЬ", що відповідає французькому „Sens" ходяться НА КОНЕЧНОМУ ВІДДАЛЕННІ. Таким чином ми можемо висловити твердження, що ВСІ ПРОЦЕСИ, ЯКІ ЗНАХОДЯТЬСЯ НА КОНЕЧНОМУ ВІДДАЛЕННІ ВІД СТАНУ РІВНОВАГИ Й ВІДБУВАЮТЬСЯ З КОНЕЧНОЮ СКОРІСТЮ, СУТЬ ПРОЦЕСИ НЕЗВОРОТНІ.

§ 18. А як же стоїть справа з процесами зворотними; чи з'являються вони загалом можливими, й що є необхідним для їхнього довершення? Щоби з'ясувати цю справу, згадаймо передусім про те що процес $B \rightarrow A$ може роспочатися допіру тише тоді, коли закінчився процес $A \rightarrow B$ й система осягла стану рівноваги B. Поки не виконана ця вимога не можемо трактувати про "зворотність" процесу. Отже бачимо, що АЖ ДОТИ, ПОКИ СИСТЕМА НЕ ОСЯГНУЛА СТАНУ РІВНОВАГИ ПРОЦЕС ЗВОРОТНИМ БУТИ НЕ МОЖЕ. Пояснимо це на прикладах: Поширення газу в порожнечу має тривати так довго, аж поки в місці, яке спочатку виповнював газ і в місці, що займала порожнеча, не встановиться ОДНАКОВЕ ТИСНЕННЯ. Поки такий процес вирівняння тиснень не закінчений БУДЬ-ЯКА БЕЗКОНЕЧНА-МАЛА ЗМІНА В СТАНІ ГАЗУ НЕ МОЖЕ СПРАВИТИ ЗВОРОТНЬОГО ПРОЦЕСУ ПЕРЕХОДУ ГАЗУ ВІД МІСЦЯ, В ЯКОМУ БУЛА ПОРОЖНЕЧА, ДО МІСЦЯ, ЩО ВІДПОВІДАЄ ПЕРВІСНОМУ ОБСЯГУ ГАЗА. Так само коли ми маємо НЕНАСИЧЕНИЙ РОСЧИН, то аж доти, поки останній не осягнув СТАНУ НАСИЧЕННЯ, будь-яка безконечно-мала зміна в його стані, не в силі справити зворотнього процесу ВИДІЛЕННЯ З НЬОГО КРИСТАЛІВ. І навпаки до початку такого процесу після осягнення стану насичення спричиниться вже НАЙМЕНШЕ охолодження росчину.

З'аналізувавши наведені приклади, ми приходимо до наступного визначення: ПРОЦЕС ЗВОРОТНИЙ ЦЕ Є ТАКИЙ ПРОЦЕС, ПРИ ЯКОМУ СИСТЕМА В КОЖДИЙ МЕНТ ЧАСУ БЕЗМЕЖНО-МАЛО ВІДДАЛЕНА ВІД СТАНУ РІВНОВАГИ.

Процеси натуральні, як ми вже про те зазначали, знаходяться на КОНЕЧНОМУ віддаленні від стану рівноваги. Це нам і пояснює через що-саме всі процеси природ окреслюються яко процеси НЕЗВОРОТНІ. До ідеалу зворотности такі процеси можуть НАБЛИЖУВАТИСЯ В БІЛЬШІЙ ЧИ МЕНШІЙ МІРІ, не задовольняючи йому одначе ніколи в цілому.

Це не повинно нас в найменшій мірі вдивувати, як що ми пригадаємо умови, в яких відбуваються всі процеси нашого реального життя, звязані з певною непродукційною стратою енергії, що ставиться ТЕРТЯМ. Останього ми ніде й ніяк уникнути не можемо, воно виявляється на кождому кроці не лише в формі тертя ЗОВНІШНЬОГО, що так виразно нагадує про себе при праці усіх без винятку механізмів, а також і в формі тертя ВНУТРІШНЬОГО, що має місце по-між молекулами тіл й утруднює їх взаємні пересунення. Таким чином при всякомі натуральному процесі частина внутрішньої енергії системи у вислід тертя КОНЧЕ перетворюється в тепло, що, як довідаємося пізніше, уявляє собою нижчу, найменш цінну форму енергії. Отже така витрата внутрішньої енергії системи на поборення рішних опорів, унеможливлює на практиці самостійне поверенення системи до первісного її стану.

З поданого вище визначення зворотнього процесу слідує, що ДЛЯ НАБЛИЖЕННЯ РЕАЛЬНОГО ПРОЦЕСУ ДО ІДЕАЛУ ПРОЦЕСУ ЗВОРОТНЬОГО НЕОБХІДНО ПЕРЕВОДИТИ ЙОГО ТАК, ЩОБИ ПІСЛЯ КОЖДОЇ БЕЗМЕЖНО-МАЛОЇ ЗМІНИ СТАНУ СИСТЕМИ ВИЧІКУВАТИ ВІДПОВІДНИЙ ПРОТЯГ ЧАСУ, НЕОБХІДНИЙ ДЛЯ НОВОГО НАБЛИЖЕННЯ СИСТЕМИ ДО ПОЛОЖЕННЯ РІВНОВАГИ. Таким чином приходимо до наступного висновку: В РЕАЛЬНИХ УМОВАХ ЗВОРОТНИЙ ПРОЦЕС МАЄ ТРИВАТИ БЕЗКОНЕЧНО-ДОВГИЙ ЧАС.

При яких же умовах ми могли би дістати зворотні процеси в чистому вигляді. З попереднього викладу слідує, що ці умови ми мали би тоді, коли б БУЛО УСУНЕНО ВСІ БЕЗ ВИНЯТКУ ОПОРИ Й РУХ МАТЕРІЯЛЬНИХ ОБ'ЄКТІВ ВІДБУВАВСЯ БЕЗ НАЙМЕНШОГО ТЕРТЯ. Тоді механична енергія не витрачалася б на витворення тепла й процес тривав би необмежений час. Це було би наприклад з колесом, приведеним в оборотовий рух довкола його вони. Не зазнаючи при цьому найменшого тертя, колесо порушувалося би безнастанним рівномірним рухом. Такий процес, як і всякий инший ПЕРІОДИЧНИЙ процес, був би ЗВОРОТНИМ, бо умови переходу де-якої точки M з положення M_1 до положення M_2 /рис.9/ в повній мірі відповідають умовам переходу її з положення M_2 до положення M_1. Отже бачимо, що всі ДОКЛАДНО-ПЕРІОДИЧНІ ПРОЦЕСИ З'ЯВЛЯЮТЬСЯ ПРОЦЕСАМИ ЗВОРОТНИМИ.

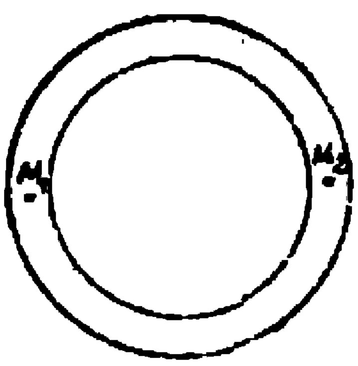


Рис. 9.

На ширшому освітленню де-яких з порушених тут питань ми зупинимося пізніще.

РОЗДІЛ III.

СПЕЦІАЛЬНА РОЗВІДКА ПРО ГАЗИ.

§ 19. В свойому місці /§ 8/ ми зазначили, що стан тіла В КОЖДИЙ МЕНТ ЧАСУ ВИЗНАЧАЄТЬСЯ ЧИСЛОВИМИ ВАРТОСТЯМИ ВІДПОВІДНИХ ПАРАМЕТРІВ. Для газів ролю таких параметрів відограють які-небудь ДВІ величини з числа трьох: ОБСЯГУ, ТИСНЕННЯ та ТЕМПЕРАТУРИ x/. Таким чином заданням числових вартостей будь-якої пари названих величин стан газу для даного менту часу визначається повністю. Як що дві такі величини ми розглядатимемо, яко незалежні змінні, то тертя окреслиться, яко ФУНКЦІЯ цих двох величин. Так що, наприклад, надавши певні вартости величинам p та t, ми дістанемо цілком означену вартість величини v.

Візьмемо певну масу газу m і піддамо її огріванню при сталому обсязі. Нехай первісна температура газу /по абсолютній скалі/ виносила T_0, а остаточна є T. Тоді кількість затраченого тепла окреслиться виразом:

$$Q_v = m c_v (T - T_0); \quad \ldots /42/$$

Помноживши цей вираз на величину J, себ то перечисливши витворене тепло на механичну працю, ми дістанемо величину, яка окреслить нам ЗРІСТ ЕНЕРГІЇ даної газової маси. Отже, як що первісну енергію газу зазначимо через $\mathcal{E}_0$, а остаточну через $\mathcal{E}$.

---

x/ Як що одній з цих величин надамо сталу вартість, то дві инші не зможуть уже змінюватися кожда САМОСТІЙНО. Цю властивість захова лише одна величина, а друга ОБЕРНЕТЬСЯ В ЇЇ ФУНКЦІЮ. Такому стану річей відповідає наприклад ЗАКОН БОЙЛЯ (t-Const; v-f/p) то виможемо написати:

$$\Delta \mathcal{E} = \mathcal{E} - \mathcal{E}_0 = J m c_v (T - T_0); \ldots\ldots \quad /43/$$

Величини J, m та c_v уявляють собою константи; отже зі взору /43/ бачимо, що зріст внутрішньої енерґії газу є просто - пропорціональний до зміни абсолютної температури.

Покладаючи у взорі /43/ $T_0 = 0$ і приймаючи при цьому $\mathcal{E}_0 = 0$ /себ-то вважаючи, що при температурі абсолютного нуля внутрішня енерґія газу обертається в нуль/ дістанемо більш загальний взір:

$$\mathcal{E} = J m c_v T \ldots\ldots \quad /44/,$$

себ-то, що ВНУТРІШНЯ ЕНЕРҐІЯ ГАЗУ Є ПРОСТО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНА ДО АБСОЛЮТНОЇ ТЕМПЕРАТУРИ.

§ 20. Встановлення певної залежности внутрішньої енерґії газу від його температури натурально висовує далі питання про МОЖЛИВУ ЇЇ ЗАЛЕЖНІСТЬ ВІД ОБСЯГУ ГАЗУ. Перший присвятив увагу цьому питанню ДЖУЛЬ; перевівші відповідні досвіди, він прийшов до наступного висновку:

ЯК ЩО ГАЗ РОСТИСКУЄТЬСЯ БЕЗ ДОВЕРШЕННЯ ЗОВНІШНЬОЇ ПРАЦІ, ТО ПРИ ЦЬОМУ НЕ МАЄ МІСЦЯ А НІ ЗМІНА ТЕМПЕРАТУРИ ГАЗУ, А НІ ВІДДАЧА НИМ ТЕПЛА НА ЗОВНІ ЧИ ПОБИРАННЯ ТЕПЛА ВІД ЗОВНІШНЬОГО ОТОЧЕННЯ.

Наведене твердження носить назву ЗАКОНА ДЖУЛЯ.

Ознайомимося зі схемою Джулевого досвіду. Дві однакові мідяні посудини A та B /рис.10/ лучаться по-між собою трубками a та b, в місці стику яких знаходиться кран k. Перша посудина містить зовдух /чи якийсь инший газ/, стиснений поверх 20 атмосфер, друга посудина до можливо-високого степеня евакуована. Обидві

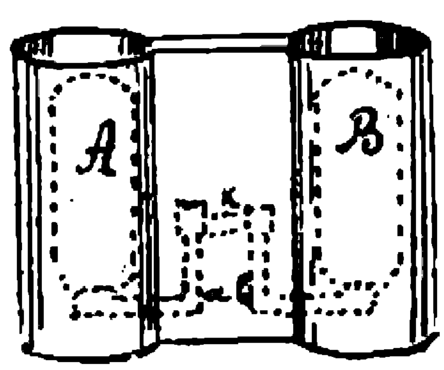


Рис. 10.

посудини, рівним чином як і трубки та крант можуть спускатися до калориметричних посудин - або до окремих, як то показано на рис.II, або до однієї спільної, як то зазначено на рис.10.

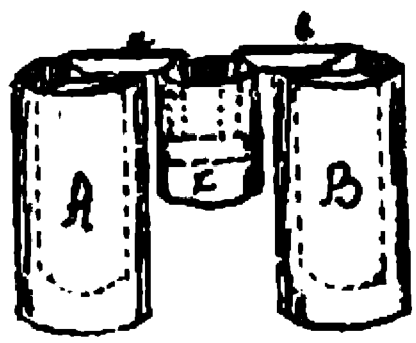


Рис. 11.

У першому випадку пі-ля відкриття кранту і вступу воздуху до посудини *B* спостерігається піднесення його температури в посудині *B* і зниження її в посудині *A*; в другому випадку піднесення температури та її зниження суммуються й ОСТАТОЧНА ТЕМПЕРАТУРА КАЛОРИМЕТРУ МАЙЖЕ НЕ ВІДРІЖНЯЄТЬСЯ ВІД ТЕМПЕРАТУРИ ПЕРВІСНОЇ. Той факт, що газ, зазнавши росширу, не змінює своеї первісної температури, приводить нас. на основі тверджень попереднього §, до висновку, що ВНУТРІШНЯ ЕНЕРГІЯ ГАЗУ ВІД ЙОГО ОБСЯГУ НЕ ЗАЛЕЖИТЬ.

Стоючи на грунті закону Джуля ми маемо сказати, що коли газова маса, зазнаючи тих або инших змін, підпадае акції ЗОВНІШНІХ сил, газ зберігатиме сталу вартість своеї температури в тому разі, коли кількість абсорбованого ним тепла справлятиме собою еквивалент зовнішньої праці.

Таким чином закон Джуля можна подати в иншому, більш загальному сформульованні, а саме: КОЛИ ДАНА МАСА ГАЗУ ЗАЗНАЄ ТИХ АБО ИНШИХ ЗМІН, ТО УМОВОЮ ЗБЕРЕЖЕННЯ ГАЗОМ СТАЛОЇ ТЕМПЕРАТУРИ Є ЕКВИВАЛЕНТНІСТЬ ПОГЛИНЕНОЇ ГАЗОМ КІЛЬКОСТИ ТЕПЛА ТА ДОВЕРШЕНОЇ НА НЬОМУ ЗОВНІШНЬОЇ ПРАЦІ.

§ 21. Закон Джуля з'являеться певним доповненням двох основних законів, установлених для газових тіл: закону Бойля та закону Гей-Люсака. Два останніх з'являються, як нам відомо, законами ПРИБЛИЗНИМИ; отже само собою напрошується запитання: є точним чи так само приблизним третій закон газових тіл - закон Джуля. Спробу дати відповідь на це запитання перевів свого часу сам Джоуль в купі з В.Томсоном /лордом Кельвіном/; свої дослідження Джуль та В.Томсон базували на спостереженні теплових ефектів, звязаних з процесом витікання газу. Схема їхнього досвіду була наступна: Довга труба MM', виготовлена з мало-теплопроводного матеріа-

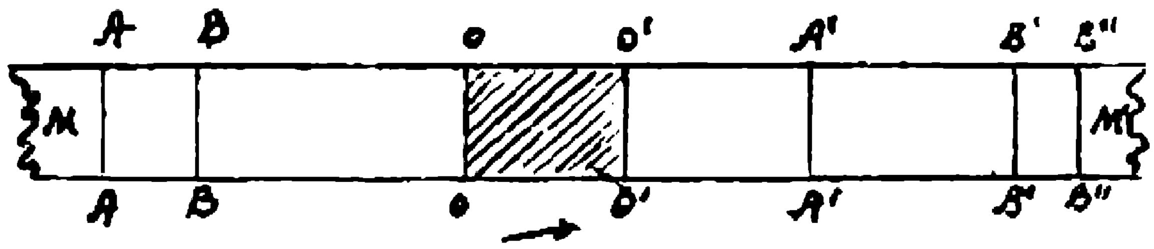


Рис. 12.

лу, розгороджується на дві частини туго збитим вовняним або бавовняним тампоном OO'; один кінець труби $/M/$ є злучений з газометром, у якому газ перебуває під тисненням p_1; другий кінець труби $/M'/$ злучено з другим газометром, що містить той же газ, але під иншим тисненням p_0, меншим от першого. До поміру температури газу служать уміщені в рiжних частинах труби чулі термометри. Через те, що тампон проводить газ дуже позільно, на цілому просторі лівої половини трубки $/OM/$ тиснення газу має вартість p_1 і так само на цілому просторі правої половини трубки $/O'M'/$ тиснення має вартість p_0.

Розглянемо масу газу в межах $AOOA$ з одного боку тампону і в межах $O'A'A'O'$ з другого боку його. Уявимо тепер, що розпочався процес переходу газу через тампон і що за певний протяг часу через нього перейшла одиниця маси газу. Нехай далі за названий протяг часу верства воздуху AA пересунулася в положення BB, а верства $A'A'$ перейшла до положення $B'B'$. При описанному стані річей зміни в стані газу захоплюють з одного боку обсяг $ABBA$, а другого боку $A'B'B'A'$. Стан газу в межах обсягу $BA'A'B$ лишається без змін. Через те ми будемо казати лише про два згадані вище обсяги. Як що у вислід проходження черев тампон, газ зазнав би де-якого охолодження, то для того, щоби зернути його до первісного стану, довелося б огріти його на ϑ ступінів, зуживши при цьому кількість тепла $C_p\vartheta$. У вислід такого огріття обсяг $A'B'B'A$ відповідно б поширився й обернувся б у $A'B''B''A'$. Таким чином можемо вважати, що обсяги $ABBA$ та $A'B''B''A'$ репрезентують собою еквіваленти газової маси; /при все тій же температурі, але ріжних тисненнях/ кождиі з них уявляє собою ПИТОМИЙ ОБСЯГ себ-то обсяг одиниці маси при даному тисненні. В першому випадку - при тисненні p' - питомий обсяг має вартість v_1, у другому - при тисненні p_o - він має вартість v_o. Як що перефіз труби зазначимо через s', то праця, що була довершена зовнішніми силами при переході верстви AA до положення BB окреслиться виразом

$$\tau_1 = p_1 s.\overline{AB} = p_1 v_1; \quad . \ . \ . \ . \ . \ . \ /45/$$

Так само праця, довершена внутрішніми силами при пересуненні верстви $A'A'$ до $B''B''$, окреслиться виразом:

$$\tau_2 = p_o s\, A'B'' = p_o v_o; \ . \ . \ . \ . \ . \ /46/$$

Як що би газ не зазнавав жадного охолодження й еквівалентом обсягу $ABBA$ з'являвся обсяг $A'B'B'A'$, ми мали би рівенство:

$$\tau_1 = \tau_2 \text{, або: } \tau_1 - \tau_2 = 0; \ . \ . \ . \ . \ /47/$$

Як що ж еквівалентом обсягу $ABBA$ є обсяг $A'B''B''A'$, то маємо написати:

$$\tau_1 - \tau_2 = J c_p . \vartheta, \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ /48/$$

бо ріжниця праць τ_1 та τ_2 має виносити виражену в механичних одиницях кількість тепла $C_p\vartheta$.

Як що би кінцева температура досвіду була рівною температурі початковій, себ то $\vartheta = 0$, ми мали би $\tau_1 - \tau_2 = 0$, або

$$p_1 v_1 - p_o v_o = 0; \ . \ . \ /49/$$

Умова $p_1 v_1 = p_0 v_0$, як ми знаємо задовольняється для газу ідеального. Отже бачимо, що ЛИШЕ ДЛЯ ІДЕАЛЬНОГО ГАЗУ ВЕЛИЧИНА ν ВИНОСИЛА БИ НУЛЬ, инакше кажучи ЗАКОН ДЖУЛЯ ЗБЕРІГАЄ ПОВНУ СИЛУ ЛИШЕ ДЛЯ ІДЕАЛЬНОГО ГАЗУ. З наведеного вище слідує крім того, що БУДЬ ЯКИЙ РЕАЛЬНИЙ ГАЗ ЗАКОНУ ДЖУЛЯ ЗАДОВОЛЬНЯЄ В ТАКІЙ ЖЕ МІРІ, ЯК І ЗАКОНУ БОЙЛЯ.

Поміри, переведені Джулем та Лордом Кельвіном над де-якими газами, показали, що для ВОЗДУХУ ТА ЧОТИРИОКИСУ ВУГЛЕЦЯ /CO_2/ величина ν має вартість ВІД'ЄМНУ, а для ВОДНЯ - вартість ДОДАТНЮ /однакче дуже незначну/.

Зазначимо через R зовнішню працю, доконану над газом, і через R' ту працю, яку необхідно було би довершити, щоби закону Джуля задовольнити в точності. Розглянемо величину:

$$K = \frac{R'-R}{R}, \quad \text{. . . . .} \quad /50/$$

Для газу ідеального ця величина виносила би нуль. Згідно досліджень Лорда Кельвина вона має вартости:

для ЧОТИРИОКИСУ ВУГЛЕЦЯ /CO_2/ $\frac{1}{125}$,

для ВОЗДУХУ . . . . $\frac{1}{500}$

для ВОДНЯ . . . . $\frac{1}{1250}$

Отже бачимо, що й третій основний закон газових тіл - ЗАКОН ДЖУЛЯ НЕ З'ЯВЛЯЄТЬСЯ ЗАКОНОМ ТОЧНИМ.

Вислідом неповної еквивалентности поміж зовнішньою працею та поглиненим газом теплом є певне ЗМЕНШЕННЯ ХОЛОДИЛЬНОГО ЕФЕКТУ ПРИ СКРОПЛЕННІ ГАЗУ У МАШИНІ ЛІНДЕ.

§ 22. Вище /§ 19/ ми мали нагоду подати взір, яким окреслюється кількість тепла Q_{v}, потрібного для огріття газу від температури T_1 до температури T_2 при сталому обсязі. Аналогично можна написати вміс для кількости тепла Q_p, потрібного для огріття газової маси m від температури T_1 до температури T_2.

$$Q_p = m c_p (T_2 - T_1); \ldots /51/$$

Але найбільший інтерес ховає в собі для нас випадок загальний, коли потрібується обчислити величину Q при ДОВІЛЬНІЙ зміні стану газу. Нехай первісний стан газу характеризувався величинами p_1, v_1, T_1, а стан остаточний характеризується величинами p_2, v_2, T_2. Тоді для піднесення температури газу в T_1 до T_2 БЕЗ ДОВЕРШЕННЯ ПРИ ЦЬОМУ ПРАЦІ РОСШИРУ зужито буде кількість тепла

$$Q' = m c_v (T_2 - T_1); \ldots\ldots /52/$$

Щоби дістати повну кількість тепла Q до цього доведеться ще додати кількість тепла Q'', що з'являтиметься тепловим еквівалентом праці L по зміні стану газу /відповідним чином обчисленої для переходу від величин p_1 та v_1 до величин p_2 та v_2 /

Отже маємо написати

$$Q'' = A.L; \ldots\ldots /53/$$

Звідкиля дістанемо:

$$Q = Q' \cdot Q'' = m c_v (T_2 - T_1) + AL \quad /54/$$

При процесі ІЗОТЕРМИЧНОМУ $T_2 = T_1$ і тоді маємо

$$Q = A.L, \ldots\ldots\ldots /55/$$

себ-то що ПРИ ІЗОТЕРМИЧНІЙ ЗМІНІ СТАНУ ТІЛА ВСЕ ТЕПЛО ПЕРЕТВОРЮЄТЬСЯ ПОВНІСТЮ В ЗОВНІШНЮ ПРАЦЮ.

§ 23 Покажемо тепер, що ДЛЯ ВСЯКОГО ГАЗУ РІЖНИЦЯ $c_p - c_v$ МАЄ СТАЛУ ВАРТІСТЬ. Для цього умістимо одиницю маси газу до цілиндру, закритого смоком, що може порушуватися в ньому без тертя. Піднесемо температуру газу на величину dT. Тоді первісна пружність p_0 зміниться на p, а первісний обсяг v_0 на $v = v_0 : dv$. Праця, що буде довершена при цьому визначиться виразом:

$$p\,dv = p(v - v_0) = pv - p_0 v_0 = p v_0 (1 + \alpha dt) - p_0 v_0 = p_0 v_0 (1 + \alpha dt - 1) = p_0 v_0 \alpha dt; \quad \ldots\ldots \quad /56/$$

Кількість поглиненого при цьому газом тепла, виноситиме $C_p . dt$. Знизимо тепер температуру газу до первісної її вартости, не змінюючи при цьому його обсягу; для цього необхідно буде відняти від газової маси кількість тепла $C_v . dt$. Отже на основі закону Джуля вможемо написати

$$(C_p - C_v) dt = p_0 v_0 \alpha dt$$

звідкиля діотаемо:

$$C_p - C_v = p_0 v_0 \alpha = Const. \quad \ldots\ldots \quad /57/$$

бо p_0 й v_0 суть величини задані, а коефіцієнт теплового росширу α для кождого газу має точно-означену вартість.

§ 24. Звернемося до ознайомлення з процесом АДІАБАТИЧНОГО РОСШИРУ ТА СТИСНЕННЯ ГАЗОВИХ ТІЛ. Поред тим як перейти до нього згадаймо, що процес ІЗОТЕРМИЧНИЙ окреслюється умовою $T = Const.$ і що геометричним образом функціональної залежности по-між величинами p та v при названому процесі з'являється ПРАВИЛЬНА ГИПЕРБОЛА. Коли відбувається будь-яка зміна обсягу газу, то при цьому довершується певна ЗОВНІШНЯ ПРАЦЯ ДОДАТНЯ АБО ВІД'ЄМНА/; сетання кождого разу перетворюється в еквівалентну кількість тепла, що справляє піднесення /при додатній праці/ або зниження /при праці від'ємній/ температури газу.

При ізотермичному процесі для утримання газу при сталій температурі згаданий вище тепловий ефект доводиться усовувати дорогою відповідного охолодження або огрівання газу. При названих умовах температуру газу щастить підтримати на все тій же висоті й тоді процес зміни обсягу газу регулюється ЗАКОНОМ БОЙЛЯ. Геометрична інтерпретація такого процесу, дає, як то ми вже зазначили, правильну параболу, типу кривої AC рисунку 13. При стисненні газу темпе-

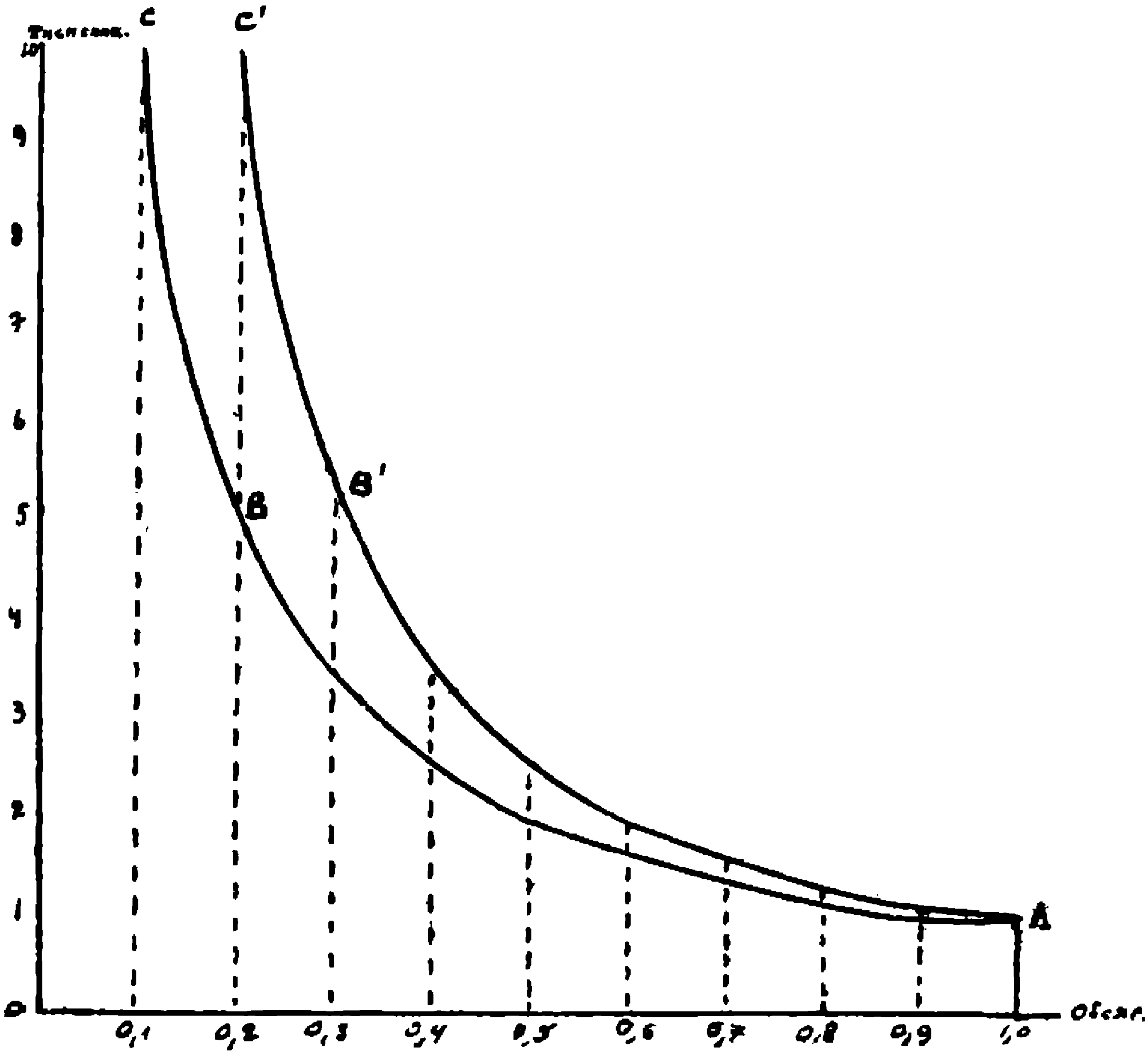


Рис. 13.

ратура його підноситься. Отже при ІЗОТЕРМИЧНОМУ СТИСНЕННІ нам доводиться ТЯГЛО ВІДІЙМАТИ ВІД ГАЗУ ВІДПОВІДНІ КІЛЬКОСТИ ТЕПЛА. У вислід такого охолодження газу обсяг його v, який відповідає певній вартости тиснення p, є МЕНШИМ ОД ТОГО ОБСЯГУ v_1, ЩО ЙОГО МАВ БИ ГАЗ ТОДІ, КОЛИ БИ ТЕПЛО ВІД НЬОГО НЕ ВІДБИРАЛОСЯ. Отже бачимо, що ПРИ АДІАБАТИЧНОМУ ПРОЦЕСІ ГАЗ МАЄ ОБСЯГИ БІЛЬШІ, а ніж при ПРОЦЕСІ ІЗОТЕРМИЧНОМУ. Таким чином, як що якийсь газ ми виведемо з даного його стану, що окреслюється вартостями параметрів p_0, v_0, T_0 /цим вартостям на нашому рисунку відповідає точка A/ й поведемо його один раз дорогою ІЗОТЕРМИЧНОГО процесу, а другий раз дорогою процесу АДІАБАТИЧНОГО, то для цих двох процесів дістанем ДВІ РІЖНІ криві; першому з них відповідатиме крива AC, другому AC'. Не трудно переконатися, що це дійсно є так; справді, взявши будь-яку точку на вози тиснень й повівши через неї просту рівнобіжну вози обсягів, ми побачимо, що точка зустрічі названої простої з адіабатичною кривою матиме більшу абсцису, ніж точка її зустрічі з кривою ізотермичною.

Покажемо те ж АНАЛІТИЧНО. Для цього візьмемо газову масу, що при абсолютній температурі T та тисненні p_0 має обсяг v_0.

Тоді рівняння стану дасть нам:

$$p_0 v_0 = RT; \quad \ldots \ldots \quad /58/$$

Нехай ПРИ СТАЛОМУ ТИСНЕННЮ p_0 наша газова маса дістала де-яку кількість тепла Q, тоді температура газу піднеслася з T до T', а обсяг його з величини v зріс до величини v_1. Отже при цих умовах ми матимемо:

$$p_0 v_1 = RT'; \quad \ldots \ldots \quad /59/$$

Кількість тепла Q визначиться при цьому взором:

$$Q = C_p(T'-T) \quad \ldots \ldots \quad /60/$$

З виразів /58/ та /59/ слідує:

$$p_0(v_1 - v_0) = R(T'-T) \quad \ldots \ldots \quad /61/$$

Отже на основі цього взір /60/ зможемо переписати так:

$$Q = \frac{C_p \cdot p_0}{R}(v_1 - v_0) \quad \ldots \quad /6\ /$$

Поведемо наш дослід далі: лишаючи газ ПРИ СТАЛОМУ ОБСЯЗІ v_1, відберемо від нашої газової маси ту кількість тепла Q, яку ми перед тим їй надали. Тоді температура газу знизиться з T' до T_1, а тиснення його зменшиться з p_0 до p_1. При цих умовах ми матимемо:

$$p_1 v_1 = RT_1 \quad \ldots \ldots \quad /63/$$

і далі:

$$Q = c_v(T' - T_1) \quad \ldots\ldots /64/$$

що, на основі виразу:

$$v_1(p_0 - p_1) = R(T' - T_1) \quad \ldots /65/$$

перепишеться так:

$$Q = \frac{c_v \cdot v_1}{R}(p_0 - p_1) \quad \ldots /66/$$

зі взорів /62/ та /66/ дістаємо:

$$\frac{c_p \cdot p_0}{R}(v_1 - v_0) = \frac{c_v \cdot v_1}{R}(p_0 - p_1) \quad \ldots /67/$$

звідкиля:

$$\frac{p_0 - p_1}{p_0} = \frac{c_p}{c_v} \cdot \frac{v_1 - v_0}{v_1} \quad \ldots /68/$$

Введемо зазначення: $\frac{c_p}{c_v} = k$ . . . . /69/

Тоді попередній взір можна буде переписати так:

$$\frac{p_1 - p_0}{p_0} = -k \cdot \frac{v_1 - v_0}{v_1}; \quad \ldots\ldots /70/$$

Останній взір стосується до описаного вище процесу, переведеного над газом таким чином, що алгебраїчна сума кількостей наданого йому тепла виносила НУЛЬ. Одначе такий процес за АДІАБАТИЧНИЙ вважатися не може, бо хоча теплові запаси газу кінець-кінцем і не змінилися, одначе в перебігу самого процесу вони підпадали ПОМІТНИМ змінам, бо ті кількости тепла Q, які підводилися до газу та від нього відбиралися творили собою величини КОНЕЧНІ /а не безконечно-малі/. Щоби змінити перебіг процесу й наблизити останній до умов адіабатичности, необхідно РОЗБИТИ ЙОГО НА НИЗКУ ТАКИХ ЕЛЕМЕНТАРНИХ ПРОЦЕСІВ, ПРИ ЯКИХ КОНЕЧНІ КІЛЬКОСТИ ТЕПЛА Q ЗАМІНИЛИСЯ БИ БЕЗКОНЕЧНО-МАЛИМИ КІЛЬКОСТЯМИ q. Підведення до газу такої елементарної кількости тепла q чи відібрання її від нього вже не справлятиме ПОМІТНОЇ зміни теплових запасів газової маси. Отже при названих умовах заміоць одного рівняння /70/ ми дістанемо цілу низку анальогічних рівнянь:

$$\left.\begin{aligned} \frac{p_1 - p_0}{p_0} &= -k \cdot \frac{v_1 - v_0}{v_1} \\ \frac{p_2 - p_1}{p_1} &= -k \cdot \frac{v_2 - v_1}{v_2} \\ &\ldots\ldots\ldots \\ &\ldots\ldots\ldots \\ &\ldots\ldots\ldots \\ \frac{p_n - p_{n-1}}{p_{n-1}} &= -k \frac{v_n - v_{n-1}}{v_n} \end{aligned}\right\} \ldots /71/$$

де n означає кількість елементарних процесів.

Уважаючи, що при кождому елементарному процесі величина тиснення змінюється на все ту ж величину, зможемо написати:

$$\frac{p_1 - p_0}{p_0} = \frac{p_2 - p_1}{p_1} = \ldots\ldots = \frac{p_n - p_{n-1}}{p_{n-1}} = \frac{\alpha}{n} \quad /72/$$

При такому зазначенні дістанемо низку наступних виразів:

$$\left.\begin{aligned} p_1 &= p_0\left(1 + \frac{\alpha}{n}\right) \\ p_2 &= p_1\left(1 + \alpha/n\right) \\ &\ldots\ldots\ldots \\ &\ldots\ldots\ldots \\ &\ldots\ldots\ldots \\ p_{n-1} &= p_{n-2}\left(1 + \frac{\alpha}{n}\right) \\ p_n &= p_{n-1}\left(1 + \frac{\alpha}{n}\right) \end{aligned}\right\} \ldots /73/$$

Перемноживши по-між собою всі ці рівняння, дістанемо: $p_n = p_o \left(1 + \frac{\alpha}{n}\right)^n$ . . . . . . /74/

Зі взору /72/ видко, що величина $\frac{\alpha}{n}$ має досить незначну вартість. А через те, використовуючи відповідний взір ТЕОРІЇ РЯДІВ можемо написати:

$$\left(1 + \frac{\alpha}{n}\right)^n = e^{\alpha},$$

де e = 2,71828... є основа натуральних логаритмів.

Таким чином дістаємо:

$$p_n = p_o e^{\alpha} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; /75/$$

З виразу /71/ слідує також:

$$-k \cdot \frac{v_1 - v_o}{v_1} = -k \cdot \frac{v_2 - v_1}{v_2} = \ldots = -k \frac{v_n - v_{n-1}}{v_n} = \frac{\alpha}{n} \quad /76/$$

або

$$\left.\begin{aligned} v_1 - v_o &= -v_1 \cdot \frac{\alpha}{kn} \\ v_2 - v_1 &= -v_2 \cdot \frac{\alpha}{kn} \\ &\ldots\ldots \\ &\ldots\ldots \\ v_n - v_{n-1} &= -v_n \cdot \frac{\alpha}{kn} \end{aligned}\right\} \; . \; . \; . \; . \; . \; /77/$$

Звідкиля:
$$\left.\begin{aligned} v_1\left(1 + \frac{\alpha}{kn}\right) &= v_o \\ v_2\left(1 + \frac{\alpha}{kn}\right) &= v_1 \\ &\ldots\ldots \\ &\ldots\ldots \\ v_n\left(1 + \frac{\alpha}{kn}\right) &= v_{n-1} \end{aligned}\right\} \; . \; . \; . \; . \; /78/$$

Перемноживши по-між собою ці рівняння й поділивши праву й ліву частину на v_n дістанемо:

$$v_n = \frac{v_0}{\left(1+\frac{\alpha}{kn}\right)^n} \quad \ldots\ldots /79/$$

Братимемо тепер усе менші й менші елементарні процеси, себ-то наближуватимемо величину n до безконечности $(n \longrightarrow \infty)$.

Тоді дістанемо остаточно:

$$v_n = \frac{v_0}{e^{\frac{\alpha}{k}}} = v_0 e^{-\frac{\alpha}{k}} \quad \ldots /80/$$

Простепенуємо обидві частини цього рівняння до степеня k й після того перемножимо його з відповідними частинами рівняння /75/ Тоді /відкинувши індекси n/ дістанемо:

$$pv^k = p_0 v_0^k = Const \quad \ldots /81/,$$

що може бути подано також у такому вигляді

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{v_0}{v}\right)^k \quad \ldots\ldots /82/$$

Останній взір є аналітичним виразом т.зв. ЗАКОНУ ПУАСОНА. Він показує в якому співвідношенні перебувають тиснення газу та його обсяги при тих умовах, коли жадне тепло а ні уділюється йому, а ні від нього відбирається. Отже бачимо, що ПРИ АДІАБАТИЧНОМУ ПРОЦЕСІ СТОСУНОК ТИСНЕНЬ ГАЗУ Є ВІДВОРОТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНИМ ДО К - их СТЕПЕНІВ ЙОГО ОБСЯГІВ.

§ 25. Помножимо обидві частини взору /82/ на величину v/v_0; тоді дістанемо:

$$\frac{pv}{p_0 v_0} = \left(\frac{v_0}{v}\right)^{k-1} \quad \ldots\ldots /83/$$

Отже, як що через T_0 та T зазначимо абсолютні температури газу на початку та наприкінці адіабатичного процесу, то зможемо написати:

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{v_0}{v}\right)^{k-1} \quad \ldots\ldots /84/$$

себ-то ПРИ АДІАБАТИЧНОМУ ПРОЦЕСІ СТОСУНОК АБСОЛЮТНИХ ТЕМПЕРАТУР ГАЗУ Є ВІДВОРОТНО - ПРОПОРЦІОНАЛЬНИЙ ДО / κ - I/ - ИХ СТЕПЕНІВ ЙОГО ОБСЯГІВ.

Взір / 82 / можемо переписати ще так:

$$\frac{v_0}{v} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{1/\kappa} \ldots\ldots /85/,$$

звідкиля помноженням обох частин на $\frac{p_0}{p}$, дістанемо:

$$\frac{v_0 p_0}{v p} = \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \ldots\ldots /86/$$

що на основі виразів $p_0 v_0 = RT_0$; $pv = RT$; дає:

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \ldots\ldots /87/,$$

себ-то, що ПРИ АДІАБАТИЧНОМУ ПРОЦЕСІ СТОСУНОК АБСОЛЮТНИХ ТЕМПЕРАТУР ГАЗУ Є ВІДВОРОТНО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНИЙ ДО $\left(\frac{\kappa-1}{\kappa}\right)$ СТЕПЕНІВ ТИСНЕНЬ.

Обрахунок переведений на основі взору /84/ показує, що при пятикратному адіабатичному стисненні газу $\left(\frac{v_0}{v} = 5\right)$, початкова температура якого є 15°C, він має огрітися до 248°. Так само пятикратний адіабатичний росшир $\left(v_0/v = 1/5\right)$ має справити вниження температури газу до — 124° В дійсности ми маємо ефекти, менші від названих; але все ж таки наведені цифри дають нам певну уяву й дозволяють глибше зрозуміти основи конструкції холодильної машини Лінде /див. § 9/ частини III "Курсу лекцій по фізиці"/.

§ 26. З викладеного вище ми бачимо оскільки важливу ролю в термодинаміці відограє величина κ, себ-то сталий для кожного газу стосунок питомої теплозабирности при сталому тисненні до питомої теплозабирности при сталому обсязі. Ознайомимося з класичною методою знаходження величини κ, запропонованою КЛЕМЕНОМ /Clement/ та ДЕЗОРМОМ /Desormes/.

Уявимо собі, що в нас є ОДИНИЦЯ МАСИ газу, температура якого виносить 0°. Вважатимемо, що цей газ перебуває під сталим тисненням і таким чином усяка зміна його теплового стану є зв'язана з відповідною зміною обсягу. Надамо нашій газовій масі кількість тепла, рівну c_p. Вислідом цього буде те, що температура газу піднесеться від 0° до 1°, а первісний обсяг v_0 перетвориться в новий.

Цей останній визначиться виразом:

$$v_1 = v_0(1+f) = v_0 + f v_0 ; \ldots\ldots\ldots /88/$$

де f є коефіцієнт теплового росширу даного газу.

Зміна обсягу Δv виноситиме таким чином:

$$\Delta v = v_1 - v_0 = f v_0 ; \ldots\ldots\ldots /89/$$

Завначимо через η УКРИТЕ ТЕПЛО ГАЗОВОГО РОСШИРУ, себ-то ту кількість тепла, яку одиниця маси даного газу витрачає на працю свого росширу, коли її обсяг змінюється на одиницю. Тоді кількість тепла q, яку одиниця маси зужила на свій росшир газу при зміні обсягу на величину Δv, визначиться виразом:

$$q = v_0 f \eta ; \ldots\ldots /90/$$

Ця кількість тепла q пішла ВИКЛЮЧНО НА ЗБІЛЬШЕННЯ ГАЗОВОГО ОБСЯГУ; до піднесення температури газу вона не спричинилася ані в будь-якій мірі. Як що би огріття газу відбувалося не при сталому тисненні ПРИ СТАЛОМУ ОБСЯЗІ, витрати тепла на росшир газу НЕ БУЛО БИ й тоді величина q виносила би нуль. Таким чином ми приходимо до висновку, що ВЕЛИЧИНА q ВИЗНАЧАЄ СОБОЮ РІЖНИЦЮ ПОМІЖ ВЕЛИЧИНАМИ c_p та c_v.

Отже маємо: $c_p - c_v = q$, або:

$$c_p = c_v + q = c_v + v_0 f \eta ; \ldots\ldots /91/$$

Звідкіля можемо написати

$$\frac{c_p}{c_v} = 1 + \frac{q}{c_v} = 1 + \frac{v_0 f \eta}{c_v} = 1 + \nu^{e} . \quad /92/$$

Величина q означає собою кількість тепла, що при $m=1$ є дебутком питомого теп ка та температури; а через те величина $\frac{v_0}{c_v} = \vartheta$ означатиме собою певну ТЕМПЕРАТУРУ. Ця величина:

$$\vartheta = \frac{v_0 \cdot \eta}{c_v} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad /93/$$

окреслює собою ТУ ТЕМПЕРАТУРУ, НА ЯКУ ОХОЛОНУЛА ОДИНИЦЯ МАСИ ГАЗУ ПРИ ЗРОСТІ ЙОГО ОБСЯГУ НА ОДИНИЦЮ.

Як що безпосередніми досвідними помірами ми знайдемо величину ϑ, то, користаючи зі взору /92/ зможемо обчислити величину $k = \frac{c_p}{c_v}$. Отже ВИЗНАЧЕННЯ СТОСУНКУ $\frac{c_p}{c_v}$ ДЛЯ ТОГО АБО ІНШОГО ГАЗУ ЗВОДИТЬСЯ ТАКИМ ЧИНОМ ДО ЗНАХОДЖЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ ϑ ОХОЛОДЖЕННЯ ГАЗУ ПРИ ЙОГО РОСШИРІ.

На цьому й основується досвід Клемена й Деворма /1819/. Досвід цей полягає в наступному: береться герметично-закрита посудина A, яка має дві виводні трубки з крантами B та C. Поміччу першого кранту /B/ встановлюється, або усовується сполучення посудини A зі вовнішнім воздухом; другий крант /C/ служить до сполучення посудини A з ростискальною помпою. До установки долучено манометр M, що уявляє собою шкляну трубку b, опущену до посудини P з міцною сірковою кислиною /H_2SO_4/. Як що закривши крант B і відкривши крант C почнемо працювати помпою, то в посудині A повстане певний ростиск воздуху і у вислід цього меніск течі в манометрі піднесеться на певну висоту.

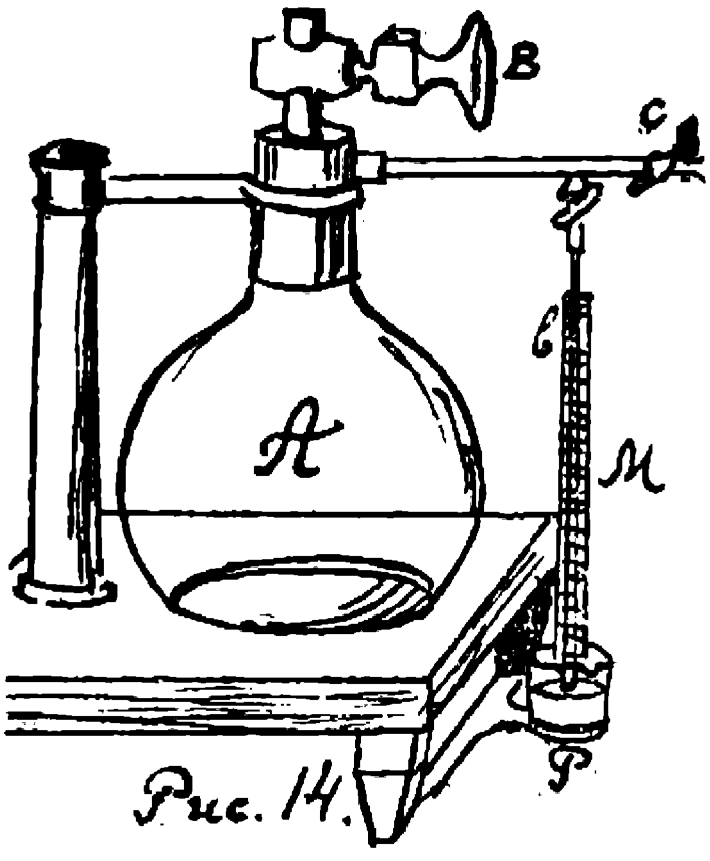


Рис. 14.

Знаючи питомий тягар манометричної течі, згадану висоту ми завше можемо зредукувати до висоти стовпу РТУТНОГО /яка служить міром барометричного тиснення/. Завначимо таку зредуковану до ртути висоту стовпу в манометрі через h. Як що в мент переведення досвіду барометричне тиснення виносило H, то ми скажемо, що тисненна p_1, під яким знаходився воздух у посудині A, мало вартість: $p_1 = H - h$;

Відкриємо тепер крант B, тоді до посудини A почне увіходити воздух зі зовні. Цей процес триватиме аж доти поки тиснення в посудині A не осягне вартости H. У вислід зросту тиснення до величини H первісний обсяг воздуху, що при тисненні $H-h$ виносив v, зменшиться на певну величину Δv; при цьому ЯКО ВИСЛІД СТИСНЕННЯ ВОЗДУХУ, ПОВСТАНЕ ТЕПЛО, яке збільшить первісну температуру воздуху t на величину Δt. По упливі певного протягу часу воздух у посудині A охолоне й знову набуде температуру зовнішнього оточення t. У ВИСЛІД такого ОХОЛОДЖЕННЯ ВОЗДУХУ В ПОСУДИНІ A ВІН СТИСНЕТЬСЯ, ПРУЖИСТЬ ЙОГО ЗМЕНШИТЬСЯ і через те меніск течі в манометрі знову піднесеться на певну висоту. Нехай вартість останньої, після зредукування її до ртути, виносить h'. Тоді скажемо, що тиснення, під яким перебуває воздух, виносить $H - h'$.

З поданого вище опису ми бачимо, що наш досвід складається з ТРЬОХ МОМЕНТІВ. Цим трьом моментам відповідають наступні вартости тиснення, обсягу та температури:

	Тиснення	Обсяг	Температура
I	$p_1 = H-h$;	$v_1 = v$	$t_1 = t$
II	$p_2 = H$	$v_2 = v - \Delta v$	$t_2 = t + \Delta t$
III	$p_3 = H - h'$	$v_3 = v - \Delta v$	$t_3 = t$.

Для моментів I та III обсяги мають РІЖНІ вартости, але ОДНАКОВИМИ з'являються вартости температури. Отже до цих моментів ми маємо можливість прикласти закон Бойля; тоді з виразу: $p_3 v_3 = p_1 v_1$ дістанемо:

$$(H-h')(v - \Delta v) = (H-h)v \quad \ldots\ldots 1941$$

...дкиля знайдемо:

$$\Delta v = \frac{v\{(H-h') - (H-h)\}}{H-h'} = v\frac{h-h'}{H-h'} \quad /95/$$

або остаточно:

$$\Delta v = v_0(1+\gamma t)\frac{h-h'}{H-h'} \ldots\ldots /96/$$

Для моментів II та III температура має РІВНІ вартості. Через те в цьому випадку в закону Бойля ми вже скористати не можемо. Замість того до двох згаданих моментів прикладемо закон Маріота-Гей-Люсака. Тоді зможемо написати:

$$\frac{p_2 v_2}{1+\gamma t_2} = \frac{p_3 v_3}{1+\gamma t_3}$$

звідкиля дістанемо:

$$\frac{H(v-\Delta v)}{1+\gamma(t+\Delta t)} = \frac{(H-h')(v-\Delta v)}{1+\gamma t}; \quad /97/$$

звідкиля:

$$H(1+\gamma t) = (H-h')\{1+\gamma(t+\Delta t)\} \quad /98/$$

З цього взору можемо знайти вираз для Δt. Роскривши дужки в правій частині, дістанемо:

$$H(1+\gamma t) = (H-h') + (H-h')\gamma(t+\Delta t);$$

що можна переписати так:

$$\frac{H(1+\gamma t)}{H-h'} = (1+\gamma t) + \gamma\Delta t$$

звідкиля: $$\Delta t = \frac{H(1+\gamma t) - (H-h')(1+\gamma t)}{(H-h')\gamma} =$$

$$= \frac{h'(1+\gamma t)}{(H-h')\gamma} \ldots\ldots /99/$$

За поміччу взорів /96/ та /99/ маємо таким чином можливість обчислити величини Δv та Δt. Отже зміні обсягу газу Δv відповідає певна зміна температури Δt. Вище ми бачили що в тому випадку, коли зміна обсягу одиниці маси виносила $v_0\gamma$, зміна температури окреслювалася величиною ϑ. На основі цього ми можемо скласти пропорцію:

$$\Delta v : v_0\gamma = \Delta t : \vartheta \ldots\ldots /100/$$

звідкиля: $\vartheta = \frac{\Delta t}{\Delta v} \cdot v_0 /$ . . . . . . /101/

Величини: v_0 /обсяг одиниці маси газу при 0°С/ та γ /коеф.тепл. розширу/ ми маємо право вважати відомими; величини Δv та Δt знаходяться поміччу взорів /90/ та /99/. Отже зі взору /101/ можемо обчислити величину ϑ.

А, знайшовши ϑ, зі взору $\frac{C_p}{C_v} = 1 + \vartheta$ обчислимо стосунок $\frac{C_p}{C_v}$; знайшовши безпосередньо по методі Реньо C_p, зможемо нарешті обчислити й C_v.

Напишемо остаточний вираз для величини ϑ, підставивши для цього у взір /101/ вирази для величин Δv та Δt зі взорів /96/ та /99/ Тоді дістанемо:

$$\vartheta = \frac{v_0 \gamma h'(1+\gamma t)(H-h')}{\gamma (H-h') \cdot v_0 (1+\gamma t)(h-h')} = \frac{h'}{h-h'} \quad . . . /102/$$

Таким чином для величини K дістаемо наступний вираз:

$$K = \frac{C_p}{C_v} = 1 + \frac{h'}{h-h'} = \frac{h}{h-h'} \quad . . . . /103/$$

Дією дорогою Клемен і Деворм знайшли, що для воздуху вартість величини K виносить 1,41.

Поміри, переведені пізніше РЕНТГЕНОМ /Röntgen/ дали трохи меншу вартість, а саме: K = 1,405.

Метода Клемена та Деворма не може вважатися цілком точною. Річ у тому, що при стисненні газу, тепло, що при цьому повстае переходить по части до стінок посудини, в якій міститься газ, з якої причини піднесення температури самого газу маліє. Цей факт впливае певним чином на висліди вимірів.

Р О З Д І Л   Ч Е Т В Е Р Т И Й .

Ц И К Л   К А Р Н О .

§ 27. Назовемо ТЕПЛОВИМ МОТОРОМ всяке уряджения, здібне без обмежень перетворювати тепло в механичну працю. Прикладом такого мотору може служити звичайна парова машина з конденсатором, а також усяка инша машина, в конструкції своїй збазована на періодичному витворенні ріжниці в температурах певного тіла /газові мотори й инш./ Істотними частинами усіх таких моторів з'являються ОГРІВАЛЬНИК, де дане тіло /пара, газ/ огрівається до високої температури й ХОЛОДИЛЬНИК, де відбувається його охолоджения. Вислідом температурних ріжниць огрівальника та холодильника й з'являється перетворення тепла в механичну працю. Огріте тіло холодильник ПОВЕРТАЄ ДО ПЕРВІСНОГО СТАНУ й таким чином уможливлює повне повторення закінченого процесу наново. Такий процес ми умовимося називати ПРОЦЕСОМ ЗАВЕРШЕНИМ.

Теоретично процес, який відбувається в тепловому моторі, є процесом ЗВОРОТНИМ. Одначе в умовах реальної дійсности це, як нам відомо, ніколи не має місця. Щоби процес був зворотним необхідно, щоби тіло, дiставши в першій його стадії кількість тепла Q за кошт механичної праці R і віддавши в другій стадії досвіду названу кількість тепла Q, спричинилося до витворення тієї ж кількости механичної праці R. Ми знаемо що на практиці це є річчу виключеною і що коли праця R витворила тепло Q то ніколи відворотний перехід тепла в механичну енергію не справить такої праці мотору, яка була би рівною праці R . Инакше кажучи коли ми маємо тепло Q , то праця R теплового мотору буде завше меншою від величини $JQ (R < JQ)$. Стосунок випродукованої тепловим мотором механичної праці до тієї праці, що з'являється еквивалентом виділеного мотором тепла ми назовемо КОРИСНИМ ЕФЕКТОМ данного теплового мотору. Отже матимемо:

$$\eta = \frac{R}{JQ} \qquad \ldots\ldots\ldots /104/$$

З наведеного вище слідує, що:

$$\eta < 1 \qquad \ldots\ldots\ldots /105/$$

себ-то, що КОРИСНИЙ ЕФЕКТ ТЕПЛОВОГО МОТОРУ є ЗАВШЕ МЕНШИМ ОД ОДИНИЦІ.

Замисливишись над цим фактом під час своєї праці по удосконаленню конструкцій парових машин, КАРНО /Sadi Karnot/ поставив перед собою запитання такого змісту: чи з'являється неповний перехід тепла в механичну працю вислідом недосконалостей в конструкції машин, а чи він має причину в самій природі річей і є вислідом існування відповідної закономірности. Це питання Карно трактує в своїй праці "Réflexions sur la puissance motrice de" feu et sur la machines propres à devlopper cette puissance/1824/

Ознайомимося з головними думками Карно, що висловлені були ним у зазначеній праці:

I. МОТОР ЗВОРОТНИЙ НЕ МОЖЕ ДАВАТИ КОРИСНОГО ЕФЕКТУ, МЕНШОГО НІЖ ИНШИЙ МОТОР - ЗВОРОТНИЙ ЧИ НЕЗВОРОТНИЙ.

2. ДЛЯ ВСІХ ЗВОРОТНИХ МОТОРІВ КОРИСНИЙ ЕФЕКТ Є ВСЕ ТИМ ЖЕ, ПРИ ЧОМУ ЦЕЙ ЕФЕКТ Є ЗАГАЛОМ МОЖЛИВО - *максімальним*.

Звернувши увагу на той факт, що в кожному тепловому моторі повинен бути ОГРІВАЛЬНИК та ХОЛОДИЛЬНИК, без яких активний вияв теплової енергії й перетворення її в механичну працю з'являються неможливими, Карно висловлює наступне твердження:

ТЕРМИЧНИЙ МОТОР НЕ В СТАНІ ФУНКЦІОНУВАТИ, ЯК ЩО ВІН НЕ ПОБИРАЄ ТЕПЛА ВІД ОГРІ-

ВАЛЬНИКА Й НЕ ПЕРЕДАЄ ЙОГО ДО ХОЛОДИЛЬНИКА, СЕБ-ТО ЯК ЩО В МОТОРІ НЕ МАЄ МІСЦЯ СПАД ТЕПЛА.

Як бачимо умовою праці мотора є різниця теплових станів огрівальника та холодильника.

Наведене вище твердження має назву ПОСТУЛАТА КАРНО.

Спираючись на цей постулат Карно висловлює далі ще два такі твердження:

1. ЯК ЩО МИ МАЄМО ДВА ТЕПЛОВІ ДЖЕРЕЛА ПЕВНО-ОЗНАЧЕНИХ ТЕМПЕРАТУР І ПРИ ПОСЕРЕДСТВІ ЦИХ ДЖЕРЕЛ ВИКОНУЮТЬ ФУНКЦІЇ ТЕПЛОВІ МОТОРИ - ОДИН - M ЗВОРОТНИЙ, А ДРУГИЙ - M' - ЗВОРОТНИЙ АБО НІ, ТО КОРИСНИЙ ЕФФЕКТ ПЕРШОГО НЕ МОЖЕ БУТИ НИЖЧИМ ОД ДРУГОГО.

2. ЯК ЩО МАЄМО ДВА ТЕПЛОВІ ДЖЕРЕЛА ОЗНАЧЕНИХ ТЕМПЕРАТУР, ТО ВСІ ЗВОРОТНІ МАШИНИ, ЩО ФУНКЦІОНУЮТЬ ЗА ПОМІЧЧУ НАЗВАНИХ ДЖЕРЕЛ, МАЮТЬ УСЕ ТОЙ ЖЕ КОРИСНИЙ ЕФЕКТ.

З цих тверджень слідує т.зв. ЗАСАДА КАРНО:

РУХОВА СИЛА ТЕПЛА НЕ ЗАЛЕЖИТЬ ВІД ЧИННИКІВ, ЯКИХ ЗУЖИТО ПІД ЧАС ПРОЦЕСУ ДЛЯ ЇЇ ВИТВОРЕННЯ; ВЕЛИЧИНА ЦІЄЇ СИЛИ СТАВИТЬСЯ ВИКЛЮЧНО ТЕМПЕРАТУРАМИ ТІЛ, ПО-МІЖ ЯКИМИ В КОНЕЧНОМУ ВИСЛІДІ ВІДБУВАЄТЬСЯ ТЕПЛОВИЙ ОБМІН.

В тому разі, коли холодильник має ТЕМПЕРАТУРУ ОТОЧЕННЯ, в якому міститься мотор, функціонування останнього є можливим лише при тій умові, що температура того джерела, яке постачає мотору теплову енергію, є ВИЩОЮ від температури оточення. Отже приходимо до такого твердження:

ПЕРЕТВОРЕННЯ ТЕПЛА З МЕХАНИЧНУ ПРАЦЮ МОТОРОМ, ЩО МІСТИТЬСЯ В ПЕВНОМУ ОТОЧЕННІ Є МОЖЛИВИМ ЛИШЕ ТОДІ, КОЛИ ТЕМПЕРАТУРА ОГРІВАЛЬНИКА Є ВИЩОЮ ВІД ТЕМПЕРАТУРИ НАЙХОЛОДНІШОГО З ТІЛ ОТОЧЕННЯ.

Це твердження є дальшим розвитком твердження попереднього. Вперше воно було висловлено ЛОРДОМ КЕЛЬВИНОМ.

Як би в процесі роботи мотору тепло, яке витворив огривальник, відповідним тілом /пара, газ/ у механичну працю перетворювалося ПОВНІСТЮ й до холодильника не передавалося би в найменшій порції,- мотор функціонував би ідеально і корисний його ефект виносив би одиницю. На практиці цього ніколи одначе не буває й певна частина тепла Q' в церзісної кількости тепла Q, випродукованої огрівальником, передається до холодильника. Таким чином у механичну працю перетворюється лише кількість тепла $Q-Q'$. При цьому корисний ефект мотору виносить:

$$\eta = \frac{Q-Q'}{Q} = 1 - \frac{Q'}{Q} \ldots /106/$$

величина $\frac{Q'}{Q}$ дістає назву КОЕФІЦІЄНТА СТРАТИ.

§ 28. Виходючи з тверджень, які нами було наведено в попередньому §, Карно після досвідної перевірки цих тверджень підійшов до певного розвязання поставленої ним проблеми.

Це розвязання коротко можна було би окреслити такими словами:

МАКСІМАЛЬНИЙ КОРИСНИЙ ЕФЕКТ ДАЄ ТАКИЙ ЦИКЛ, ЯКИЙ СКЛАДАЄТЬСЯ ВИКЛЮЧНО З ІЗОТЕРМ ТА АДІАБАТ.

Згаданий цикл дістає назву ЦИКЛУ КАРНО.

Ознайомимося з циклом Карно на конкретному прикладі з газом. Уявимо собі, що газ міститься в циліндрі, виготовленому з ідеального термичного ізолятора і /рис.15/ закритому з одного боку днищем RS, з другого смоком L. Уявимо собі крім того, що днище RS є пересувне і складається з трьох окремих днищ S, N та R, які під час досвіду в необхідний мент хвилево можуть стати одне на місце другого. Днище S є в сполученні з джерелом тепла, яке може постачати теплову енергію без жадних обмежень і температура якого T, відповідає тій температурі, при якій до газу ПІДВОДИТЬСЯ тепло; днище N виготовлено з того ж ізоляційного матеріалу, що й цілий циліндр; нарешті днище R перебуває в сполученні з тепловим резервуаром, температура якого є рівна тій температурі, при якій тепло ВІДВОДИТЬСЯ від газу.

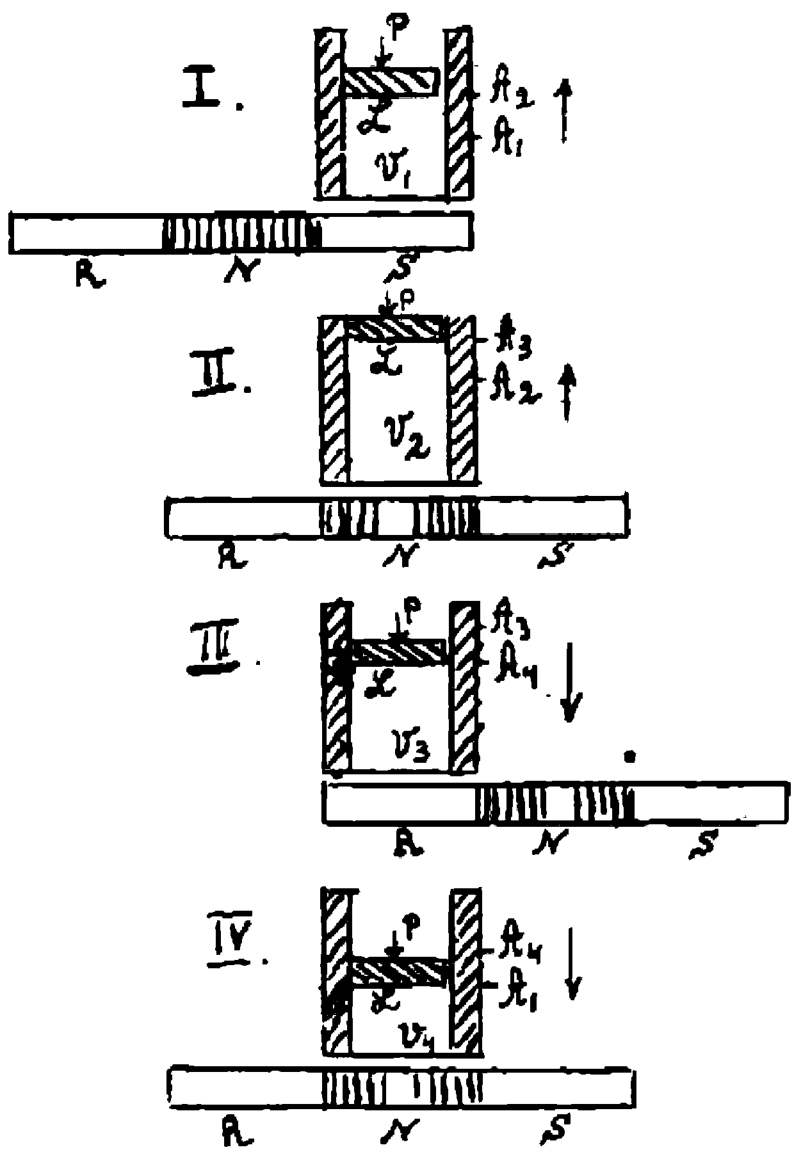


Рис. 15.

Вважатимемо, що початкова температура газу є лише в незначній мірі меншою від температури T_1. Обидві температури мають по-між собою розрізнитися остільки, щоби з одного боку ця різниця на практиці не була помітною, з другого ж одначе, щоби вона в стані була справити перехід тепла від першого теплового резервуару до газу при установці досвіду /I/. Вислідом переходу тепла через днище S до газової маси буде зріст тиснення p, що спричиниться до певного піднесення смоку L /від A_1 до A_2/; таке піднесення відбуватиметься з дуже незначною скорістю, бо внутрішнє тиснення p' досить мало відрізнятиметься від тиснення зовнішнього. Під час названого процесу газ доверши́ть певну працю R_1, що уявлятиме собою еквівалент тієї кількости тепла Q_1, яку до газу підведено було при сталій температурі T_1. Як що ми звернемося до графічної інтерпретації переведеного досвіду, то дістанемо /рис. /6 / відповідну ІЗОТЕРМУ A_1A_2.

По. закінченні описаного елементар-

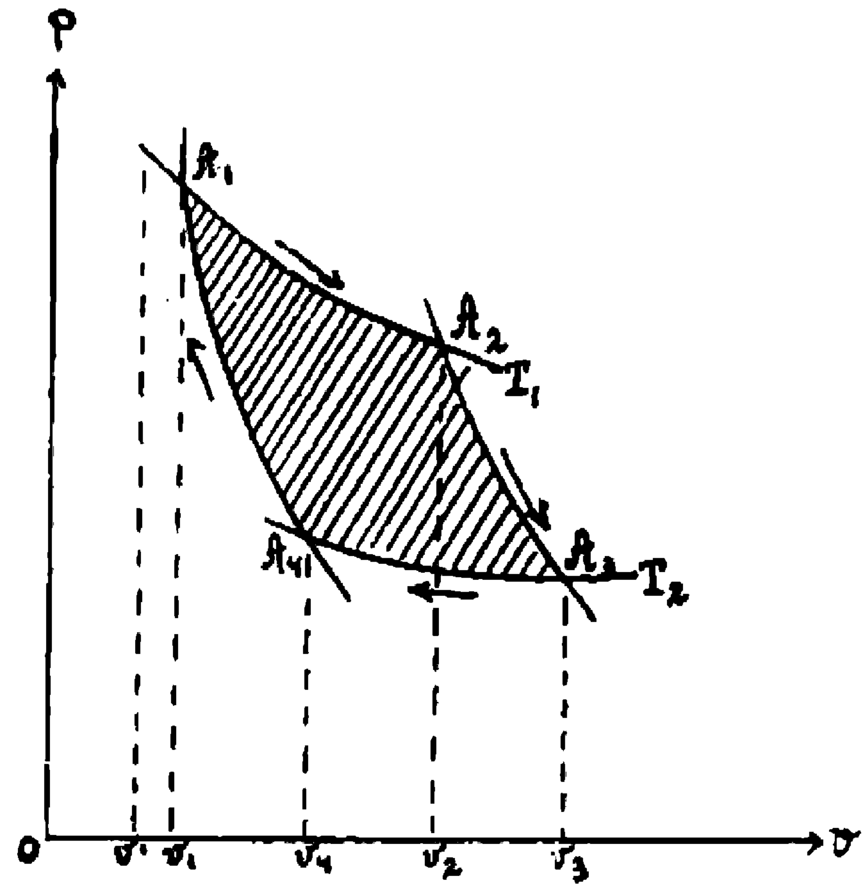


Рис. 16.

ного процесу первісний обсяг газу v_1 набуде вартість v_2, а через те мірилом праці R_1, довершеної газом при цьому процесі буде поле фігури $A_1A_2V_2V_1$.

Усунемо тепер звязок по-між газовою масою та тепловим резервуаром, замінивши для цього днище S днищем N. Тоді газ продовжуватиме до певного менту свій росшир: такий процес адіабатичного росширу ми підтримуватимемо аж доти, поки газ, довершуючи працю, не охолоне до температури T_2 другого теплового резервуару. При цьому смок L піднеметься ще на певну височину і з положення A_2 перейде до положення A_3. З'інтерпретувавши графічно описану стадію процеса дістанемо на рис. 16 АДІАБАТУ A_2A_3. По закінченні описаного елементарного процесу обсяг газу набуде вартість V_3, а через те мірилом праці R_2, довершеної газом при цьому процесі, служитиме поле фігури $A_2A_3V_3V_2$.

У той мент, коли температура газу осягнула вартости T_2 замінимо хутко днище N днищем R. Після цього почнемо приводити в рух смок L, так щоби він оправляв СТИСНЕННЯ газу. Це стиснення має бути таким, щоби кількість тепла Q_2, витворена довершеною ЗОВНІШНЬОЮ працею, ПЕРЕВОДИЛАСЯ ДО ДРУГОГО ТЕПЛОВОГО РЕЗЕРВУАРУ ПРИ СТАЛІЙ ТЕМПЕРАТУРІ T_2. Отже зовнішня сила має лише остільки перевищувати внутрішню пруживу силу газу, щоби в кождий мент часу бути в стані побороти цю пружну силу. Геометрична інтерпретація описаного елементарного процесу дасть ІЗОТЕРМУ $A_3 A_4$. Ізотермічний процес стиснення газу триватиме аж доти, поки названа вище ізотеома НЕ ЗУСТРІНЕ АДІАБАТИ $A A_4$ ПЕРВІСНОЇ ТОЧКИ A ЦІЛОГО ЦИКЛУ.

При них умовах обсяг газу матиме певну вартість v_4 і міриллом праці R_3, довершеної вовнішніми силами на протязі описаного елементарного процесу служитиме поле фігури $A_3 A_4 v_4 v_3$.

У мент, коли обсяг газу став рівним v_4, заміним дище R на днище r, себ-то усунемо сполучення газової маси в другим резервуаром. Як що в цих умовах продовжуватимемо повільне стиснення газу так, щоби температуре його від величини T_2 підвисилася до величини T_1, то це осягнення первісної температури T_1 станеться в той самий мент, коли обсяг газу набуде первісну вартість v_1. Покажомо, що це справді є так. Припустимо противне, себто що точка зустрічі адіабати в ізотермою має абсцису, відмінну від v_1, наприклад v'. Тоді ми мали би: $pv_1 = RT_1$ і $pv' = RT_1$; звідціля дістаємо $v' = v_1$. Отже бачимо, що точка зустрічі адіабати $A_4 A_1$ в ізотермою $A_1 A_2$ своєю абсцисою має v_1 себ-то первісний обсяг газу, инакше кажучи ПО ЗАВЕРШЕННІ ЦИКЛУ КАРНО СИСТЕМА ВЕРНУЛА ДО СВОГО ПЕРВІСНОГО СТАНУ. Отже бачимо, що процес Карно уявляє собою ЗАМКНЕНИЙ ЦИКЛ і поміж усіх циклів цикл Карно є НАЙПРОСТІШИМ. Ми бачимо, що він складається з двох ізотерм та стількож же адіабат. Зміст цього процесу полягає в тому, що повна кількість тепла Q абсорбується тілом при температурі T_1 і потім віддається назад при температурі T_2. З усіх своїх стадіях означений процес У ПЕВНІЙ МІРІ ЗАДОВОЛЬНЯЄ УМОВАМ ЗВОРОТНОСТИ, бо з одного боку дане тіло не перебуває в жадному иншому контакті як лише з тілом, температура якого від його власної температури РІЖНИТЬСЯ БЕЗМЕЖНО-МАЛО: з другого боку всі зміни обсягу відбуваються ДО КРАЙНОСТИ ПОВІЛЬНО, а зовнімня сила, що тисне на омок циліндру з одного боку по своїй величині безмежно-мало ріжниться від внутрішньої сили пружности газу, що тисне на омок з другого боку.

Для двох теплових резервуарів заданих температур цикл Карно уявляе собою ЄДИНО-МОЖЛИВИЙ ЗВОРОТНІЙ ПРОЦЕС, який надаеться до довершення на тілі за поміччу двох названих джерел тепла.

§ 29. Через що ж саме процес Карно, з властивостями якого ми вище ознайомилися, з'являеться найбільш вигідним, з яких власне причин він дае максимальний корисний ефект Щоби дати відповідь на це запитання з аналізуемо ближче перебіг цього процесу, себ-то ті зміни яких зазнае в ньому газ. Перед тим згадаймо, що корисний ефект

$$\eta = \frac{Q - Q'}{Q}$$

мае максімальну вартість тоді, коли $Q' = 0$, себ то коли кількість переданого до холодильника тепла виносить нуль. Отже бачимо, що ДЛЯ МОЖЛИВОГО ЗБІЛЬШЕННЯ КОРИСНОГО ЕФЕКТУ η КІЛЬКІСТЬ ТЕПЛА Q', ЩО ВІДВОДИТЬСЯ ВІД ТІЛА, НЕОБХІДНО ПО МОЖЛИВОСТИ ЗМЕНШИТИ. Для величини Q' ми маемо вираз:

$$Q' = c_v(T_2 - T_1) + AL; \qquad /107/$$

Мінімальні вартости величина Q' може мати тоді коли права частина виразу /107/ або в цілому обертаеться в нуль. або стае рівним нулю перший її член, себ-то: $c_v(T_2 - T_1) = 0$

Отж маемо:

$$\left.\begin{array}{l} Q' = 0 \\ \text{або} \quad T_2 = T_1 \end{array}\right\} \qquad /108/$$

Перша умова відповідае процесу АДІАБАТИЧНОМУ, друга - процесу ІЗОТЕРМИЧНОМУ. Таким чином бачимо, що ЦИКЛ КАРНО СЕБ ТО ЦИКЛ З МАКСІМАЛЬНИМ КОРИСНИМ ЕФЕКТОМ МОЖЕ СКЛАДАТИСЯ ЛИШЕ З ПРОЦЕСІВ ІЗОТЕРМИЧНИХ ТА АДІАБАТИЧНИХ.

Першу стадію цикла Карно творить ІЗОТЕР-

МИЧНИЙ РОСШИР газу у вислід ПІДВЕДЕННЯ ЗІ ЗОВНІ ДО ТІЛА ТЕПЛА

$$Q_1 = AL_1 \qquad /109/$$

Другу стадію процеса складає АДІАБАТИЧНИЙ РОСШИР, при якому температура знижується з T_1 до T_2, й завом коштом його внутрішньої енергії /яка при цьому відповідно малів/ довершується праця

$$AL' = c_v(T_1 - T_2). \qquad /110/$$

Третю стадію творить ІЗОТЕРМИЧНЕ СТИСНЕННЯ при якому ВІД ТІЛА ВІДБИРАЄТЬСЯ КІЛЬКІСТЬ ТЕПЛА Q_2 ЕКВІВАЛЕНТНА ПРАЦІ СТИСНЕННЯ:

$$-Q_2 = -AL_2 \qquad /111/$$

Нарешті четверта стадія уявляє собою АДІАБАТИЧНЕ СТИСНЕННЯ, при якому ПРАЦЯ ЗОВНІШНІХ СИЛ СПРАВЛЯЄ ПІДНЕСЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ ГАЗУ З T_2 до T_1 І ВІДПОВІДНИЙ ЗРІСТ ЙОГО ВНУТРІШНЬОЇ ЕНЕРГІЇ. Ця праця визначиться виразом

$$-AL'' = c_v(T_2 - T_1) \qquad /112/$$

Знак мінус взято тут через те, що в даному разі працю довершує не сам газ, а навпаки вона довершується на ньому зовнішніми силами.

Як що ми звернемося до рис. 16, то побачимо, що заштриховане на ньому внутрішне поле циклу означає собою ПОВНУ ПРАЦЮ довершену газом на протязі циклу.

Як що ми просумуємо вирази /109/, /110/ /111/ та /112/ то дістанемо:

$$Q_1 - Q_2 = A(L_1 - L_2) = AL \qquad /113/$$

Звідкиля бачимо, що

$$L = L_1 - L_2 \qquad /114/$$

Можна показати дорогою прикладання інтегрального рахування, що при ІЗОТЕРМИЧНОМУ РОСШИРІ /ізотерма $A_1 A_2$/ має місце залежність

$$L_1 = p_1 v_1 \log nat\left(\frac{v_2}{v_1}\right) = RT_1 \log nat\left(\frac{v_2}{v_1}\right) \qquad /115/$$

так само для ІЗОТЕРМИЧНОГО СТИСНЯННЯ /ізотерма $A_3 A_4$/ матимемо:

$$\mathcal{L}_2 = p_3 v_3 \lg nat\left(\frac{v_3}{v_4}\right) = RT_2 \lg nat\left(\frac{v_3}{v_4}\right) \qquad /116/$$

Для АДІАБАТИЧНОГО РОСШИРУ /адіабата $A_2 A_3$/ на основі взору /87/ можемо написати:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_3}{v_2}\right)^{k-1} \qquad /117/$$

Аналогічно для АДІАБАТИЧНОГО СТИСНЕННЯ /адіабата $A_4 A_1$/ матимемо

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_4}{v_1}\right)^{k-1} \qquad /118/$$

Прирівнюючи два останні вирази один до другого дістанемо:

$$\left.\begin{aligned} \frac{v_3}{v_2} &= \frac{v_4}{v_1}; \\ \text{або} \quad \frac{v_3}{v_4} &= \frac{v_2}{v_1} \end{aligned}\right\} \qquad /119/$$

себ-то ДЛЯ ТОГО ЩОБИ ЕЛЕМЕНТАРНІ ПРОЦЕСИ МОГЛИ ВИТВОРИТИ ЦИКЛ НЕОБХІДНО, ЩОБИ СТОСУНОК ОБСЯГІВ ПІД КІНЕЦЬ ТА НА ПОЧАТКУ ІЗОТЕРМИЧНОГО РОСШИРУ РІВНЯВСЯ СТОСУНКУ ОБСЯГІВ НА ПОЧАТКУ ТА ПІД КІНЕЦЬ ІЗОТЕРМИЧНОГО СТИСНЕННЯ.

Вязвши на увагу взори /119/ й поділивши один на другий вирази /115/ та /116/ дістанемо:

$$\frac{\mathcal{L}_1}{\mathcal{L}_2} = \frac{T_1}{T_2} = \frac{Q_1}{Q_2}, \qquad /120/$$

Отже для корисного ефекту η дістанемо вираз:

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{\mathcal{L}_1 - \mathcal{L}_2}{\mathcal{L}_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \qquad /121/$$

себ-то КОРИСНИЙ ЕФЕКТ ПРИ ЦИКЛІ КАРНО ЗАЛЕЖИТЬ ЛИШЕ ВІД СПАДУ ТЕМПЕРАТУРИ, себ-то від різниці в температурах огрівальника та холодильника.

Взір /121/ показує що величина η одертається в одиницю при $T_2 = 0$, себ-то до ПОВНЕ ПЕРЕТВОРЕННЯ ТЕПЛА В КОРИСНУ ПРАЦЮ МОЖЕ МАТИ МІСЦЕ ТОДІ КОЛИ ТЕМПЕРАТУРА ХОЛОДИЛЬНИКА ВИНОСИТЬ АБСОЛЮТНИЙ НУЛЬ. Не маючи змоги надавати холодильнику таку низьку температуру, ми все ж можемо збільшити в певних межах температурну різницю, підносючи для того температуру огрівальника; цією дорогою вартість корисного ефекту в певній мірі можна наблизити до I.

§ 30. Через що ж процес Карно, який в межах двох заданих крайніх температур дає максімальний корисний ефект не знаходить собі реального здійснення на практиці? Щоб дати відповідь на це запитання звернемося до конкретного прикладу. Переводитимемо в

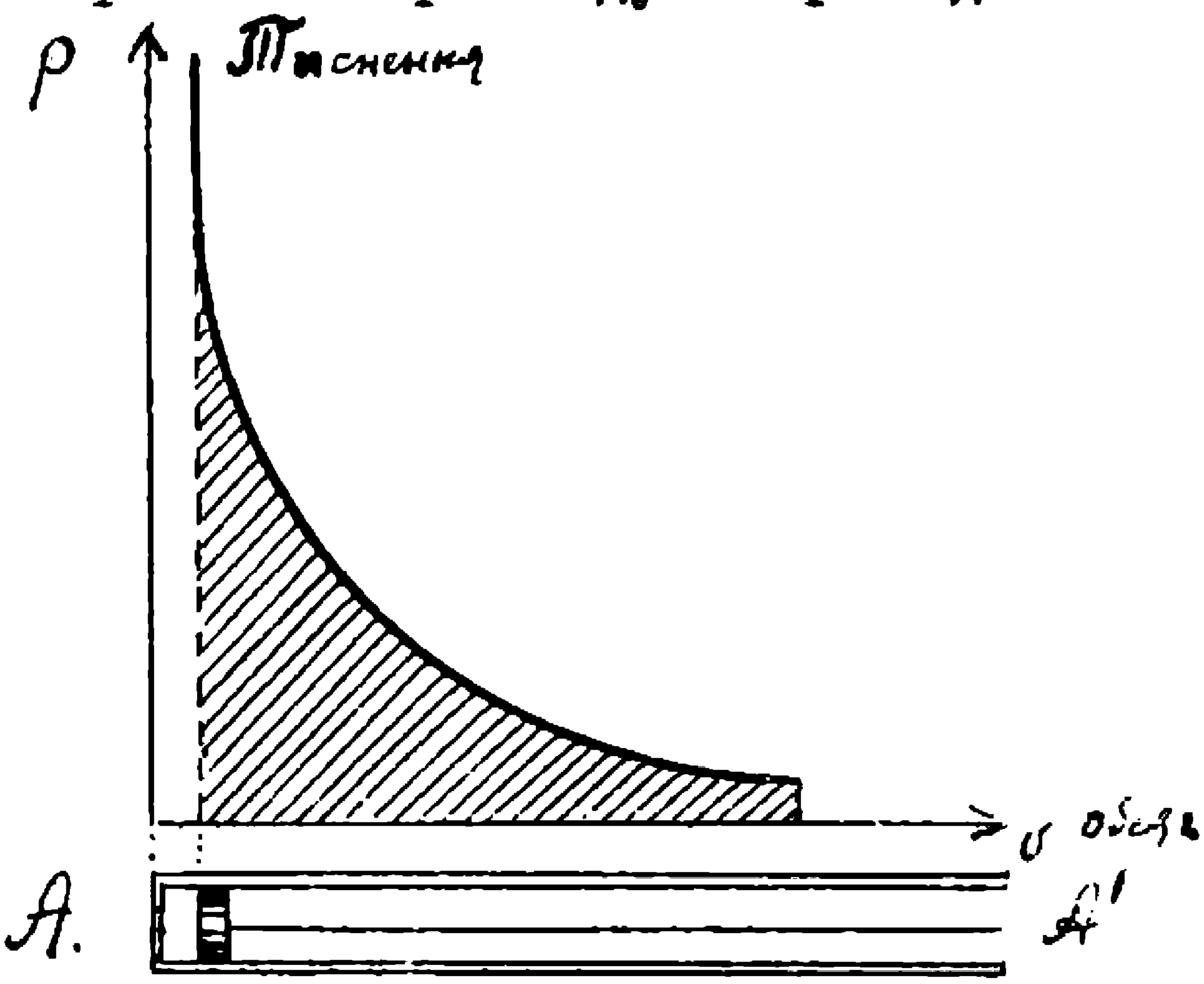


Рис. 17.

циліндрі AA' /рис.17/ стиснення газу й для кожного положення смоку, подаватимемо графічно відповідні вартости обсягу газу v та його тиснення p. Тоді дістанемо криву показану на рисунку. Відповідне поле, що має визначати величину довершеної праці /на рисунку заштриховане/ з являється як бачимо, досить НЕЗНАЧНИМ, не дивлючися на те, що тиснення осягає дуже значної вартости. Коли додати до цього ще й те, що циліндр має бути дуже довгим, а всі загалом частини механізму масивними /при високих тисненнях/ й тяжкими, то зробиться ясним, що страти на поборення тертя й ріжних инших опорів будуть остільки значні, що корисний ефект даного процесу помітно відійде від одиниці.

РОЗДІЛ П'ЯТИЙ.

ДРУГА ТЕРМОДИНАМИЧНА ЗАСАДА.

§ 31. Наш попередній виклад у де-яких своїх частинах посив цілком абстрактно-теоретичний характер. Але на основі цього не слід думати, що такою з'являється наша наука в цілому, не слід трактувати термодинамику, яко науку умозорну. Навпаки необхідно памятати, що в основі своїй вона спирається на факти досвіду й що базами її з'являться ті експериментально-угрунтовані твердження, які мають назву ДВОХ ТЕРМОДИНАМИЧНИХ ЗАСАД. З однією з цих засад ми мали вже нагоду ознайомитися. Перша термодинамична засада перебуває, як ми бачили, в органичному звязку з законом збереження енергії. Останній вона певним чином конкретизує й надає йому вигляд кількостно-окресленої закономірности. Перша термодинамична засада каже, що ПЕРЕБІГ УСІХ ПРОЦЕСІВ ПРИРОДИ ВІДБУВАЄТЬСЯ ТАК, ЩО ЗАВЖДИ ПЕВНА КІЛЬКІСТЬ ОДИНИЦЬ ОДНІЄЇ ЕНЕРГІЇ ПЕРЕТВОРЮЄТЬСЯ В ПЕВНУ, ТОЧНО-ОЗНАЧЕНУ КІЛЬКІСТЬ ОДИНИЦЬ ДРУГОЇ ЕНЕРГІЇ. Отже бачимо, що перша засада трактує питання про те ЯК-САМЕ відбуваються процеси природи; вона аналізує їх ВНУТРІШНІЙ МЕХАНИЗМ і встановлює певні норми праці цього механизму. Далі цього перша термодинамична засада не йде. Але з одного боку абстрактна думка каже нам, що всякий життьовий процес повинен мати якусь свою МЕТУ і відповідно до останньої ВЛАСТИВИЙ ЙОМУ НАПРЯМОК, з другого боку спостереження над життям всесвіту мимоволі приводять нас до думки про іспування в природі ЄДИНОГО СПІЛЬНОГО НАПРЯМКУ, що об'єднує в собі всю різноманітність несчислимих її процесів.. Як ті пасажири, що посуваючись по палубі пароплаву в ріжних напрямках, підлягають загальному пересуненню в напрямку руху пароплава, руху, що домінує над усіма їх ріжноманітними рухами,- так і в житті природи уважне око дослідувача викриває певний домінуючий процес, що об'єднує в собі й забирає під свій вплив всі без найменшого винятку процеси природи.

Отже приходимо до такого висновку: життя природи, при всій ріжноманітности своїх проявів має певну, характерну для нього ТЕНДЕНЦІЮ й перебіг усіх своїх процесів СКЕРОВУЄ В ПЕВНОМУ НАПРЯМКУ.

Питання про те ЩО-САМЕ відбувається в природі й творить основу її життя та В ЯКОМУ САМЕ ЗАГАЛЬНОМУ НАПРЯМКУ ВІДБУВАЮТЬСЯ ВСІ ЖИТТЬОВІ ПРОЦЕСИ це питання складає об'єкт ДРУГОЇ ТЕРМОДИНАМИЧНОЇ ЗАСАДИ. До ознайомлення з нею ми нині й перейдемо.

§ 32. Почнемо з ближчого розгляду НАТУРАЛЬНИХ процесів природи, себ-то таких процесів, які відбуваються САМІ-СОБОЮ, без найменших впливів та штучних зарядженів з нашого боку. Будь-яке тяжке тіло завше падає з гори додолу. Тепло завжди переходить від тіл більш огрітих до тіл, огрітих менше. Газ завше намагається збільшити свій обсяг. Два гази, прийшовши у контакт завше підпадають дифузії. Маси течі завше простують до одного позему. Сіль розпускається у воді, при чому молекули її завжди простують від місць з більшою концентрацією до місць з концентрацією меншою. Механична праця завше переходить у тепло.

Ми назвали цілу низку процесів. Всі вони можливі, бо з'являються НАТУРАЛЬНИМИ, себ то дійсно відбуваються в природі. Процеси, ПРОТИЛЕЖНІ наведеним, слід видимо назвати НЕНАТУРАЛЬНИМИ. Піднесення тяжкого тіла догори, перехід тепла від тіл менш огрітих до тіл більш огрітих, встановлення мас течі на ріжних поземах і т.д. все це будуть процеси НЕНАТУРАЛЬНІ. Одначе чи можемо ми їх назвати неможливими. В найменшій мірі ні; бо кождого дня на власні очі переконуємося в їх можливости: підносимо в долини догори тяжкі предмети, подаємо помпами воду, викристалізовуємо з росчинів соли, стискуємо в десятки разів газ і у парових та инших моторах здобуваємо коштом тепла механичну працю і т.д. Отже з'являються можливими й процеси ненатуральні. А в чому ж тоді полягає ріжниця поміж ними й натуральними процесами? Не треба довго замислюватися щоби дати відповідь на це запитання. І відповідь на нього є така: НЕ ВСІ ПРОЦЕСИ, ЩО МОЖУТЬ МАТИ МІСЦЕ В ПРИРОДІ, З'ЯВЛЯЮТЬСЯ ОДНАКОВО МОЖЛИВИМИ: ОДНІ З НИХ МАЮТЬ Б І Л Ь Ш У МОЖЛИВІСТЬ, ЇХ МИ НАЗИВАЄМО ПРОЦЕСАМИ Н А Т У Р А Л Ь Н И МИ ДРУГІ МАЮТЬ М Е Н Ш У МОЖЛИВІСТЬ, ЇХ МИ НАЗИВАЄМО ПРОЦЕСАМИ Н Е Н А Т У Р А Л Ь Н И М И.

Зі сказаного нами раніше слідує, що процеси НАТУРАЛЬНІ мають ту перевагу, що вони відбуваються САМІ-СОБОЮ, до чого не здібні процеси ненатуральні. Отже приходимо до такого висновку: НАПРЯМОК ПЕРЕБІГУ ПРОЦЕСІВ НАТУРАЛЬНИХ МАЄ П Е Р Е В А Г У ПЕРЕД НАПРЯМКОМ ПЕРЕБІГУ ПРОЦЕСІВ НЕНАТУРАЛЬНИХ. Таким чином названий напрямок є ДОМІНУЮЧИМ у житті природи і з'являється символом існування певної ТЕНДЕНЦІЇ в цілому процесі цього життя.

§ 33. Ріжні працьовники в галузі термодинамики ріжними способами робили спроби окреслення наведеного вище факту існування в загальному процесі життя всесвіту певної домінуючої тенденції. Таким чином вони підходили до ріжних сформульовань ДРУГОЇ ТЕРМОДИНАМИЧНОЇ ЗАСАДИ, предметом якої з'являється згаданий факт.

В найбільш-примитивній редакції друга термодинамична засада була сформульована /р.1850/ КЛАУЗІУСОМ /Clausius./. Редакція ця є наступною:

ПРИ ЖАДНИХ УМОВАХ ТЕПЛО НЕ МОЖЕ САМОСТІЙНО, СЕБ-ТО БЕЗ БУДЬ-ЯКОГО СТОРОННЬОГО ВТРУЧАННЯ, ПЕРЕХОДИТИ ВІД ТІЛ ХОЛОДНІШИХ ДО ТІЛ ТЕПЛІШИХ, РІВНИМ ЧИНОМ ЯК ПРИ ЖАДНИХ УМОВАХ НЕ МОЖЕ САМА СОБОЮ ВИТВОРИТИСЯ ПО МІЖ

ОДНАКОВО-ОГРІТИМИ ТІЛАМИ ТЕМПЕРАТУРНА РІЖНИЦЯ.

Наведена редакція другої термодинамичної засади підкреслює ту думку, що процеси НЕНАТУРАЛЬНІ, себ-то протилежні натуральним, ніколи самі-собою відбуватися не можуть. Ближче дослідження цієї справи показує, що в тому випадку, коли ми штучно викликаємо такі процеси, ВСЯКОМУ НЕНАТУРАЛЬНОМУ ПРОЦЕСУ КОНЧЕ ТОВАРИШИТЬ ПРОЦЕС НАТУРАЛЬНИЙ. Додаючи до процеса ненатурального процес натуральний природа ніби то КОМПЕНСУЄ своє право, порушене людськими зусиллями. Для названої компенсації ненатурального процесу процес натуральний повинен мати ВІДПОВІДНУ ІНТЕНСИВНІСТЬ. Умовимося інтенсивність натуральних процесів уважати величиною додатною, а інтенсивність ненатуральних процесів - від'ємною. Тоді дослідження з'явищ природи приведе нас до наступного висновку: СУМА ІНТЕНСИВНОСТЕЙ БУДЬ-ЯКИХ ПРОЦЕСІВ МОЖЕ ДАВАТИ ЛИШЕ АБО НУЛЬ АБО ВЕЛИЧИНУ ДОДАТНУ. Скажемо відразу, що вартість нуль відповідає ідеальному випадку, а саме процесу ЗВОРОТНОМУ, вартости від нуля більші ВІДПОВІДАЮТЬ звичайним НЕЗВОРОТНИМ процесам. Що це справді так - легко переконатися. Справді коли би для одного напрямку зворотного процесу ми мали би нерівенство: $J>0$, то для напрямку протилежного первісному дістали би $J<0$, що неможливо.

§ 34. Инакше сформулював другу термодинамичну засаду В. ТОМСОН /лорд КЕЛЬВИН/. Виходючи з того, що конечною передумовою перетворення теплової енергії в механичну працю є ПЕРЕХІД ТЕПЛА від одних тіл до других і що такий перехід може відбуватися лише в певному напрямку, а саме від тіл більш огрітих до тіл менш огрітих, В. Томсон дав /р.1851/ другий термодинамичній засаді таке сформульовання:

НЕМОЖЛИВО ОДЕРЖАТИ ПРАЦЮ ВІД БУДЬ-ЯКОГО МАТЕРІЯЛЬНОГО ТІЛА ПРИ ОХОЛОДЖЕННІ ЙОГО ДО ТЕМПЕРАТУРИ, НИЖЧОЇ ВІД ТЕМПЕРАТУРИ НАЙБІЛЬШ ХОЛОДНОГО З ТІЛ ТОГО ОТОЧЕННЯ, В ЯКОМУ ПЕРЕБУВАЄ ДАНЕ ТІЛО.

Зі змістом наведеного твердження ми вже власне ознайомилися в § 27. Тут воно подається лише в трохи відмінній редакції і в иншому, ширшому освітленні. Це твердження дозволяє зрозуміти через що-саме в ролі теплових моторів можуть виступати лише тіла ОГРІТІ, себ-то такі, температура яких є вищою від температури тіл, що складають оточення нашого життя. Фактично всі ці тіла володіють значними запасами тепло-вої енергії, бо абсолютна температура кожного з них виносить близько 300°, одначе використувати ці теплові акумулятори в звичайних умовах нашого земного життя не з'являється можливим. Для того щоби такі акумулятори віддавали назовні свою теплову енергію, що при цьому оберталася би в механичну працю, необхідно існування тієї або иншої ріжниці температур; поки її немає використання теплових запасів нашого оточення /воздуху, Землі й инш./ для одержання механичної праці є неможливим.

Щоби зрозуміти це наведемо приклад з гидравлики: які б значні запаси води ми не мали, використання їх, яко механичного рухового чинника, не можливо аж доти, поки вся маса води має один рівень. РІЖНИЦЯ РІВНІВ водяних мас є тією конечною передумовою, без додержання якої неможлива найменша утилізація названих мас.

РІЖНИЦЯ ТЕМПЕРАТУР є цілком такою же передумовою для утилізації теплових запасів ріжних тіл нашого оточення.

Свого часу ми назвали "*perpetuum mobile* ПЕРШОГО РОДУ" таке урядження, за помічу якого механичну працю можна витворювати з нічого. Назовемо тепер "*perpetuum mobile* ДРУГОГО РОДУ" таке урядження, яке би дозволяло ЗДОБУВАТИ МЕХАНИЧНУ ПРАЦЮ ЗА РАХУНОК ТЕПЛОВИХ ЗАПАСІВ НАШОГО ЗЕМНОГО ОТОЧЕННЯ.

Тоді попереднє твердження В. Томсона можна подати в такій редакції:

perpetuum mobile ДРУГОГО РОДУ є НЕМОЖЛИВИМ.

Трохи пізніше /р. 1852/ той же В. ТОМСОН дав другій термодинамичній засаді инше оформульовання. Останнє є значно ширшим, а також і глибшим по своєму змісту від попереднього. Воно звертає увагу на той факт, що, взнаючи в процесах природи ріжних перетворень, енерґія при цьому ПІДПАДАЄ РОЗСІВАННЮ й таким чином РОЗПОРОШУЄТЬСЯ. Справді, слідкуючи за перебігом життя природи, ми в усіх його проявах уловлюємо ТЕНДЕНЦІЮ ДО ВИРІВНЯННЯ НАПРУЖЕНЬ. Тепло простує перейти від тіл більш огрітих до тіл менш огрітих, себ-то ВИРІВНЯТИ РІЖНИЦЮ ТЕПЛОВИХ НАПРУЖЕНЬ, електричність ріжних знаків намагається злучитися одна з другою, простуючи таким чином до ВИРІВНЯННЯ ЕЛЕКТРИЧНИХ НАПРУЖЕНЬ, маси течі, що знаходяться на ріжних поземах намагаються зійтися до одного позему для ВИРІВНЯННЯ ГИДРОСТАТИЧНИХ НАПРУЖЕНЬ і т.д. і т.д. Цю НІВЕЛЯЦІЙНУ ТЕНДЕНЦІЮ цей НАХИЛ ПРИРОДИ ДО ВИРІВНЯННЯ ВСІХ БЕЗ ВИНЯТКУ НАПРУЖЕНЬ й осягнення таким чином РІВНОМІРНОГО РОСПРЕДІЛЕННЯ ЕНЕРҐІ. в ЦІЛОМУ ВСЕСВІТІ окреслює як раз нова Томсонова редакція другої термодинамічної засади; вона каже нам що

ЕНЕРҐІЯ ВСЕСВІТУ ПРОСТУЄ ДО РОСПОРОШЕННЯ СЕБ ТО ДО ПЕРЕТВОРЕННЯ В РІВНОМІРНО-РОСПРЕДІЛЕНУ ЕНЕРҐІЮ Т Е П Л О В У.

Наведене твердження цілком виразно окреслює нам ту загальну тенденцію життя природи, про яку ми згадували раніше і яка складає ХАРАКТЕРНУ ОЗНАКУ НАТУРАЛЬНИХ ПРОЦЕСІВ. Сонце й инші небесні тіла, що з'являються могутніми джерелами енерґії, випроміньовують останню у величезних кількостях до космичних просторів, температура яких теоретично є дуже близькою, а практично має зрівнатися рівною абсолютному нулю. Енерґія найріжноманітніших джерел, перетворившися кінець-кінцем у енерґію теплову, простує до безмежних міжзоряних просторів, де безслідно поглинюється велетенським космичним холодильником. З бігом часу напруження енерґії в усіх закутках всесвіту спадає, а ра-

---

х/ Наприклад Сонце випроміньовує в одну секунду кількість енерґії, що вимірюється 800.000 трилліонів кінських сил.

зом з тим і СЛАБШАЄ ТЕМП ЙОГО ЖИТТЯ.

Це життя притишується, загасає, ПРОСТУЄ ДО ПОВНОГО СУПОЧИНКУ. Рух є символом життя. Супочинок так само є символом смерти. Отже приходимо ніби то до дуже невеселого для нас висновку про те, що всесвіт уявляє собою певний орґанізм, який підпадає загальному для всього живого закону - закону смерти. Велична будівля життя, що дивує нас своєю могутністю, досконалою гармонійністю та неосяжною красою, раніше чи пізніще має стати здобутком смерти, обернутися в руїну....

Трактовання обмежених термодинамичних проблем несподівано привело нас до філософського питання виключної ваги та інтересу. Зупинятися на довшому й докладнішому трактованні його ми тут не будемо. І, не розвязуючи його, спокійно підемо далі, не турбуючися простановищтієї комашні, доля якої є звязана з долею малесенької порошинки великого всесвіту і яка носить назву земного людства. На її вік усього вистарчить; бо в житті космосу все міряється не годинами й днями, а міліонами та сотнями міліонів років.

§ 35. Ще инші сформульовання другій термодинамичній засаді дали ПФАУНДЛЕР /Pfaundler/ та БОЛЬЦМАН /Ludwig Boltzmann/. Пфаундлерова редакція підкреслює той факт що в процесі перетворення свого з одних форм у другі ЕНЕРГІЯ з бігом часу ГУБИТЬ СВОЮ ЯКІСТЬ, А З НЕЮ Й ВАРТІСТЬ. Зниження останніх є безпосереднім вислідом окресленої нами вище тенденції енерґії до РОСПОРОШЕННЯ. В зібраному, сконцентрованому вигляді енерґія має певну вартість; у вигляді розсіяному, роспорошеному цієї вартости вона вже немає. Поясникмо це обезціненн енерґії на прикладі. В казані фабричної машини міститься де-яка маса водяної пари, що переховує в собі ПЕВНУ кількість теплової енерґії. Цю теплову енерґію можна обернути в механичну працю й привести в рух усі фабричні станки. Випустимо далі пару з казану на вільне повітря, так щоби вона розійшлася по всьому фабричному помешканню. Чи можливо буде тепер використати її яко руховий чинник для приведення в рух станків? Не треба найменш замислюватися над цим запитанням, щоби дати на нього неґативну відповідь. Отже бачимо, що в данову разі теплова енергія хоч і зберігдася але У ВИСЛІД СВОГО РОСПОРОШЕННЯ ОБЕЗЦІНИЛАСЯ.

Вода в техниці є одним з рухових чинників. Вона творить собою те "біле вугілля", про використання якого так мріють тепер інжинери. А чи при всяких умовах це біле вугілля має все ту ж вартість? Знову не треба довго замислюватися, щоби дати неґативну відповідь. Справді розглянемо якусь масу води, наприклад І міліон килоґрамів. Як що таку масу води ми візьмемо в річці, то вона яко руховий чинник має цілком певну вартість; перепустивши її, наприклад, через турбину ми дістанемо відповідних розмірів механичну працю. Випомпуємо тепер згадану кількість води з річки й розіллємо її по широкому простору її берегів, так щоби вона вкрила землю тонесенькою верствою. Запитаймо тепер: чи знайдеться який-небудь інжинер, що спромігся б використати цю розілляту воду в роді рухового чинника. Без сумніву ні. Отже бачимо, що все та ж водяна маса в одних умовах яко джерело енерґії має певну вартість, в инших умовах цієї вартости вже не має. Але ж згадаймо відразу, що до цих останніх умов при всіх натуральних процесах вода й простує, що всюди й завше вона збігає з вищих місць до місць нижчих,"розливається" по широких просторах, витворюючи при цьому озера, моря та океани. Правда акцією сонячних промінів водяні маси знову женуться "до-гори", щоби, впавши на землю в формі дощу чи снігу, створити нові запаси води, необхідні для піддержання руху останньої, але такий стан річей не змінює справи, не нищить ТЕНДЕНЦІЇ САМОЇ ВОДИ ЗАНЯТИ НАЙНИЖЧЕ МОЖЛИВЕ ПОЛОЖЕННЯ, ЗВЕСТИ ВІЛЬНІ ПОВЕРХНІ ВСІХ СВОЇХ МАС ДО ОДНОГО ПОЗЕМУ й після цього ПЕРЕЙТИ ЗІ СТАНУ РУХУ В СТАН ВІЧНОГО СУПОЧИНКУ.

Всесвіт простує до вічного супочинку,

бо енерґія губить свою первісну якість, обезцінюється. Ось до якого висновку приводить невблагано нас спостереження життя природи. І відповідно до цього ПФАУНДЛЕР другу термодинамичну засаду формульовує так:

ЕНЕРҐІЯ В ПРИРОДІ ПРОСТУЄ ДО ВИРОДЖЕННЯ, ПРОСТІР ТА МАТЕРІЯ, ЯКО ЇЇ НОСІЇ, ДО ОБЕЗЦІНЕННЯ.

Окремо від усіх попередніх оформульовань другої термодинамичної засади стоїть сформульовання БОЛЬЦМАНА. Останнє базується на пристосованні до термодинамичних процесів ідей та визначень ТЕОРІЇ ПРАВДОПОДІБНОСТЕЙ. Не маючи можливости зупинятися на цьому питанні в належній мірі, зробимо спробу пояснити суть справ в де-кількох словах. Факт істнування ПЕВНОГО НАТУРАЛЬНОГО НАПРЯМКУ в перебігу процесів природи приводить нас до висновку, що КОЖДИЙ ПОСЛІДУЮЧИЙ /В ЧАСІ/ СТАН ВСЕСВІТУ Є В БІЛЬШІЙ МІРІ ПРАВДОПОДІБНИМ НІЖ КОЖДИЙ ІІ ПОПЕРЕДНІЙ СТАН. Щоби лекше зрозуміти зміст цього твердження розглянемо який небудь приклад. Візьмемо, скажемо, газ. Цей газ може бути в чистому, незмішаному вигляді або у вислід диффузії перебувати в суміші з иншими газами. Останній випадок слід уважати ПРАВДОПОДІБНІШИМ од першого. Справді коли ми в даний мент маємо абсолютно чистий газ, то за годину він може бути або чистим, або змішаним; коли ж у даний мент ми маємо змішаний газ, то за годину він може бути лише таким /бо процес, протилежний процесу дифузії, яко НЕНАТУРАЛЬНИЙ, сам собою відбутися не може/. Отже бачимо, що два стани газу МАЮТЬ РІЖНУ ПРАВДОПОДІБНІСТЬ: МЕНШУ ПРАВДОПОДІБНІСТЬ МАЄ СТАН ПЕРВІСНИЙ, БІЛЬШУ ПРАВДОПОДІБНІСТЬ МАЄ СТАН КІНЦЕВИЙ, ДО ЯКОГО ВІД ПЕРВІСНОГО СТАНУ ТІЛО ДІЙШЛО ДОРОГОЮ НАТУРАЛЬНОГО ПРОЦЕСУ.

Після цих попередніх зауважень ми вже зможемо зрозуміти належним чином зміст Больцманової формули:

ПРИРОДА ПРОСТУЄ ВІД СТАНУ МЕНШ-ПРАВДОПОДІБНОГО /unwarscheinlich/ ДО СТАНУ БІЛЬШ-ПРАВДОПОДІБНОГО /warscheinlich/.

§ 36. Звернемося до математичного окреслення другої термодинамичної засади. Для корисного ефекту зворотного циклу /Карно/ ми маємо вираз:

$$\eta = \frac{Q-Q'}{Q} = \frac{T-T'}{T} \ldots \quad /122/$$

В тому випадку коли ізотерми T та T' з'являються одна до другої досить близькими, маємо $T-T'=dT$; $Q-Q'=dQ$. В такому разі вираз /122/ приймає вид:

$$\frac{dQ}{Q} = \frac{dT}{T} \ldots\ldots \quad /123/$$

Взір /122/ можна переписати так:

$$1-\frac{Q'}{Q} = 1-\frac{T'}{T};$$

Звідкиля дістанемо:

$$\frac{Q}{T} = \frac{Q'}{T'} \ldots\ldots \quad /124/$$

Як що тепло, одержане тілом зі зовні, вважатимемо додатним, а тепло, віддане їм зовнішньому оточенню, від'ємним, то останній вираз перепишеться так:

$$\frac{Q}{T} + \frac{Q'}{T'} = 0 \ldots\ldots \quad /125/$$

що й дає математичний вислів другої термодинамичної засади.

Взір /125/ стосується до циклу Карно, складеного виключно з процесів ізотермичних та адіабатичних. Одначе, як показав КЛАПЕЙРОН /Clapeyron/, його певним чином можна поширити й на загальний випадок зворотного циклу. Справді такий цикл можна за поміччу низки адіабат AA', BB', CC' та ізотерм AD, BE, $A'D'$, $B'E'$ розкласти на елементарні цикли $AA'D'DA$, $BB'E'EB$ і т.д. Для кожного з таких елементарних циклів матиме місце рівняння:

$$\frac{dQ}{T} + \frac{dQ'}{T'} = 0 \ldots \quad /126/,$$

де dQ означає кількість тепла, яку тіло дістало на одній ізотермі - температури T

/наприклад AD /, а dQ' - кількість тепла, яку тіло здобуло на другій ізотермі - температури T' /наприклад $D'A'$ /.

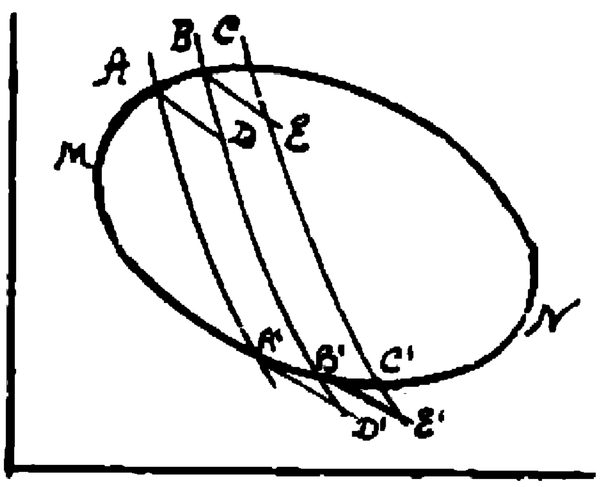


Рис. 18.

Для цілого процесу, що уявляє собою зворотний цикл довільного типу, ми дістанемо вираз:

$$\int\limits_{ABCNC'B'A'MA} \frac{dQ}{T} = 0 \quad /127/$$

Взір /127/ є другим більш загальним математичним окресленням другої термодинамичної засади.

Звернемося тепер до того випадку, коли серед елементарних процесів, з яких складається данний цикл, знаходяться процеси як зворотні, так і незворотні.

При кождому незворотному процесі тепло в механічну працю перетворюється НЕ ПОВНІСТЮ. Якась частина його - назовемо її q - лишається без використання. Отже є цілком зрозумілим, що на цю величину q ми повинні в данному разі збільшити загальну кількість тепла Q. Таким чином для корисного ефекту дістанемо вираз:

$$\eta' = \frac{(Q+q)-(Q'+q)}{Q+q} = \frac{Q-Q'}{Q+q} \quad /128/$$

З нерівенства
$$\frac{Q-Q'}{Q+q} < \frac{Q-Q'}{Q}$$

бачимо, що ПРИ ПРОЦЕСІ НЕЗВОРОТНОМУ КОРИСНИЙ ЕФЕКТ Є М Е Н Ш И М А НІЖ ПРИ ПРОЦЕСІ ЗВОРОТНОМУ.

Основні взори для зворотного процесу /124/ та /127/ перетворюються в такі

$$\frac{Q+q}{T} - \frac{Q'+q}{T'} < 0$$

або, на основі виразу /125/:

$$q\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T'}\right) < 0 \qquad /129/$$

та
$$\int\limits_{ABCNC'B'A'MA} \frac{dQ}{T} < 0 \qquad /130/$$

§ 37. Друга термодинамична засада, як то свого часу показав В. ТОМСОН /лорд КЕЛЬВИН/, створює можливість встановити АБСОЛЮТНУ ТЕМПЕРАТУРНУ СКАЛЮ, себ-то таку скалю, яка від фізичних властивостей термометричного тіла в найменшій мірі не залежить. Цій вимові зовсім не задовольняє скаля звичайних ртутних термометрів, а також й термометрів газових, конструкція яких збазована на тепловому росширі тих або инших тіл.

В термометрах газових вплив фізичних властивостей термометричного тіла є порівнюючи меншим, ніж у термометрах звичайних; але він усе ж таки істнує й показання двох термометрів виповнених ріжними газами, хоч і в незначній мірі, а все ж по між собою ріжнитимуться.

Вище ми бачили, що корисний ефект циклу Карно не залежить від фізичних властивостей того тіла, що виконує функції переносчика тепла, бо у вираз

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1} \qquad /131/$$

будь-яка величина, що характеризувала би собою фізичні властивости даного тіла, не увіходить.

З виразу /131/ дістанемо:

$$T_2 = T_1(1 - \eta) \qquad /132/$$

Таким чином, знаючи корисний ефект η циклу Карно, що відбувається по-між двома температурами T_1 та T_2, і взявши першу з них, що є сталою, за початкову точку скалі, ми можемо знайти кінцеву її точку.

Примемо за температуру T_1 НОРМАЛЬНУ ТОЧКУ КИПІННЯ ВОДИ, визначивши її певним числом, тоді ми матимемо завдання знайти ВІДПОВІДНЕ число для ТОЧКИ ТОПЛЕННЯ ЛЬОДУ. Для розвязання цього завдання ми маємо впорядити по між двома тепловими резервуарами згаданих вище температур зворотний цикл. Для корисного ефекту останнього дословідною дорогою ми знайдемо вартість

$$\eta = \frac{100}{373,1} \quad \cdots\cdots /133/$$

Отже, поклавши у взорі /132/ $T_1 = 373,1$, дістанемо:

$$T_2 = 373,1\left(1 - \frac{100}{373,1}\right) = 273,1^\circ \cdots /134/,$$

де T_2 означає точку топлення льоду.

Візьмемо певну температуру T_3, вищу від T_2 й нижчу від T_1 $(T_2 < T_3 < T_1)$, і впорядимо зворотний цикл по між температурами T_1 та T_3. Тоді корисний ефект цього циклу η', як видко з нерівенства

$$\frac{T_1 - T_3}{T_1} < \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad \cdots\cdots /135/$$

буде меншим від корисного ефекту η поперевього циклу, так що можна буде загалом написати

$$\eta' = \eta - \varphi \cdots\cdots\cdots /136/$$

Підберемо температуру T_3 таким чином, щоби величина φ мала вартість $\varphi = \frac{\eta}{100}$ /137/

Тоді дістанемо:

$$\left.\begin{aligned} \eta' &= \frac{99}{100}\eta = \frac{99}{373,1} \\ T_3 &= 274,1^\circ \end{aligned}\right\} /138/$$

Візьмемо далі температуру T_4, що задовольняла би вимові $T_3 < T_4 < T_1$ і підберемо при цьому її таким чином, щоби зворотний цикл, впорядкований по-між температурами T_1 та T_4, мав корисний ефект: $\eta'' = \eta - 2\varphi$,

де величина η визначається вэором /137/
Тоді дістанемо

$$\left.\begin{aligned} \eta'' &= \frac{98}{100}\,\eta = \frac{98}{373{,}1}; \\ T_4 &= 275^\circ; \end{aligned}\right\} \qquad /139/$$

Як що ми продовжуватимемо йти тим же шляхом, упорядковуючи цикли Карно в корисними ефектами:

$$\left.\begin{aligned} \eta''' &= \frac{97}{373{,}1}; \\ \eta^{IV} &= \frac{96}{373{,}1}; \\ &\text{---}\ \text{---}\ \text{---} \\ \eta^{99} &= \frac{1}{373{,}1} \\ \eta^{100} &= 0 \end{aligned}\right\} \qquad /140/$$

то дістанемо відповідну низку температур, які відповідатимуть поділкам НОРМАЛЬНОЇ або АБСОЛЮТНОЇ ТЕМПЕРАТУРНОЇ СКАЛІ по-між точками топлення льоду та кипіння води. Температури по звичайній Цельсієвій скалі ми зазначаємо здебільшою літерою t . Температуру по скалі абсолютній умовимося надалі зазначати літерою T Отже бачимо що точка топлення льоду має температуру $T = 273^\circ{,}1$ точка кипіння води має температуру $T = 373{,}1$
Температура

$$T_0 = 0,$$

що визначає собою НИЖЧУ ОСНОВНУ ТОЧКУ АБСОЛЮТНОЇ СКАЛІ, дістає назву А Б С О Л Ю Т Н О Г О Н У Л Я. По скалі Цельсія вона відповідає температурі

$$t = -273{,}^\circ 1 \qquad /141/$$

Як бачимо, АБСОЛЮТНИЙ НУЛЬ УЯВЛЯЄ СОБОЮ ТУ ТЕМПЕРАТУРУ ДО ЯКОЇ ПРИ ЦИКЛІ КАРНО НЕОБХІДНО СХОЛОДИТИ ВІДПОВІДНЕ ТІЛО, ЩОБИ НАЛЕЖНЕ ОСТАННЬОМУ ТЕПЛО П О В Н І С Т Ю ВИЙШЛО З ТІЛА Й ПЕРЕТВОРИЛОСЯ В ПРАЦЮ Отже звідціля приходимо до висновку, що температур по вартостях менших од T_0 бути не може і що АБСОЛЮТНИЙ НУЛЬ ВИЗНАЧАЄ СОБОЮ Н А Й - Н И Ж Ч У МОЖЛИВУ ТЕМПЕРАТУРУ. Справді температур нижчих од названої бути не може, бо їхнє істнування уможливлювало б здійснення таких циклів, корисні ефекти яких мали би вартість БІЛЬШУ ВІД ОДИНИЦІ, що є алогічним.

Всі тіла, що складають наше земне оточення рівним чином, як і більшість небесних світил, мають температуру, що значно відходить від абсолютного нуля. Цю температуру, як слід думати, мають міжпланетні та міжзоряні КОСМИЧНІ ПРОСТОРИ. Вони то й абсорбують безнастанно теплову енерґію, яку висилають од себе всі огріті тіла. Коли би за міліарди років цей термонівеляційний процес закінчився, увесь всесвіт уявляв би собою оточення однакового теплового стану з температурою незначно - вищою від абсолютного нуля.

§ 38. Прикладемо другу термодинамичну засаду до відомого нам в курсу фізики факту ЗНИЖЕННЯ ТОЧКИ ТОПЛЕННЯ ТІЛ ЗІ ЗРОСТОМ ЗОВНІШНЬОГО ТИСНЕННЯ. Розглянемо зворотний цикл переходу води з твердого до рідкого стану. Нехай ми маємо разом дві фази - тверду та рідку й v_1 визначає загальний обсяг води та льоду; хай далі p_1 означає первісне тиснення, під яким перебуває названа суміш, а T_1 - її абсолютну температуру.

Піддамо тепер нашу суміш наступним чотирьом змінам:

I/ Встановимо тепловий контакт суміші з тілом A , температура якого на безконечно-малу величину є МЕНШОЮ від T_1 ; підтримуватимемо цей контакт аж доти, покп, у вислід переходу від суміші до тіла кількости тепла Q_1 , не СТУЖАВІЄ І КІЛОГРАМ ВОДИ; при цьому суміш, що перебуває під сталим тисненням та при сталій температурі /0°Ц/ змінить свій первісний обсяг v_1 на більший - v_2.

Інтерпретуватимемо наш досвід графично. Тоді /рис.19/окресленому вище процесу відповідатиме відтинок простої лінії MN.

II. Піддамо суміш АДІАБАТИЧНОМУ СТИСНЕННЮ підвесши первісне тиснення p_1 до величини p_2. Тоді певна незначна кількість льоду перетвориться у воду і відповідно до цього обсяг цілої суміші зменшиться з величини v_2 до величини v_3. При цьому у вислід витрати тепла на процес топлення ТЕМПЕРАТУРА СУМІШІ ЗНИЗИТЬСЯ з величини T_1 до величини T_2

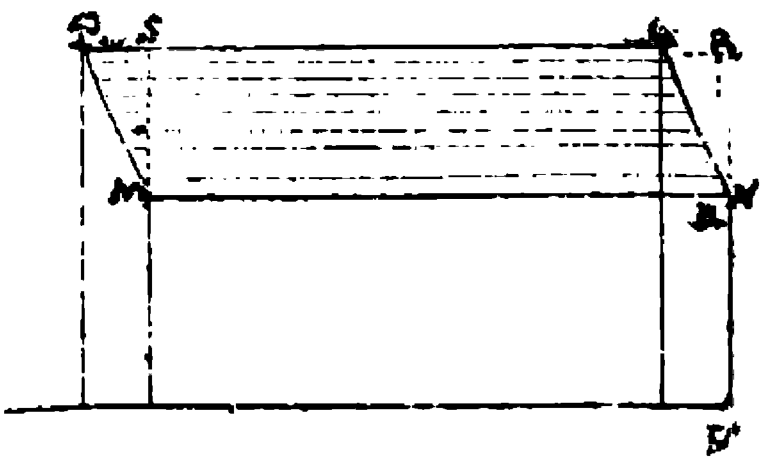


Рис. 19.

Окресленому процесу на нашому рисунку відповідатиме крива NQ

III Встановимо контакт суміші з тілом B, температура якого безконечно-мало ПЕРЕВИЩУЄ температуру T_2: тоді у вислід переходу від названого тіла до суміші кількости тепла Q_2 певна частина льоду перетвориться у воду, так що загальний обсяг суміші зменшиться з v_3 до v_4. Цьому процесу на рисунку відповідає відтинок простої QP

IV. Піддамо суміш АДІАБАТИЧНОМУ СТИСНЕННЮ, зменшивши тиснення p_2 до величини первісного тиснення p_1. Тоді обсяг суміші та її температура набудуть первісних вартостей v_1 та T_1.

Таким чином ми дістали замкнений зворотний цикл. Для довершення його було зужито кількість тепла $Q_1 - Q_2$ й вислідом цього є довершення праці

$$\mathcal{L} = J(Q_1 - Q_2), \qquad /142/$$

На основі зворотности процесу ми можемо написати:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \qquad /143/$$

звідкиля на основі /142/

$$T_1 - T_2 = T_1 \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 \mathcal{L}}{Q_1 \mathcal{J}}; \qquad /144/$$

З рисунку видко, що праця $\mathcal{L}$ визначається полем S фігури $MNQP$, яке в певному наближенні можемо вважати полем фігури $NRSM$. Отже зможемо написати

$$\mathcal{L} = (v_2 - v_1)(p_2 - p_1); \qquad /145/$$

на основі чого взір /144/ перепишеться так:

$$T_1 - T_2 = \frac{T_1}{Q_1 \mathcal{J}} (v_2 - v_1)(p_2 - p_1). \qquad /146/$$

Примемо тут за одиницю довжини - ДЕЦИМЕТР, за одиницю маси - КИЛОГРАМ, і вважатимемо, що $p_1 = 1$ атмосф. $/= 103 \frac{кгр}{дец^2}/$ $p_2 = 2$ атм. $\mathcal{J} = 4271 \frac{кгр - дециметр}{вел. калор.}$, тоді для різниці обсягів ми матимемо вартість $v_2 - v_1 = 0,09$ і взір /146/ дасть нам

$$T_1 - T_2 = \frac{273,1 \cdot 0,09 \cdot 103}{80 \cdot 4271} = 0,0074^{\circ}\text{Цельс.} \qquad /147/$$

Безпосередні досвідні поміри зниження точки топлення льоду при піднесення зовнішнього тиснення на одну атмосферу дають вартості від 0,0073 до 0,0076. Як бачимо висновки термодинамічної теорії цілком збігаються з даними досвіду.

РОЗДІЛ ШОСТИЙ.

ЕНТРОПІЯ.

§ 39. Для ЗВОРОТНОГО ЦИКЛУ ми мали вираз:

$$\int \frac{dQ}{T} = 0; \qquad /148/$$

Як що ми розглядатимемо процес зворотний, але НЕ ЗАМКНЕНИЙ, що відбувається по між двома ріжними станами A та B, то в такому разі дістанемо:

$$\int_A^B \frac{dQ}{T} = S \qquad /149/$$

де S є де-яка величина, що при заданих A та B має певно-означену, сталу вартість. Кажемо це на основі того, що вислідм переходу системи від стану A до стану B залежать лише від цих останніх і в найменшій мірі не залежать од проміжних станів системи.

Отже, на основі останнього взору, можемо казати, що ІСТНУЄ ТАКА ФУНКЦІЯ СТАНУ ПОВНИЙ ДИФФЕРЕНЦІАЛ ЯКОІ ДЛЯ ЕЛЕМЕНТАРНОГО З В О Р О Т Н О Г О ПРОЦЕСУ ВИЗНАЧАЄТЬСЯ ВЗОРОМ:

$$dS = \frac{dQ}{T}; \qquad /150/$$

Диференціал функції, як нам відомо, окреслює собою елементарну зміну функції, яка відповідає таким же елементарним, безмежно-малим змінам незалежних змінних. Отже можемо сказати, що ФУНКЦІЯ S УЯВЛЯЄ СОБОЮ ТАКУ ФУНКЦІЮ, Е Л Е М Е Н Т А Р Н А З М І Н А ЯКОЇ ПРИ БЕЗКОНЕЧНО-МАЛОМУ ЗВОРОТНОМУ процесі визначається виразом /150/.

Функція S дістає назву ЕНТРОПІЇ. Одним з параметрів, од яких ця функція залежить, з'являється маса. Величина ентропії матеріальної системи є просто-пропорціональна до її маси. Зі сказаного вище слідує, що величина ентропії ЗАЛЕЖИТЬ ЛИШЕ ВІД КРАЙНІХ СТАНІВ системи і не залежить від характеру самого процесу. А через те при ЗВОРОТНОМУ процесі ми маємо:

$$\int_A^B \frac{dQ}{T} = S_B - S_A, \qquad /151/$$

де S_A та S_B означають вартости ентропії, які відповідають станам системи A та B. Ріжниця названих вартостей й визначає собою сталу величину S взору /149/.

З останнього взору видко, що ми маємо можливість переводити обчислення лише ЗМІНИ ентропії при переході тіла від одного стану до другого, а не САМОЇ ЕНТРОПІЇ В ЦІЛОМУ /подібно до того, як міряємо зміну в запасах тепла при переході тіла від однієї температури до другої, не маючи можливости обчислити названих запасів у цілому/.

§ 40. Звернемося тепер до процесів НЕЗВОРОТНИХ. Для замкненого циклу в цьому випадку ми мали би

$$\oint \frac{dQ}{T} < 0, \qquad /152/$$

або

$$\int_A^B \frac{dQ}{T} < 0$$

Для процесу НЕЗАМКНЕНОГО матимемо:

$$dS > \frac{dQ}{T},$$

або

$$\int_A^B \frac{dQ}{T} < S_B - S_A \qquad /153/$$

Як бачимо зміна ентропії: $S_B - S_A$ лишається такою ж, якою вона була й при процесі зворотному. Лише в даному разі ми не маємо можливости її обчислити. Щоби таку можливість здобути маємо даний НЕЗВОРОТНИЙ процес замінити відповідним ЗВОРОТНИМ й обрахувати для нього інтеґрал взору /151/

§ 41. Як що би ми об'єднали до купи всі без винятку процеси, то для них змогли би написати один спільний взір:

$$dS \geqslant \frac{dQ}{T} \qquad /154/$$

де символ / = / стосується до процесів ЗВОРОТНИХ а символ / > / до процесів НЕ ЗВОРОТНИХ.

Розглянемо тепер ІЗОЛЬОВАНУ систему, яка не віддає тепла на зовні й сама не побирає тепла від инших тіл. Назовемо таку систему СИСТЕМОЮ КОНСЕРВАТИВНОЮ Для такої системи виконуватиметься умова:

$$dQ = 0 \qquad /155/$$

А не дає нам:

$$dS \geqslant 0 \qquad /156/$$

Приходимо до наступного важливого висновку ЕНТРОПІЯ КОНСЕРВАТИВНОЇ СИСТЕМИ ЗБЕРІГАЄ С Т А Л У ВАРТІСТЬ, КОЛИ ВНУТРИ СИСТЕМИ ВІДБУВАЮТЬСЯ ЗВОРОТНІ ПРОЦЕСИ І З Р О С Т А Є, КОЛИ В НІЙ ВІДБУВАЮТЬСЯ ПРОЦЕСИ НЕЗВОРОТНІ

Як бачимо функція стану вславляється тією характерною особливістю, що ПРИ ЖАДНИХ УМОВАХ ЧИСЛОВА ВАРТІСТЬ ЇЇ НЕ МОЖЕ ЗМЕНШУВАТИСЯ, в ідеальних умовах /при зворотних процесах/ вона зберігає сталу вартість, в умовах реальних /при незворотних процесах/ зростає. ТАКЕ ТЯГЛЕ ЗРОСТАННЯ ЕНТРОПІЇ ВТІЛЮЄ В СОБІ ТУ ТЕНДЕНЦІЮ ПРИРОДИ, ВИЗНАЧАЄ ТОЙ ДОМІНУЮЧИЙ НАПРЯМОК УСІХ ЇЇ ПРОЦЕСІВ, ІСТНУВАННЯ яких ми відмітили в свойому місці нашого викладу І. спираючись як раз на цей факт КЛАУЗІУС /1865/ дав свое знамените, таке яскраве й образне сформульовання другої термодинамичної засади:

ЕНЕРҐІЯ ВСЕСВІТУ Є СТАЛОЮ. ЕНТРОПІЯ

ЙОГО ПРОСТУЄ ДО МАКСІМУМУ

§ 42. Попередній виклад в формально-математичним окресленням поняття ентропії утруднює нам належне його засвоєння. В той час як поняття енергії є для нас цілком виразним і конкретним, зміст нового поняття, математично нами означеного яко функція не справляє в нас враження такої ж виразности та конкретности. Але глибше замислюючись над внутрішнім фізичним змістом нашого математичного викладу, ми приходимо до висновку, що функція S з'являється певним характеристичним чинником, що ОКРЕСЛЮЄ СОБОЮ ЦІННІСТЬ ЕНЕРГІЇ. Про цю цінність ми вже мали нагоду згадувати: все та ж кількість енергії при різних умовах не в однаковій мірі надається до використання, а через те з практичного погляду має неоднакову вартість. Приклади, наведені нами в § 34, подають до того належні ілюстрації.

Досвід навчає нас, що всі види енергії простують до конечного перетворення в тепло. А характеристичною ознакою теплової енергії є її НІВЕЛЯЦІЙНА ТЕНДЕНЦІЯ" себ-то НАХИЛ ДО РІВНОМІРНОГО РОСПРЕДІЛЕННЯ ПОМІЖ УСИМА ЕЛЕМЕНТАМИ ДАНОГО ТІЛА. А таке роспреділення, не впливаючи на саму величину теплової енергії, робить її одначе фактично-непридатною, нищить цілковито всю її вартість. Цьому НАТУРАЛЬНОМУ ПРОЦЕСУ ОБЕЗЦІНЕННЯ ЕНЕРГІЇ Й ВІДПОВІДАЄ ЗРІСТ ЕНТРОПІЇ. Останній відзначає таким чином той характерний процес РОСПОРОШЕННЯ ЕНЕРГІЇ, який складає найістотнішу ознаку життя нашого всесвіту. Отже, базуючись на викладеному вище, ми мову математичних взорів можемо спопуляризовати через наступне визначення ЕНТРОПІЯ Є СТЕПЕНЬ РОЗСІЯННЯ ЕНЕРГІЇ.

Таке визначення повністю росшифровує внутрішній зміст Клаузіусової формули: ЕНЕРГІЯ ВСЕСВІТУ ЛИШАЄТЬСЯ СТАЛОЮ, СТЕПЕНЬ ЇЇ РОЗСІЯННЯ ТЯГЛО ЗРОСТАЄ. Ми вже згадували, що закінчення такого процесу розсіяння енергії є синонимом вічного супочинку, що в ньому ховається, символ невблаганої смерти, яка колись має стиснути в свої холодні обійми цілий всесвіт. Але разом з тим цей грізний і нібито шкідливий процес нормує ціле наше життя й направляє перебіг усіх з'явищ природи так, що кінець кінцем космос творить собою величну укінчену гармонію. І не нам убогим мешканцям маленької Землі, що непомітною порошинкою губиться серед хвиль космичного океану, не нам критикувати основні підвалини світового будівництва. Будемо вірити, що хтось инший, а саме Той від кого йде початок космичної гармонії, все зважив, усе як слід обміркував і лише після цього пустив у рух атоми й молекули, сонця й планети.

Р О З Д І Л   С Ь О М И Й

МЕХАНИЧНА ТЕОРІЯ ТЕПЛА.

§ 43. Досвідні спостереження над перетворенням механичної та хемичної енерґії в тепло привели нас свого часу до думки, що це останнє також творить собою певну форму енерґії. З цього факту ми виходили в усіх своїх міркуваннях, на нього спиралися в цілому нашому попередньому викладі. Але, трактуючи перехід механичної праці в тепло, ми не заглядали до цього часу зглиб названого процесу, не вишукували ВНУТРІШНІХ причин його й обмежувалися лише окресленням тих ЗОВНІШНІХ ЗАКОНОМІРНОСТЕЙ, до встановлення яких приводили безпосередньо досвідні спостереження.

Вишукати органичний звязок по між процесами тепловими та тими механичними процесами, що відбуваються внутри матерії-по між її молекулами, окреслити характер цього звязку та встановити відповідні ВНУТРІШНІ ЗАКОНОМІРНОСТИ з'являється черговим нашим завданням. Щоби приступити до розвязання нашої проблеми, ми повинні вибрати певний напрямок своєї праці. Напрямки наукової праці, провідні думки її окреслюються завше відповідними ГІПОТЕЗАМИ. Роля останніх у науці як раз і полягає в тому, щоби дорогу шукань, по якій простує людська думка, певним чином з'орієнтувати, дати їй означений напрямок і тим устерігти розум людський від безсистемної, деструктивної праці. Отже і в даному разі для успішного розвязання поставленого перед собою завдання ми повинні окреслити певний шлях своєї праці, себ-то станути на грунт ПЕВНОЇ ГІПОТЕЗИ. До такої гіпотези ми приходимо безпосередньо дорогою поширення викритих на досвіді ЗОВНІШНІХ закономірностей на ВНУТРІШНІ процеси, що відбуваються по між молекулами матерії. Досвід навчає нас що тепло повстає завше яко вислід МЕХАНИЧНОЇ АКЦІЇ одних матеріяльних тіл на другі. Отже цей вислід досвідного спостереження мимоволі накидає нам думку, що ПРИСУТНІСТЬ ТЕПЛА В ТОМУ АБО ИНШОМУ МАТЕРІАЛЬНОМУ ТІЛІ Є БЕЗПОСЕРЕДНІМ ВИСЛІДОМ ТИХ ВНУТРІШНІХ МЕХАНИЧНИХ ПРОЦЕСІВ, ЯКІ МАЮТЬ МІСЦЕ ПО МІЖ МОЛЕКУЛАМИ ТІЛА. Таким чином, шукаючи розвязання проблеми про ВНУТРІШНЮ ПРИРОДУ ТЕПЛА, ми стаємо на грунт тієї наукової концепції, яка відома під назвою МЕХАНИЧНОЇ ТЕОРІЇ ТЕПЛА. Механизм внутрішніх молекулярних рухів до докладного його окреслення найбільш надається в тілах газових. А через те механичній теорії тепла в найбільшій мірі доводиться спиратися на той відділ теоретичної фізики, який має назву КИНЕТИЧНОЇ ТЕОРІЇ ГАЗІВ. З головними основами останньої нам доведеться тут ознайомитися.

§ 44. До думки про те, що молекули газу перебувають у тяглому енергійному русі приводить нас перед усім факт ГАЗОВОГО ТИСНЕННЯ. Тиснення газу на стінки посудини, в якій він міститься, ми маємо розглядати, яко СУМАРНИЙ ЕФЕКТ, що повстає у вислід численних поодиноких ударів об стінки окремих молекул. Елементарних ефектів ми розріжнити по між собою не можемо, як не можемо відчути дотику до руки окремих пісчинок, коли на неї сиплеться ціла маса піску. Рух газових молекул є рухом БЕЗЛАДНИМ; але через те, що цей рух НЕ МАЄ ДОМІНУЮЧОГО НАПРЯМКУ і що скорости та напрямки руху змінюються незвичайно швидко, ПЕРЕСІЧНА КІЛЬКІСТЬ УДАРІВ МОЛЕКУЛ, ЩО В ОДНАКОВІ ЧАСОВІ ІНТЕРВАЛИ ПРИПАДАЄ НА ОДНАКОВІ ПОЛЯ, ДЛЯ РІЖНИХ МІСЦЬ СТІНОК ПОСУДИНИ З'ЯВЛЯЄТЬСЯ ВСЕ ТІЄЮ Ж. А через те для газів має силу ЗАКОН ПАСКАЛЯ.

Виходючи з окреслених вище кинетичних уяв про структуру газу, обчислимо величину газового тиснення p. Для цього розглянемо

ЕЛЕМЕНТАРНИЙ ПРОЦЕС УДАРУ ОБ СТІНКУ ОКРЕМОЇ МОЛЕКУЛИ.

Останню уявлятимемо яко ПРУЖИВЕ тіло правильної кулястої форми. Вважатимемо при цьому, що КУТ ВІДБИТТЯ МОЛЕКУЛИ є РІВНИМ КУТУ УДАРУ. Як що удар є цілком ПРУЖИВИМ, то у вислід його скорість молекули v /рис.20/ змінює лише свій напрямок й зберігає свою величину. Розкладемо первісну скорість v та скорість після відбиття v' кожду на дві складові скорости: одну рівнобіжну до стінки, другу до неї нормальну; тоді матимемо:

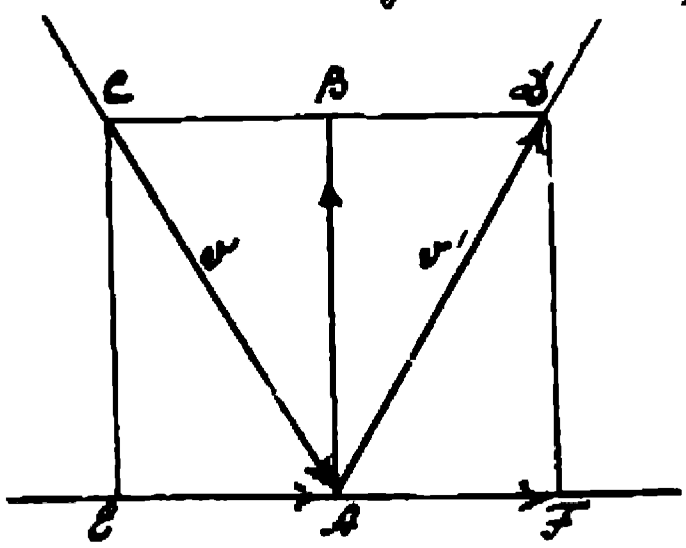


Рис. 20.

$$\left.\begin{aligned}(\overline{CA}) &= (\overline{CE}) + (\overline{EA}) = (\overline{CB}) + (\overline{BA})\\ (\overline{AD}) &= (\overline{AF}) + (\overline{FD}) = (\overline{AB}) + (\overline{BD})\end{aligned}\right\} \qquad /157/$$

Як бачимо РІВНОБІЖНА СКЛАДОВА ПІСЛЯ УДАРУ ЗБЕРІГЛА СВІЙ НАПРЯМОК, СКЛАДОВА НОРМАЛЬНА ЗМІНИЛА ЙОГО НА ВЗАЄМНО-ПРОТИЛЕЖНИЙ.

Уявимо тепер собі куб /рис.21/, внутри якого міститься лише ОДНА газова молекула. Скорість останньої хай виносить U. Розкладемо цю скорість на три взаємно-прямові складові скорости u, v та w, по напрямках своїх рівнобіжні зі стінками куба. Тоді матимемо:

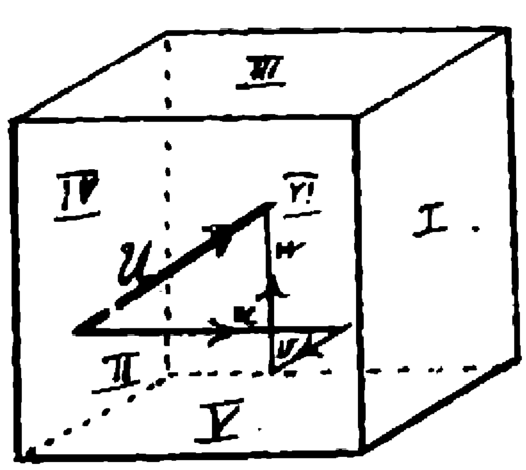


Рис. 21.

$$U^2 = u^2 + v^2 + w^2; \qquad /158/$$

На основі сказаного вище маємо вважати, що при ударі о стінку I зазнає зміни лише складова скорість u , яка змінить свій знак і оберпеться в $-u$, тоді як скорости v та w не зазнають жадних змін. Мірилом імпульсу сили удару молекули служитиме зміна розгону її маси, себ-то величина:

$$mu-(-mu)=2mu; \qquad /159/$$

Уявимо, що, відскочивши від стінки I, молекула попростувала до стінки II і вдарилася об неї; тоді величина u не зазнає змін, але за те зміниться величина v. Що до складової скорости u, то вона змінюватиме знак при ударах об стінки I та IУ. Від стінки IУ до стінки I молекула простуватиме зі скорістю $+u$, від стінки I до стінки IУ - зі скорістю $-u$. Зазначимо протяг часу по між двома послідовними ударами молекул об одну з названих стінок через τ. Тоді матимемо:

$$\tau=\frac{2}{u}; \qquad /160/$$

Отже КОЖДУ СЕКУНДУ ВДАРЯТИМЕ ОБ СТІНКУ I або IУ $\frac{u}{2}$ МОЛЕКУЛ. Вище ми бачили, що величина елементарного імпульса сили виносить $2mu$. Отже цілий імпульс, який стінка I або IУ дістає за одну секунду, виноситиме:

$$2mu.\frac{u}{2}=mu^2; \qquad /161/$$

Сумарний імпульс дає нам відповідну силу тиснення p_1. Отже можемо написати:

$$p_1./=m.u^2; \qquad /162/$$

Як що викладені вище міркування ми повторимо для стінок II та УI й III та У, то аналогічно дістанемо:

$$p_2./=m.v^2; \qquad /163/$$

$$p_3./=m.w^2; \qquad /164/$$

Поширимо тепер чинність виведених взорів на всі n молекул, які містяться внутри взятого нами обсягу. Нехай $m_1, m_2, m_3 \ldots m_n$ означають маси цих молекул, а $u_1, u_2, \ldots u_n$ - їх скорости Тоді напишемо:

$$\left.\begin{aligned} p_1 &= m_1 u_1^2 + m_2 u_2^2 + \ldots\ldots + m_n u_n^2 \\ p_2 &= m_1 v_1^2 + m_2 v_2^2 + \ldots\ldots + m_n v_n^2 \\ p_3 &= m_1 w_1^2 + m_2 w_2^2 + \ldots\ldots + m_n w_n^2 \end{aligned}\right\} \ldots \quad /165/$$

Теорія правдоподібностей каже нам, що при значній кількости молекул правдоподібність іствування рівниці по-між величинами p_1, p_2 та p_3 є дуже незначною. Отже на практиці маємо вважати

$$p_1 = p_2 = p_3 = p \; ^{x)} \ldots\ldots \quad /166/$$

На основі цього, склавши по-між собою рівенства /165/, дістанемо:

$$3p = m_1(u_1^2 + v_1^2 + w_1^2) + m_2(u_2^2 + v_2^2 + w_2^2) +$$
$$+ \ldots\ldots + m_n(u_n^2 + v_n^2 + w_n^2) \ldots \quad /167/$$

звідкиля:

$$p = \frac{1}{3}(m_1 U_1^2 + m_2 U_2^2 + \ldots + m_n U_n^2) \ldots \quad /168/$$

або
$$p = \frac{2}{3}\left(\frac{m_1 U_1^2}{2} + \frac{m_2 U_2^2}{2} + \ldots + \frac{m_n U_n^2}{2}\right) \quad /169/$$

дістаємо ОСНОВНЕ РІВНЯННЯ КИНЕТИЧНОЇ ТЕОРІЇ ГАЗІВ. Воно показує, що ТИСНЕННЯ ГАЗУ Є РІВНИМ ДВОМ ТРЕТИНАМ СУМИ ЖИВИХ СИЛ УСІХ МОЛЕКУЛ, ЩО МІСТИТЬСЯ В ОДНОМУ КУБИЧНОМУ САНТИМЕТРІ ГАЗУ.

Як що ми маємо діло в ОДНОРІДНИМ газом, то наведене вище рівняння можна подати в иншому вигляді.

В цьому випадку взір /169/ стає простішим і прибирає вид:

$$p = \frac{1}{3} m \left(U_1^2 + U_2^2 + U_3^2 + \ldots\ldots + U_n^2\right) \quad /170/$$

---

x/ Це рівняння слід уважати математичним висловом ЗАКОНУ ПАСКАЛЯ.

Візьмемо до розгляду величину u, що визначається виразом:

$$u^2 = \frac{u_1^2 + u_2^2 + u_3^2 + \ldots\ldots + u_n^2}{n} \qquad /171/$$

Тоді на основі виразу:

$$u_1^2 + u_2^2 + \ldots\ldots\ldots + u_n^2 = n\,u^2 \ldots \qquad /172/$$

вкір /170/ перепишеться так:

$$p = \frac{1}{3} m n\, u^2 \ldots \qquad /173/$$

Величина u є певною ФУНКЦІЄЮ ТЕМПЕРАТУРИ; при температурі сталій ця величина має також сталу вартість.

Помножимо обидві частини рівняння /173/ на величину v, де v є даний обсяг газу. Як що при цьому через N зазначимо кількість молекул у названому обсязі, себ-то покладемо $N = v.n$, то дістанемо:

$$pv = \frac{1}{3} N.m.u^2; \ldots\ldots\ldots \qquad /174/$$

Коли будь яким змінам газ підпадає ПРИ СТАЛІЙ ТЕМПЕРАТУРІ, то права частина останнього виразу зберігає свою вартість: справді кількість молекул N при будь яких змінах лишається все тією ж, маса m кожної молекули творить собою величину сталу, а скорість u при даній температурі також має сталу вартість; отже можемо написати

$$(pv)_{T=Const} = Const \ldots\ldots \qquad /175/$$

Як бачимо, наші міркування привели нас до ЗАКОНУ БОЙЛЯ.

Як що вкір /174/ ми порівняємо з рівнянням Клапейрона: $pv = RT$, то дістанемо

$$\frac{1}{3} N m u^2 = RT \ldots\ldots\ldots\ldots \qquad /176/$$

звідкиля маємо:

$$u = \sqrt{\frac{3R}{Nm}T} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \qquad /177/$$

себ-то СКОРІСТЬ ГАЗОВИХ МОЛЕКУЛ Є ПРОСТО-ПРОПОРЦІОНАЛЬНОЮ ДО КОРІНЯ КВАДРАТОВОГО З АБСОЛЮТНОЇ ТЕМПЕРАТУРИ ГАЗУ.

Взір /177/ можемо переписати так:

$$\frac{1}{3} m U^2 = \frac{R}{N} T = \kappa T; \qquad /178/$$

Віднесемо цей взір до одніеї ГРАМ-МОЛЕКУЛИ

Тоді поклавши:

$R = 8{,}319 \cdot 10^7 \frac{\text{ерг}}{\text{ступінь}}$

$N = 60{,}6 \cdot 10^{22}$, дістанемо:

$$\kappa = 1{,}372 \cdot 10^{-16} \frac{\text{ерг}}{\text{ступінь}} \qquad /179/$$

В остаточному вигляді взір /178/ можемо переписати так:

$$\frac{1}{2} m U^2 = \frac{3}{2} \kappa T; \qquad /180/$$

Пристосувавши взір /180/ до двох газів однакових температур ми дістанемо:

$$\frac{m_1 U_1^2}{2} = \frac{m_2 U_2^2}{2}; \qquad /181/$$

звідкиля бачимо, що ПРИ ВСЕ ТИХ ЖЕ АБСОЛЮТНИХ ТЕМПЕРАТУРАХ РІЖНІ ГАЗИ МАЮТЬ ОДНАКОВІ ВАРТОСТИ ПЕРЕСІЧНИХ МОЛЕКУЛЯРНИХ СКОРОСТЕЙ.

§ 45. Окреслена нами залежність теплового стану газу від кинетичної енергії його молекул дозволяє зрозуміти факт піднесення температури газу при його отисненні й зниження температури при його ростисненні. В першому випадку на поборення внутрішніх пружних сил газу зуживається ЗОВНІШНЯ праця, яка передається молекулам газу і йде на ЗБІЛЬШЕННЯ КИНЕТИЧНОЇ ЕНЕРГІЇ його молекул. У другому випадку ВНУТРІШНЯ праця пружних сил самого газу, спрямована до поборення зовнішніх сил, спричиняється до ЗМЕНШЕННЯ КИНЕТИЧНОЇ ЕНЕРГІЇ газових молекул. Зріст живої сили молекул у першому випадку й змаління її у другому справляють відповідний термичний ефект, що виявляє себе в формі ОГРІТТЯ та ОХОЛОДЖЕННЯ газу.

З наведеного слідує що факт охолоджения газу при його росширі є безпосереднім вислідом поборення молекулами газу зовнішніх опорів. Такі опори істнують доти, поки поширення газу відбувається в МАТЕРІЯЛЬНОМУ оточенні, себ-то поки молекули даного газу здибують на своїй дорозі инші молекули: як що ж газ переходить до АБСОЛЮТНОЇ ПОРОЖНЕЧІ, то будь-які зовнішні опори є відсутні й через те для охолодження газової маси не має причини. Але такий висновок у повній мірі може бути прикладеним лише до газу ІДЕАЛЬНОГО. Гази натуральні, як то показує досвід, при росширенні в порожнечі зявляють усеж таки певне, хоч правда й незначне, охолодження; останнє справляє відомий нам Джульо-Томсоновий ефект.

§ 46. Зі взору /174/ ми маємо:

$$\frac{Nmu^2}{2} = \frac{3}{2} pv. \qquad /182/$$

Огріємо наш газ ПРИ СТАЛОМУ ОБСЯЗІ на один ступінь абсолютної скалі. Тоді, на основі закона Гей-Люсака, скажемо, що при цьому тиснення зросло на величину p/T. Отже збільшення кинетичної енерґії газу у вислід огріття його на один ступінь виноситиме $3/2\, p/T\, v$. Щоби перечислити цю величину на теплові одиниці ми маєм помножити її на тепловий еквивалент механичної праці $A = \frac{1}{J}$. Отже скажемо, що кількість тепла q, необхідна для піднесення температури газу на 1°, виноситиме:

$$q = \frac{3}{2}\frac{pv}{JT} = \frac{3}{2}\frac{R}{J} \qquad /183/$$

Як що останній вираз віднесено до 1 килоґраму то на основі взору /6/. дістанемо:

$$q = \frac{3}{2}(C_p - C_v) \qquad /184/$$

Ціла кількість тепла, вужитого при огріванні 1 килоґрама була в даному разі C_p. Як бачимо на піднесення кинетичної енергії газових молекул пішла не ціла названа кількість тепла, а лише частина її q', визначена взором /184/. Решта тепла витратилася на працю газового розширу.

Як що би ми той же процес огрівання газа переводили ПРИ СТАЛОМУ ОБСЯЗІ, то на піднесення кинетичної енергії, його молекул пішла би кількість тепла по числовій вартости більша від q, а саме:

$$q' = \frac{q}{c_v} = \frac{3}{2}\frac{c_p - c_v}{c_v} = \frac{3}{2}\left(\frac{c_p}{c_v} - 1\right) = \frac{3}{2}(k-1) \qquad /185/$$

Розглянемо конкретний приклад з ВОЗДУХОМ. На основі взору $v = \frac{m}{d}$ для обсягу I кильограму воздуху при 0°С та 760 мм. ми дістаємо величину $\frac{1}{1,293}$ метр^3. Нормальне атмосферне тиснення виносить 10333 $\frac{\text{кгр.}}{\text{метр}^2}$. Отже зріст кинетичної енергії в килогр. воздуху при огріванні останнього від 0° до 1° виноситиме:

$$\frac{3}{2}\frac{pv}{T} = \frac{3}{2}\frac{10333}{273 \cdot 1,293} = 43,91 \text{ кгр. мтр.} \qquad /186/,$$

що в переводі на теплові одиниці дасть

$$q = \frac{43,91}{427} = 0,1028 \text{ вел. калор.} \qquad /187/$$

Питоме тепло воздуху при сталому його обсязі виносить 0,1685. Отже при огріванні I кгр. воздуху від 0° до 1° ПРИ СТАЛОМУ ОБСЯЗІ в кинетичну енергію молекул перетвориться кількість тепла

$$q' = \frac{q}{c_v} = \frac{0,1028}{0,1686} = 0,61, \ (\text{себ-то } 61\%); \qquad /188/$$

Ту ж вартість для величини q' дістанемо покладаючи у взорі /185/ $k = 1,41$.

Чим же пояснити той факт, що в умовах сталого обсягу коли газ не витрачає своєї внутрішньої енерґії на працю росширу, що в названих умовах має усе ж таки місце ріжниця по між величинами c_v' та q', себ-то по-між цілою кількістю підведеного до газу тепла й тією його кількістю, яка перетворилася в кинетичну енерґію його молекул. Щоби задовольнити вимозі яку ставить засада збереження енерґії, ми для пояснення зазначеного вище факта маемо припустити, що ПОГЛИНЕННЯ ЗОВНІШНЬОЇ ТЕПЛОВОЇ ЕНЕРГІЇ ПЕРЕВОДИТЬСЯ НЕ ЛИШЕ МОЛЕКУЛАМИ ГАЗУ, А ТАКОЖ І ЙОГО АТОМАМИ. Перша частина абсорбованого тепла справляе відомий нам механичний ефект що знаходить собі вияв у ЗРОСТІ ПРУЖИВОСТИ ГАЗУ; вона побільшуе таким чином МОЛЕКУЛЯРНУ ЕНЕРГІЮ газу; друга частина ЗМІНЮЕ РУХ І ПОБІЛЬШУЕ ЖИВУ СИЛУ ВНУТРИ МОЛЕКУЛЯРНИХ АГЕНТІВ - АТОМІВ ТА АТОМНИХ ГРУП, справляючи цією дорогою ЗРІСТ ВНУТРИМОЛЕКУЛЯРНОЇ /АТОМНОЇ/ ЕНЕРГІЇ ГАЗУ. На користь наведеної думки промовляе той загально-відомий факт, що ПІДНЕСЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ ТІЛ ЗБІЛЬШУЕ ЇХНЮ ХЕМИЧНУ АКТИВНІСТЬ і через те сприяе перебігу ріжних хемичних процесів. Цій же уяві в повній мірі відповідае й той факт, що ПІДНЕСЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ СПРИЯЕ ПРОЦЕСУ ДИССОЦІАЦІЇ СКЛАДНИХ ГАЗОВИХ МОЛЕКУЛ, себ-то розкладу їх на атоми чи їхні групи. Таке з'явище стане для нас зрозумілим лише тоді, коли ми вважатимемо, що доплив до тіла тепла спричиняеться до зросту кинетичної енерґії рухів не лише молекулярних, а також і атомних.

Найкоротший попередній огляд основних підвалин термодинамики показав нам оскільки широкий розмах мае наша дисципліна, як залучае вона до своеї сфери всі галузі науки про природу, як глибоко та серіозно замислюеться над усіма таемницями життя останньої. На цьому ми власне й маемо закінчити наш виклад, дозволивши ще тільки собі доповнити його коротким ознайомленням з елементами ТЕРМОДИНАМИКИ ПРАКТИЧНОЇ.

РОЗДІЛ ВОСЬМИЙ.

ТЕПЛОВІ МАШІНИ.

§ 47. Урядження, за поміччу яких здійснюється на практиці систематичне перетворення тепла в механичну працю називаються ТЕПЛОВИМИ МАШІНАМИ. Істнує чотири основні типи теплових машін, а саме:

1. ОГРІВАЛЬНО-ВОЗДУШНІ МОТОРИ
2. ПАРОВІ МАШІНИ
3. ПАРОВІ ТУРБИНИ
4. ГАЗОВІ МОТОРИ.

До короткого ознайомлення з конструкцією теплових машін названих чотирьох типів ми нині й звернемося.

§ 48. Праця ОГРІВАЛЬНО-ВОЗДУШНИХ МОТОРІВ основана на зрості пруживости воздуху з піднесенням його температури. Перша спроба використати огрітий воздух у ролі рухового чинника відноситься до року 1827 й звязується з імям ШТИРЛІНГА /Stirling/; але тільки в роках 1853-1860 шведу ЕРІКСОНУ /Ericsson/ пощастило осягнути практичного розвязання даної проблеми. Його машіна належала до т. зв. машін ВІДКРИТОГО ТИПУ. Циліндр останньої містився в печі й через те увесь час підтримувався в огрітому стані; воздух, що увіходив до нього кождого разу росширювався й таким чином приводив у рух смок.

В машінах ЗАКРИТОГО ТИПУ все та ж воздушна маса зазнає послідовних огрівань та охолоджень при дотику до ріжних частин циліндру, одна з яких огрівається піччу, а друга охолоджується зимною водою. Такі машіни невеликої сили /до 0,5 HP./ працюють досить добре й уживаються в лабораторній практиці для приведення в рух калориметричних мішалок і т.п. потреб. Але в машінах більшої сили, у вислід незначної теплозабирности воздуху, доводиться для осягнення належного ефекту робити машіну значних розмірів. Великі по обсягу й тяжкі по конструкції огрівально-воздушні машіни не можуть уже вважатися зручними й через те не знаходять собі найменшого поширення в практичному житті. Отже застосовання їх обмежуються лише згаданими вище випадками.

§ 49. В ПАРОВИХ МАШІНАХ руховим чинником є пружива сила водяної пари, яка поборює зовнішні опори й довершує корисну механичну працю. До думки використати пруживу силу водяної пари в ролі рухового чинника вперше прийшов ГЕРОН АЛЕКСАНДРІЙСЬКИЙ /за 120 років до Христа/, але потрібно було більш як півтори тисячі років, щоби Геронова ідея викристалізувалася й дістала практичне розвязання. Першим, хто дійшов до такого розвязання, був ТОМАС СЕВЕРИ /Thomas Savery/, який року 1698 побудував водопідйемну машіну. Прототип сучасної парової машіни вперше був сконструйований ДЕНИСОМ ПАПИНОМ /Papin/ року 1690. Це була примитивна паро-атмосферна машіна, в якій при огріванні в циліндрі незначної кількости води витворювалася пара, що гнала смок циліндра в один бік; після цього огрівання циліндра припинялося, пара охолоджувалася і у вислід конденсації, страчувала свою пруживість; тоді зовнішне атмосферне тиснення гнало смок у другий бік. Більш удосконалену атмосферну машіну сконструював /р.1708/ НЬЮКОМЕН /Newcomen/; року 1712 в первісну конструкцію було внесено важливе поліпшення в формі ВПОРСЬКУВАННЯ ДО ЦИЛІНДРУ ХОЛОДНОЇ ВОДИ для викликання конденсації. Року 1765 ДЖЕМС ВАТТ /James Watt/, направляючи для фізичного кабинету Глазґовського /Glasgow/ університета Ньюкоменову машіну, замислився над справою поліпшення її конструкції і кінець-кінцем прийшов до свого славнозвісного винаходу, який убезсмертив його імя. Першу машіну Ватт фактично збудував року 1769. Року 1782 він узяв патент на машіну подвійного діяння, що в основній своїй конструкції зберіглася до наших часів.

Нам відомо, що пружива сила пари є тим більшою, чим до вищої температури огріто пару. Основна схема конструкції звичайної ЦИЛІНДРОВОЇ МАШІНИ всім відома: водяна пара під певним тисненням надходить до ЦИЛІНДРУ, в якому натискує на рухомий СМОК; під впливом цього тиснення останній приходить в рух, що за поміччу відповідних пристосовань передається иншим частинам машіни /валу, колесам і т.д./. Коли смок доходить до одного зі своїх крайніх положень, відповідним пристосованням, яке має назву РОСПРЕДІЛКОВОЇ ЗАСОВКИ, напрямок пересування пари в циліндрі змінюється й вона починає тиснути на смок з ДРУГОГО БОКУ у вислід цього смок починає рух у протилежному напрямку. В той час коли друга порція пари довершує працю, порція первісна, що у вислід росширу зазнала охолодження й підпала конденсації, а через те стратила свої пруживі властивости й стала непотрібною, відходить геть з циліндру. Коли смок осягне знову крайнього положення, відбувається нова зміна в напрямку пересування пари, так що остання тисне на смок з первісного боку. Схему роспреділення пари подає рис.22, на якому зафіксовано моменти, що відповідають двом крайнім положенням смоку.

Перше положення /нижне/: пара надійшовши від ПАРОВОГО КАЗАНА по трубці a , зступає до ПАРОВОЇ КОМОРИ K . У цей мент роспреділкова засовка знаходиться у верхньому свойому положенні й через те пара має можливість простувати до циліндра C каналом c ; як вислід цього пара тисне на смок S здолини й справляє його рух догори.

Друге положення /верхне/: коли смок

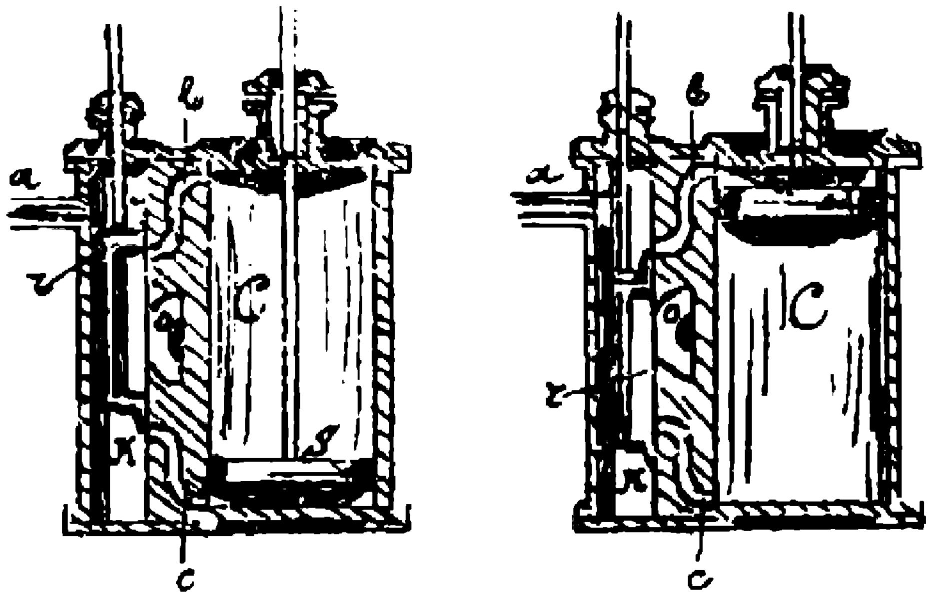


Рис. 22.

піднісся до гори, роспреділкова засовка r спустилася враз додолу, через це усунулося сполучення з коморою К каналу с і навпаки встановилося сполучення каналу b ; таким чином пара починає тиснути на смок згори й тим викликає рух його додолу. При цьому зужита пара виходить геть з циліндра через відтулину с . Після того, як смок осягне найнижчого положення цілий процес повторюється спочатку.

Рух роспреділкової коробки переводиться автоматично самою машіною за поміччу особливої штаби що злучена з ЕКСЦЕНТРИКОМ, посадженим на вал машіни. Вигляд сучасної парової машіни в двох проекціях подано на рис. 23 та 24.

Коли смок наближується до одного зі своїх крайніх положень й щільно підходить до днища циліндра, витворюються умови, при яких він не в стані роспочати свій рух у протилежному напрямку; це є т.зв. "МЕРТВА ТОЧКА". З останньої виводить смок сама машіна, маси частин якої у вислід безвладности самостійно продовжують свій рух; головну ролю в цій справі відограє т.зв. МАХОВЕ КОЛЕСО, значна маса якого має призначення реґулювати цілий рух машіни.

Темп, з яким відбувається праця машіни залежить від ДОПЛИВУ ПАРИ. Для унормування останнього служить особливе пристосовання, що має назву ВІДОСЕРЕДНЬОГО РЕГУЛЯТОРА. Схема його подана на рис. 25. Вал

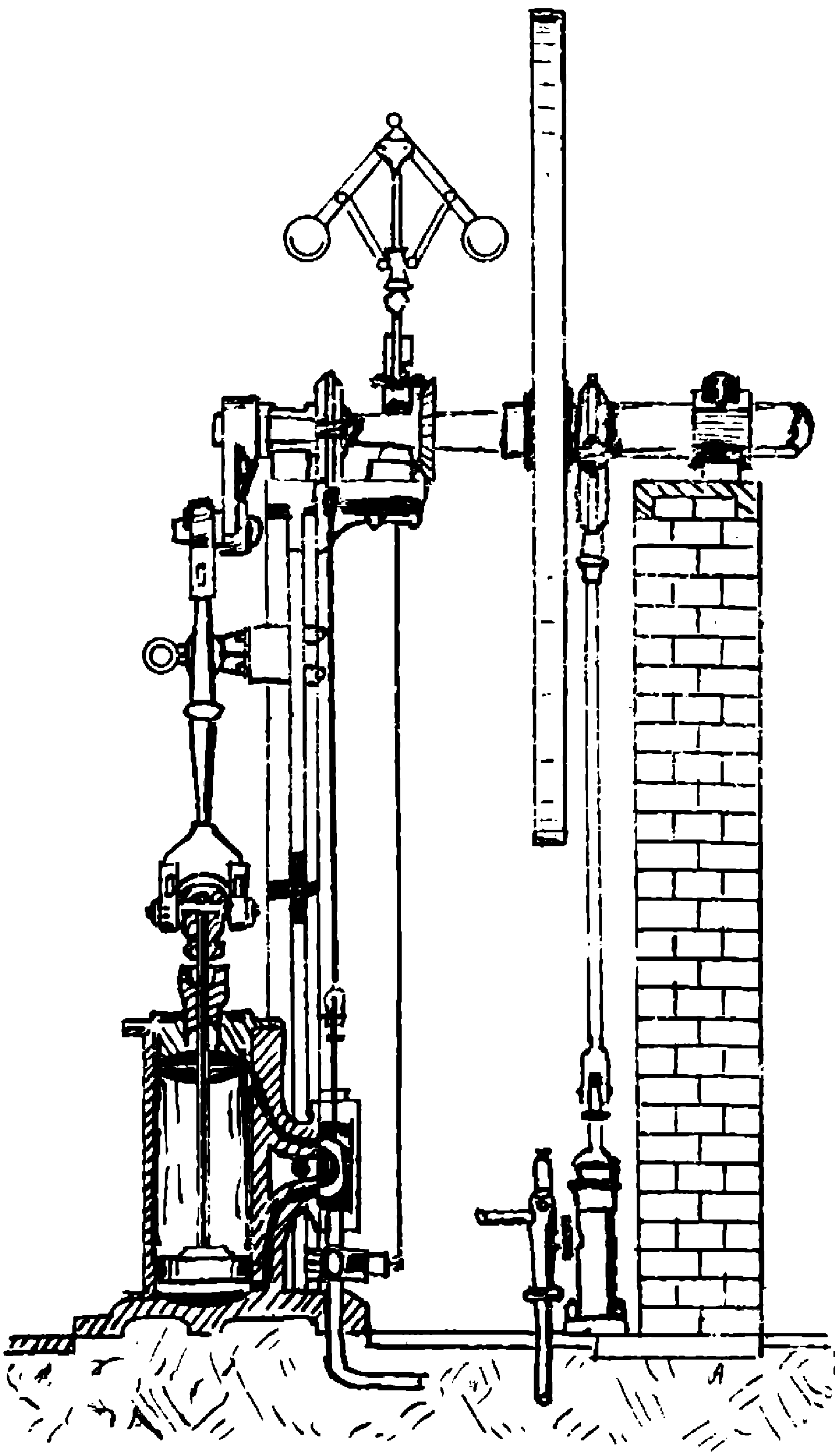
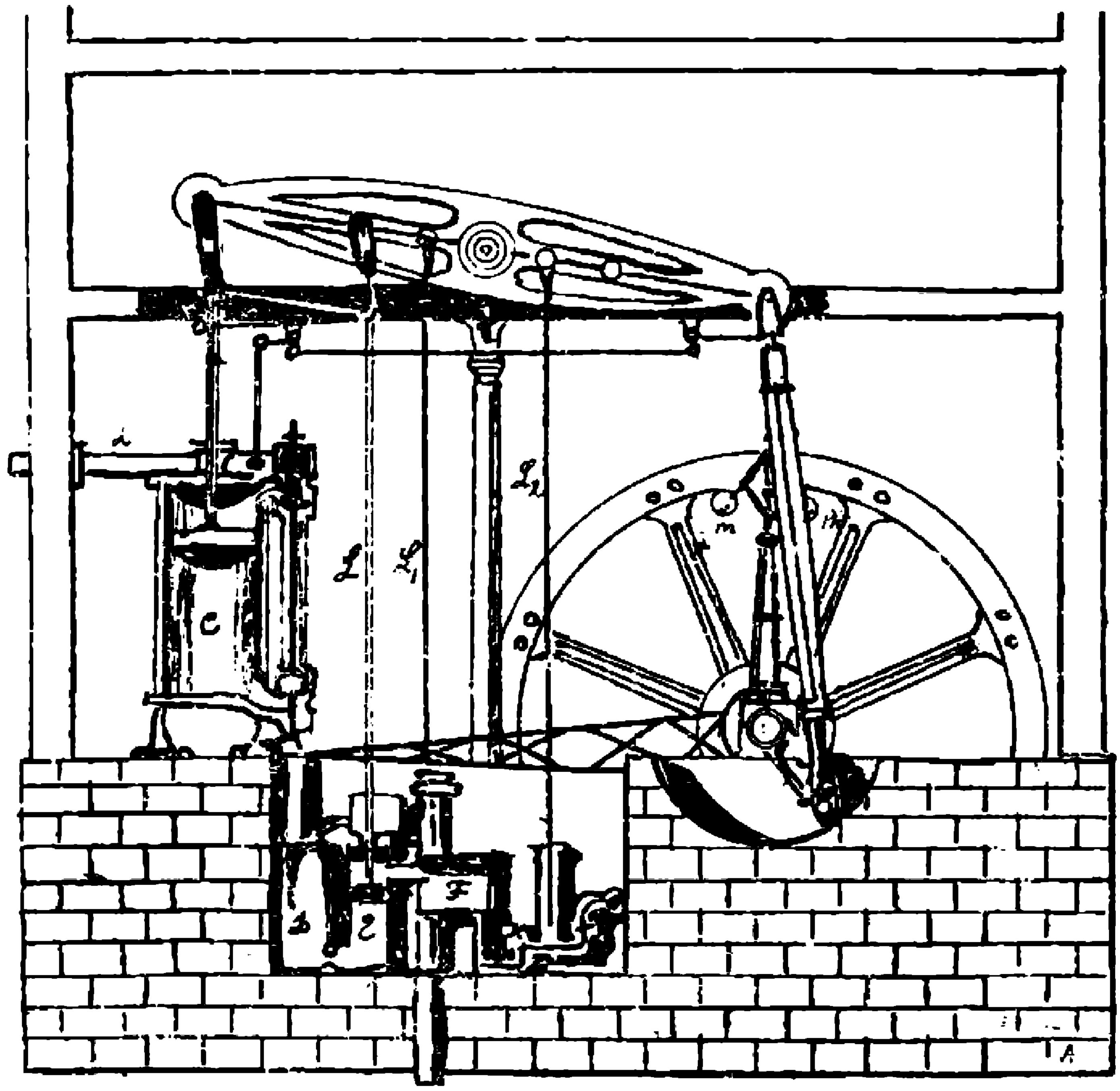


Рис. 23.



D - конденсатор

LE - помпа

L' - помпа, що постачає до конденсатора холодну воду.

L_2 - помпа, що подає до парового казана огріту воду.

mm - відосередній регулятор.

d - пароводна труба.

Рис. 24.

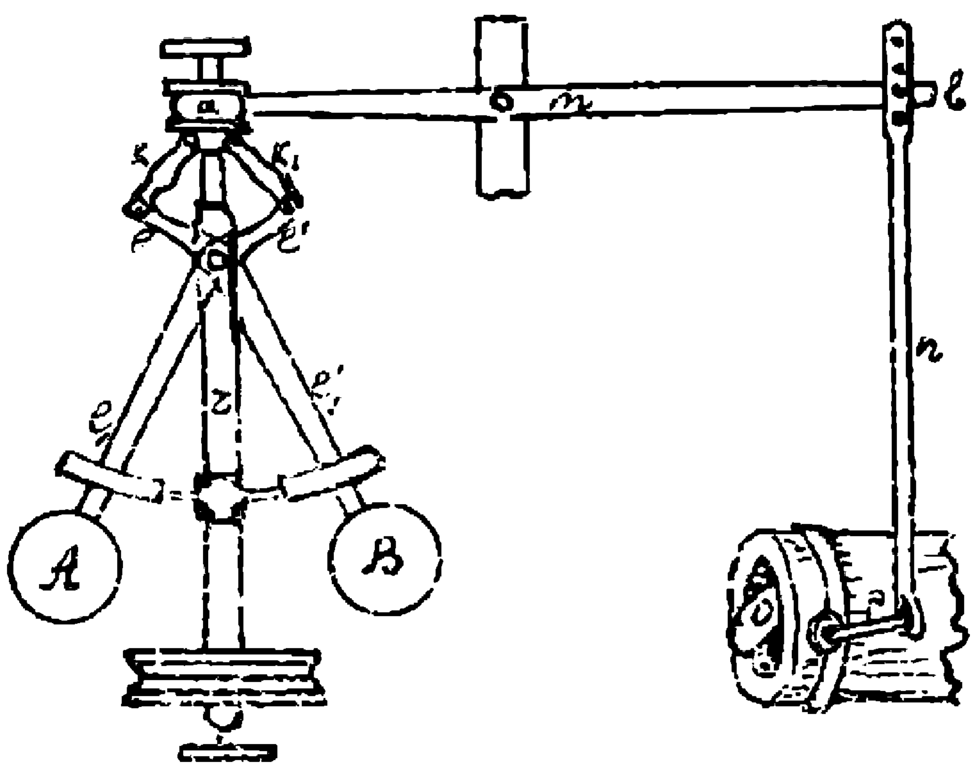


Рис. 25.

реґулятора злучається відповідним чином з валом машини. Масивні металеві кулі A та B, якими закінчуються колінчасті підойми ee, та $e'e'$, при швидкому оборотовому русі валу z у вислід акції відосередньої сили намагаються від нього віддалитися й через шарнирові сполучення тягнуть додолу кінці l та l' підойм ll, та $l'l'$; цей рух через підойми k, k_1 та m, n ір передається заслонці o, що починає затулювати віконце паропроводної труби; з цієї причини пара до машіни починає надходити в меншій кількости й рух машіни стає повільнішим. У вислід такого стану річей кулі реґулятора "спадають", кінець α підойми m підноситься догори й заслонка o починає відкривати віконце труби. Таким чином осягається необхідного реґульовання припливу пари від парового казана до циліндра машіни.

Описана вище парова машіна, що в сучасний мент з'являється найбільш поширеним типом, має назву машіни ПОДВІЙНОГО ДІЯННЯ. Ті машіни, в яких пара жене смок лише в один бік, а рух його в другий бік відбувається під впливом атмосферного тиснення, називаються машінами ОДИНАРНОГО ДІЯННЯ.

§ 50. З попереднього теоретичного викладу ми вже знаємо, що всяка теплова машіна повинна мати холодильник, до якого простувало би тепло, витворене огрівальником. У де-яких парових машінах функції холодильника виконує т.зв. КОНДЕНСАТОР, себ-то окремий резервуар, в якому відбувається остаточно конденсація зужитої пари. Такий процес можна викликати також дорогою впорськування струміня холодної води до циліндра по один бік смоку; тоді тиснення пари на другий бік смоку в одну атмосферу, або небагато від того більше справлятиме вже новий рух смоку. Машіни, наведеної конструкції дістають назву ПАРОВИХ МАШІН НИЗЬКОГО ТИСНЕННЯ. В инших машінах, як наприклад у ПАРОТЯГАХ зужита пара конденсації спеціально не піддається й зниження її тиснення на смок осягається, як то ми бачили вище, дорогою випуску її на вільне повітря. В цьому випадку тиснення знижується лише до атмосферного й для викликання нового руху смоку необхідно зужити тиснення пари в ДЕ-КІЛЬКА АТМОСФЕР. Машіни такої конструкції дістають назву ПАРОВИХ МАШІН ВИСОКОГО тисненна.

Загалом прийнято до машін НИЗЬКОГО тиснення відносити такі, в яких тиснення не перевищує 3 атмосфер, і машінами ВИСОКОГО тиснення вважати такі, в яких тиснення виносить 6 і вище /до 12/ атмосфер. Машіни з тисненням від 3 до 6 атмосфер мають назву машін СЕРЕДНЬОГО тиснення. В новітніх конструкціях машін високого тиснення температура пари доходить до 200°С.

Само собою розуміється, що з двох типів парових машін: З КОНДЕНСАЦІЄЮ ПАРИ та БЕЗ ЇЇ КОНДЕНСАЦІЇ перший дає меншу витрату пари на І кінську силу й таким чином в'являється більш економним. Причина цього полягає в зниженні тиснення пари на неробочу сторону смоку при процесі конденсації.

§ 51. Звернемося до короткого ознайомлення з ПАРОВИМИ УСТАНОВКАМИ. Схему простішої з таких установок - звичайної машіни НИЗЬКОГО ТИСНЕННЯ подає нам рис 84. Помпа Lx нагнітає з конденсатора D до казана воду, що повстала у вислід скроплення пари; для визначення тиснення конденсатор має манометр. Таке тиснення при скропленні пари виносить біля 0,15 - 0,10 атмосфер. Воздух, який до конденсатора приносить з собою пара, усовується спеціальною воздушною помпою

В машінах ВИСОКОГО ТИСНЕННЯ, яких переважно вживає сучасна техника, конденсація страчує свою ролю і лише знаходить собі пристосовання в машінах, що обслуговують великі океаничні пароплави; в тих випадках доводиться заощаджувати несолону воду й через те зуживання конденсаторів приносить велику користь.

§ 52. В парових машінах того типу, з яким ми ознайомились і який до цього часу лише й розглядали ПРУЖИВІ ВЛАСТИВОСТИ ВОДЯНОЇ ПАРИ НЕ ВИКОРИСТОВУЮТЬ В ПОВНІЙ МІРІ. Ця пара, увійшовши до циліндру машіни під значним тисненням, зазнає в останньому росширу й через те страчує в певній мірі свою пруживість; але тільки в певній мірі /а не зовсім/ бо й після витиснення пари смоком циліндра на зовні процес росширу триває далі, себ-то продовжується акція вияву пружиних сил пари. Останні таким чином у процесі праці машіни використовуються ЛИШЕ ЧАСТКОВО: є натуральним, що, звернувши увагу на цей факт, творча технична думка мала поставити перед собою нову проблему - ПРОБЛЕМУ МОЖЛИВО-ПОВНІШОГО ВИКОРИСТАННЯ ПРУЖИВИХ СИЛ ВОДЯНОЇ ПАРИ І ЗБІЛЬШЕННЯ ЦІЄЮ ДОРОГОЮ КОРИСНОГО ЕФЕКТУ МАШІН.

Першим кроком у цьому напрямку було сконструйовання т.зв. РОСШИРНИХ МАШИН /*Expansionsmaschinen*/, де осягається певної економії у витрачуванні пари. В цих машінах роспреділкова засовка починає зат лювати канал ТРОХИ РАНІШЕ, НІЖ СМОК ДОХОДИТЬ ДО КІНЦЯ ЦИЛІНДРА; через це лише певна частина циліндрового обсягу виповнюється парою максимального тиснення і під цим повним тисненням смок циліндра відбуває ЛИШЕ ЧАСТИНУ цілої своєї дороги. Далі він порушується вже ПІД ЗМЕНШЕНИМ ТИСНЕННЯМ, що повстає з причини послідовного росширу пари. У вислід останнього пара частково скроплюється, але при цьому скропленні виявляється почасти укрите тепло, яке зужито було свого часу на витворення з води пари й тепер, ставши вільним, сприяє витворенню механичної праці.

Теоретично росшир пари можна доводити до такого степеня, при якому внутрішне тиснення в циліндрі є лише трохи більшим од вовнішнього атмосферного тиснення. В дійсности справа стоїть одначе инакше, бо при означених вище умовах циліндр мав би бути значних розмірів, а це звязувалось би зі значною стратою тепла. Отже на практиці росшир пари доводиться лише до певних меж; а щоби невикористана до кінця пара марно не пропадала її ПЕРЕВОДЯТЬ ПОСЛІДОВНО ВІД ОДНОГО ЦИЛІНДРУ ДО ДРУГОГО, З ЯКИХ КОЖДИЙ НАСТУПНИЙ МАЄ РОЗМІРИ БІЛЬШІ, НІЖ ПОПЕРЕДНІЙ. Таким чином дана порція пари переходить від одного циліндру до другого, в кождому з них зазнає певного росширу та охолодження і в кождому при цьому довершує певну працю. Цією дорогою осягається ширше використання пруживих властивостей пари. Парові машіни, побудовані по окресленій вище схемі дістають назву МАШІН - КОМПАУНД /звязаних машін/.

§ 53. Покажемо як можна обчислити працю, що в стані довершити парова машіна. Нехай p_1 означає НАЙНИЖЧЕ тиснення пари p_2 НАЙВИЩЕ її тиснення /в атмосферах/. Тоді тиснення f пари на смок визначиться величиною:

$$f = 1{,}033\,(p_2 - p_1)\,s \ \frac{\text{кілогр}}{\text{см}^2} \qquad /173/$$

де s є поле поверхні смоку /в квадратов. сант./. Зазначимо дорогу, яку доводиться відбувати смоку під час свого руху, через ℓ /в метрах/. Тоді праця τ, яку довершує смок при свойому пересуненні в обидва боки, виноситиме $2f\ell$. Як що протягом хвилини машіна відбуває n повних рухів, то ЕФЕКТ машіни $\mathcal{E}$, себ-то праця довершена нею в I секунду, визначиться виразом:

$$\mathcal{E} = \frac{2f\ell n}{60} = \frac{2 \cdot 1{,}033\,(P_2 - P_1)\,s\,\ell\,n}{60}\ \frac{\text{кгр.метр}}{\text{сек.}} \qquad /180/$$

$$= \frac{2{,}066\,(P_2 - P_1)\,s\,\ell\,n}{75 \cdot 60} \ \text{кінських сил.}$$

Величина $\mathcal{E}$ визначає собою т.зв. ІНДИКОВАНУ ПРАЦЕЗДАТНІСТЬ машіни, себ-то ту теоретичну працездатність, яку машіна мала би, коли би вона працювала БЕЗ ПОБОРЕННЯ БУДЬЯКИХ ОПОРІВ. В наслідок же ТЕРТЯ по-між частинами машіни та ОПОРУ ВОЗДУХУ працездатність машіни малів й замісць величини $\mathcal{E}$ ми дістаємо менший ефект $\mathcal{E}'$, що виносить біля $3/4\ \mathcal{E}$. Величина $\mathcal{E}'$ відповідає реальній ЕФЕКТИВНІЙ ПРАЦЕЗДАТНОСТИ машіни.

Звертаючися до виразу /180/ ми бачимо, що добуток $s\ell$ визначає собою обсяг циліндру машіни. Отже приходимо до висновку, що ЕФЕКТ ПАРОВОЇ МАШІНИ Є ТИМ БІЛЬШИМ, ЧИМ БІЛЬШИЙ ЦИЛІНДР МАЄ МАШІНА.

§ 54. Для окреслення розмірів праці, яку довершує та або инша парова машина, є дуже зручним користати з ГРАФІЧНОЇ МЕТОДИ. Тоді ми дістаємо те, що називається ДІАГРАМОЮ ПРАЦІ. Коли ми маємо звичайну машину, що функціонує БЕЗ РОСШИРУ ПАРИ, то праця машини при русі смоку в один бік вимірюється добутком сили тиснення та обсягу циліндра /$r = f.v = fsl.$ /. Діаграма праці дає нам у цьому випадку /рис. 26/ прямокутну фігуру.

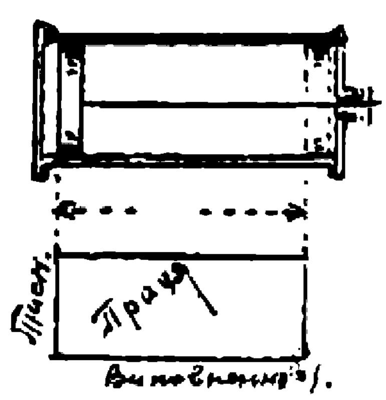


Рис 26

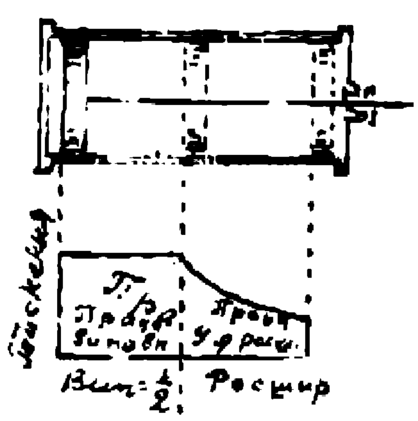


Рис. 27.

В машинах, що функціонують З РОСШИРОМ ПАРИ, приплив останньої до циліндру припиняється десь на половині цілої дороги /рис. 27/ смоку й решту цієї дороги смок відбуває вже під зменшеним тисненням. Відповідно до цього страчує свій прямокутний вигляд діаграма праці. Остання в більших розмірах викреслена на рис. 28. Тут поле чотирикутника $oABc$ означає ПРАЦЮ ВИПОВНЕННЯ (Füllungsarbeit), поле фігури $Bcfb$ означає ПРАЦЮ РОСШИРУ (Expansionsarbeit) пари.

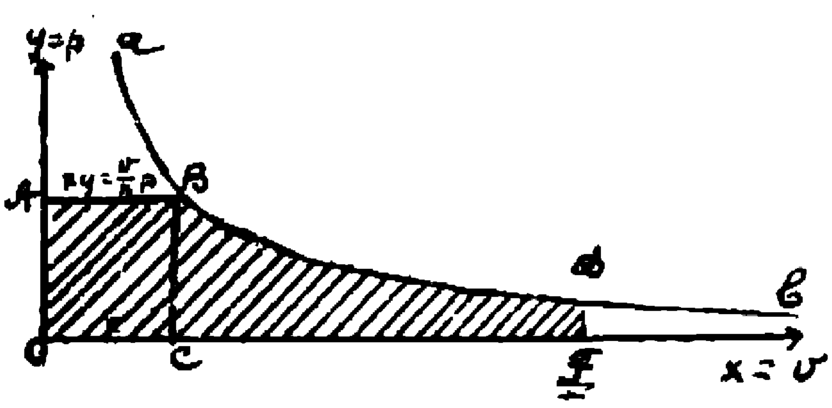


Рис. 28.

Точка B має абсцису $x_1 = \frac{v}{n}$, а через те праця виповнення $\mathcal{E}_1$ окреслиться взором

$$\mathcal{E}_1 = x_1 y_1 = p\frac{v}{n}; \qquad /181/$$

Рівняння

$$xy = p\frac{v}{n} \qquad /182/$$

буде загалом рівнянням гиперболи ab, що уявляє собою КРИВУ РОСШИРУ пари.

Як що через x_2 зазначимо абсцису точки $\mathcal{D}$ то праця росширу $\mathcal{E}_2$ визначиться виразом:

$$\mathcal{E}_2 = \int_{x_1}^{x_2} y\,dx \qquad /183/$$

На основі взору /182/ останній вираз можемо переписати так:

$$\mathcal{E}_2 = p\frac{v}{n}\int_{x_1}^{x_2}\frac{dx}{x} = p\frac{v}{n}\left(\operatorname{lognat} x_2 - \operatorname{lognat} x_1\right) = p\frac{v}{n}\operatorname{lognat}\frac{x_2}{x_1}; \qquad /184/$$

Уважаючи на те, що $x_2 = nx_1$, себ-то $\frac{x_2}{x_1} = n$, дістанемо:

$$\mathcal{E}_2 = p\frac{v}{n}\operatorname{lognat} v. \qquad /185/$$

Ціла праця $\mathcal{E}$, яку довершить смок при одному свойому русі, визначиться виразом

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 = p\frac{v}{n} + p\frac{v}{n}\operatorname{lgnat} n \qquad /186/$$

або остаточно

$$\mathcal{E} = V.p\left(1 + \operatorname{lgnat} n\right) \qquad /187/$$

де $V = \frac{v}{n}$ означає обсяг пари в мент виповнення цилiндра.

Звертаючися до взору /186/ ми бачимо, що другий його складник є більшим від першого $/\mathcal{E}_2 > \mathcal{E}_1/$, коли $n > e$ /де $e = 2,71828$ означає основу натуральних логаритмів/. Коли машіна працює без росширу, цей складник обертається в нуль $/\mathcal{E}_2 = 0/$.

§ 55. З виразу /187/ слідує, що даний обсяг пари довершить працю тим більшу, чим значнішим буде початкове тиснення її p та чим більшою буде величина n, инакше кажучи чим меншим буде виповнення $V = \frac{v}{n}$. Це

слідує також і з діаграми, яку ми маємо на рис. 29. Тут окремо заштриховані поля визначають з'ільшення праці при відповідних збільшеннях тиснення. Поле I окреслює працю, що довершує машіна, коли ріжниця тиснень на дві

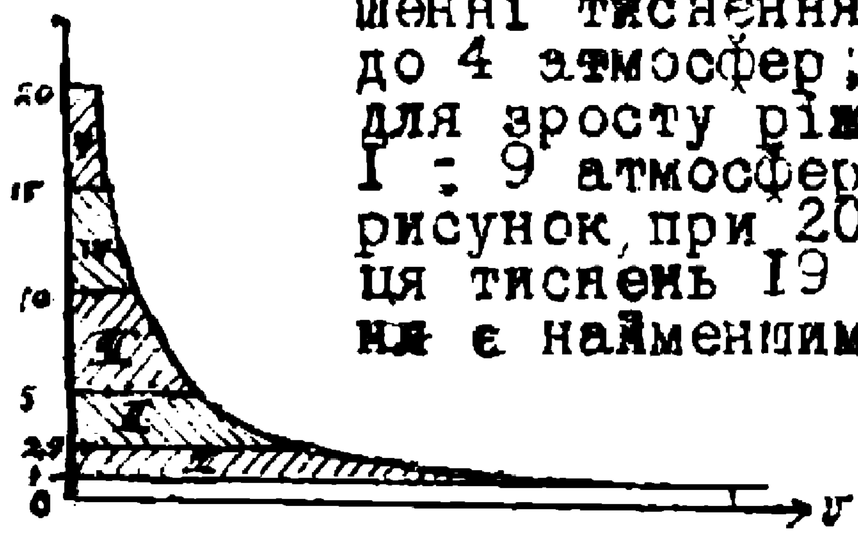


Рис.29.

протилежні сторони її смоку виносить 2,5 - 1 = 1,5 атмосфер: поле II означає еріст праці при збільшенні тиснення на 2,5 атм., себ-то до 4 атмосфер; поле III дає те ж для зросту різниці тиснень до 10-1 = 9 атмосфер і т.д. Як показує рисунок, при 20 атмосферах /різниця тиснень 19 атм./, коли виповнення є найменшим, праця буде найбільшою. При тисненні в 1 атмосферу /різниця тиснень 0 атмосфер/ величина праці виносить 0.

Для витворення високих тиснень пари потрібується збільшений приплив до парового казана теплової енерґії; таке збільшення тепла є одначе досить незначним у порівнянні до тієї його кількости, якої зуживається на переведення води до парового стану. З цього слідує, що МАШІНИ ВИСОКОГО ТИСНЕННЯ З ЯВЛЯЮТЬСЯ БІЛЬШ ЕКОНОМНИМИ І В ПОРІВНЯННІ З МАШІНАМИ НИЗЬКОГО ТИСНЕННЯ МАЮТЬ БІЛЬШИЙ КОРИСНИЙ ЕФЕКТ.

§ 56. Попередні наші міркування носили цілком абстрактний характер і з'являлися певними теоретичними трактуваннями, що в основі своїй мали закон Бойля. Оскільки останній не є законом точним, на практиці ми приходимо до вислідів у певній мірі відмінних од тих, які визначаються нашими теоретичними взорами. Щоби встановити правдиве співвідношення поміж тисненням пари в цилінрі та її обсягом, на практиці послуговуються особливими пристроями, що дістають назву ІНДИКАТОРІВ. На рис. 30 ми маємо ІНДИКАТОР ВАТТА /*Watt* /. Ваттів індикатор уявляє собою пристосовання, за поміччу якого осягається АВТОМАТИЧНЕ ВИКРЕСЛЕННЯ ДІАГРАМИ ПРАЦІ /де абсциси визначають обсяги пари, а ординати - її тиснення/. Складається він з невеличкого металевого циліндра в якому ходить смок *S* на який згори тисне спіралева пружина *p* . Нижня частина пристрою

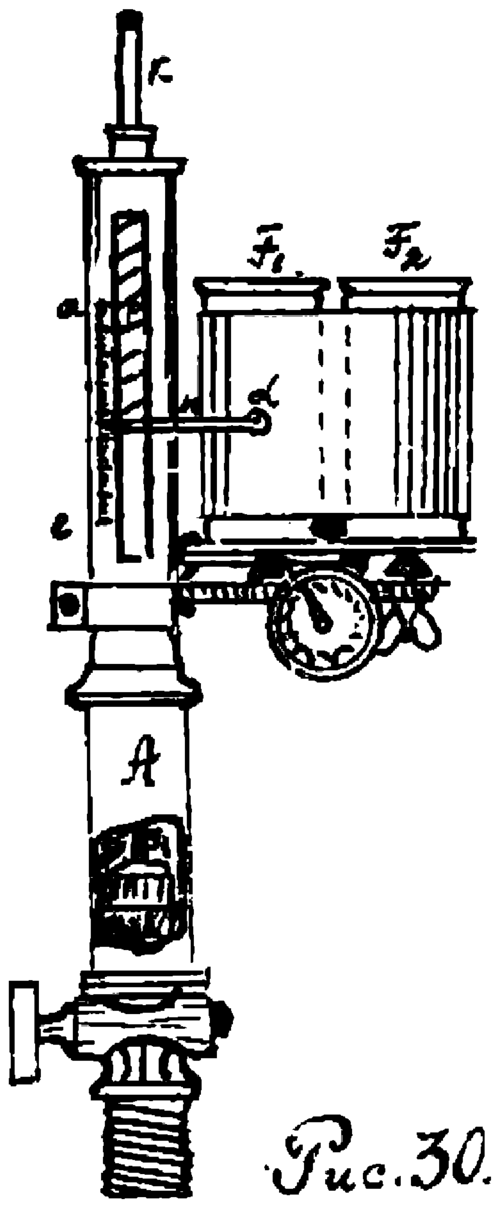


Рис.30.

сполучається поміччу металевої труби в однією з комор парового циліндра; таким чином даний пристрій є певною відміною металевого манометра. Під час праці машини, коли тиснення пари в її циліндрі зазнає змін, відповідним чином змінюється й положення смоку S в циліндрі A. Пружина індикатора зроблена так, що пересунення смоку S зглядно його нормального положення з'являється просто-пропорціональним до відповідних змін /збільшень чи зменшень/ тиснення пари. Зі стрижнем k смоку S нерухомо злучений індекс h, який ходить здовж скалі ab; цей індекс закінчується олівцем α, що спирається на папірову стрічку, намотану на два вальці F та F_2. Ці вальці, а з ними і папірова стрічка приводяться в рух смоком, за поміччу механізму, злученого з його стрижнем; таким чином величина кутів, на які обертаються вальці пропорціональні до поступних пересунень смоку.

Коли в циліндрі індикатора має місце нормальне атмосферне тиснення, його індекс викреслює на папері просту позему лінію, що має назву лінії АТМОСФЕРНОЇ. Коли ж ми названий циліндр сполучимо з паровою машиною проста лінія перетвориться у відповідну криву, яка має назву ІНДИКАТОРНОЇ ДІАГРАМИ. На рис. 31 ми маємо зразок такої діаграми для звичайної машини /з конденсатором/, що працює БЕЗ РОСШИРУ ПАРИ при ефективному тисненні біля 2 1/2 атмосфер і тисненні в конденсаторі біля 1/3 атмосфери. Точка A відпові-

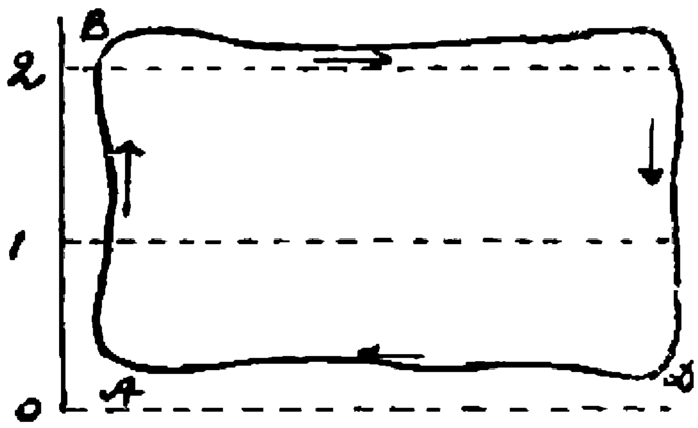


Рис 31.

дає тому менту, коли пара починає увіходити до циліндру: далі за короткий час тиснення зростає до максімума /точка B / і зберігає сталу вартість увесь час поки відповідна сторона циліндра перебуває в сполученні з паровим казаном. Коли таке сполучення припиняється тиснення раптовно спадає /від C до D /, лишаючись таким низьким на протязі цілого процесу конденсації /від D до A /.

Як що би ми мали машіну, що працює так само без росширу пари, але також і БЕЗ КОНДЕНСАТОРА, то нижня лінія / DA / попередньої діаграми містилася би десь біля I атмосфери, себ-то займала значно вище положення. При все тих же обсягах циліндра і тій же ріжниці початкового та кінцевого тиснень праця машіни була би тою же, що і в попередньому випадку.

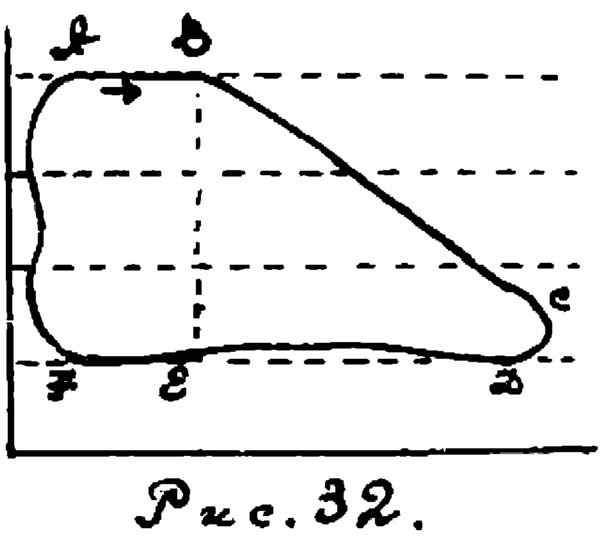


Рис. 32.

Инакше виглядає /рис.32/ індикаторна діаграма для машіни, що праціює з РОСШИРОМ ПАРИ. Одна частина / ABEFA / цієї діаграми відповідає фазі виповнення циліндра, друга / BCD EB / - фазі росширу пари. Поле кождої з таких частин, а також і цілої діаграми обчислюється на практиці за помічу т.зв. ПЛАНИМЕТРІВ. Нехай поле діаграми виносить S ; ця величина показуватиме нам скільки килограм-метрів містить у собі та праця, яку машіна довершує при одному циклі; як що кількість циклів у одну секунду зазначимо через N , то величина $\mathcal{E}_i = \frac{SN}{75}$ кінськ.сил /188/

визначить собою ІНДИКОВАНУ ПРАЦЕЗДАТНІСТЬ даної машіни /вона зазначається: І.Н.Р./ Ми вже зазначали, що істнування ріжних опорів, з'окрема тертя по-між частинами машіни зменшує у відповідній мірі величину $\mathcal{E}_i$, обертаючи її в ЕФЕКТИВНУ ПРАЦЕЗДАТНІСТЬ; остання міряється на практиці за поміччу особливих урядження, що мають назву ДИНАМОМЕТРІВ. З одним з таких урядження, а саме з ГАЛЬМО-ДИНАМОМЕТРОМ ПРОНІ ми ознайомилися в курсі фізики /Частина I, § 6I/. Стосунок працездатностей ефективної та індикованої, себто величина

$$\xi = \frac{\mathcal{E}_e}{\mathcal{E}_i} \qquad /189/$$

окреслює собою т.зв. МЕХАНИЧНИЙ КОРИСНИЙ ЕФЕКТ даної машіни /його не слід змішувати з тепловим корисним ефектом/. В найкращих сучасних машінах великих розмірів механичний корисний ефект сягає до 90%.

§ 57. Для витворення механичної праці кожда машіна зуживає відповідну кількість пари. Таку кількість для даного протягу часу нетрудно обчислити, знаючи забирність цилиндра та число циклів, що припадає на одиницю часу, а також температуру пари, по якій з відповідних таблиць можна обчислити густоту пари, а значить і її масу. Остання в залежности від величини тиснення виносить од 4 до 25 килограмів на I Н.Р. в годину. Кількість палива, що потрібується для витворення одного килограму пари залежить з одного боку від теплотворних властивостей самого палива, з другого боку від температури пари, инакше кажучи від її тиснення. При тих тисненнях, яких зуживається в більшости сучасних машін. I килограм камяного вугілля доброго гатунку дає 8 килограмів пари. Отже ПАРОВА МАШІНА ПОТРІБУЄ ЩО НАЙМЕНШЕ 0,5 КИЛОГР. НАЙЛІПШОГО ВУГІЛЛЯ НА ОДНУ КІНСЬКУ СИЛУ В ГОДИНУ. Так працюють лише великі машіни морських пароплавів; инші машіни зуживають паливо з меншою економністю.

Топлотворний ефект доброго вугілля

виносить біля 8000 $\frac{\text{вел. калорій}}{\text{кілогр.}}$. Таким чином випадає, що мінімальна кількість калорій на 1 кінську силу в годину виносить 4000; як що переведемо це на одиниці праці то дістанемо

$$\mathcal{E}_1 = 1.808.000 \ \frac{\text{кґр.-метр.}}{\text{год.}} \qquad /190/$$

Але з другого боку маємо

$$\mathcal{E}_2 = \frac{\text{H.P.}}{\text{година}} = 75.60.60 \ \frac{\text{кґр.-метр.}}{\text{год}} = 270000 \ \frac{\text{кґр.-метр.}}{\text{год.}} \qquad /191/$$

Як бачимо в дійсности машіна дає механичної праці значно менше / $\mathcal{E}_2$ / ніж то випадає з теоретичного перечислення тепла на механичні одиниці / $\mathcal{E}_1$ /. Стосунок першої з названих величин до другої себ-то

$$\eta = \frac{\mathcal{E}_2}{\mathcal{E}_1} \qquad /192/$$

дає т.зв. ЕКОНОМИЧНИЙ КОРИСНИЙ ЕФЕКТ машіни Як бачимо останній в нашому прикладі виносить 0,15; при виключно сприятливих умовах він може зрости до 0,18. Отже бачимо, що В НАЙЛІПШИХ ПАРОВИХ МАШІНАХ /великі машіни з конденсацією/ ЕКОНОМИЧНИЙ КОРИСНИЙ ЕФЕКТ СЯГАЄ ВАРТОСТИ 18%. В малих машінах без конденсатора він знижується аж до 7%: для паротягів з'окрема він виносить 7 - 8%.

Куди ж дівається решта тепла - по над 85 цілої кількости, витвореної при згоранні палива теплової енерґії. Відповідь на це запитання дати нетрудно: частина тепла відходить разом з продуктами горіння до атмосферного воздуху, друга частина йде на піднесення температури казана та инших частин установки, третя передається до атмосфери через теплопроводність та випромінньовання, четверта відходить зі зужитою парою, нарешті пята зуживається на механичну працю поборення опорів. До того навіть і цілком абстрактне, теоретичне обчислення, сперте на другу термодинамичгу засаду, теж дае для величини η вартости досить незначні. Візьмемо, наприклад, звичайну машіну низького тиснення, що працює без росширу; для такої машіни тиснення пари виносить біля 2 1/2 атмосфер, а температура біля 127°Ц. Як що температуру конденсатора ми вважатимем рівною 40°Ц., то в такому разі матимемо: $T_1 = 127 + 273 = 400^0$, $T_2 = 40 + 273 = 313^0$, звідкиля максімально-можливий ефект виноситиме

$$\eta = \frac{400 - 313}{400} = 22\% \qquad /193/$$

Візьмемо далі досконалу сучасну машіну високого тиснення. При 15 атмосферах температура пари виносить 197°Ц. Отже маем $T_1 = 470^0$, $T_2 = 313^0$

$$\eta = \frac{470 - 313}{470} = 34\% \qquad /194/$$

Це дає теоретичний обрахунок. А в дійсности ми того не маємо і на практиці навіть при послідуючому поступі техники трудно сподіватися осягнення ефекту більшого як 20%.

§ 58. Парові машіни, які ми до цього часу розглядали, мають одну спільну від'ємну рису, що негативно впливає на їхню працю. Ця риса полягає в тому, що ПО МІЖ ЧАСТИНАМИ МАШІНИ, ПРИВЕДЕННЯ В РУХ ЯКИХ СКЛАДАЄ МЕТУ САМОГО ПРОЦЕСУ, /вал, колеса і т.инш./ ТА ЧАСТИНАМИ, НА ЯКИХ БЕЗПОСЕРЕДНЬО ДІЄ ПАРА, ІСТНУЄ ЦІЛА НИЗКА ПРОМІЖНИХ ПЕРЕДАТОЧНИХ МЕХАНИЗМІВ. На приведення цих механизмів в рух, піддержання останнього, а що-найголовніше на поборення взаємного тертя названих механизьмів непродукційно витрачається певна частина праці, яку витворює машіна, вислідом чого є певне зниження корисного ефекту останньої. Такі хиби не мають місця в т.зв. ПАРОВИХ ТЮРБИНАХ; в останніх тиснення пари передається безпосередньо головній руховій частині - колесу тюрбини, без найменшого зуживання будь-яких передаточних механизмів.

Як і тюрбини водяні, парові тюрбини поділюються на АКЦІЙНІ та РЕАКЦІЙНІ. В тюрбинах першого типу струмінь пари з під високого тиснення виходить од разу на волю й через те набуває значної скорости; швидкий перехід великих запасів потенціальної енергії пари в його кинетичну енерґію спричиняється до того, що струмінь пари володіє значною живою силою. І коли цей струмінь зустрічає на своїй дорозі лопатки тюрбинного колеса, він передає останньому свою кинетичну енерґію і таким чином приводить його в обертовий рух. Конструкцію акційної тюрбини можна зрозуміти з рис. 33. Тут по-

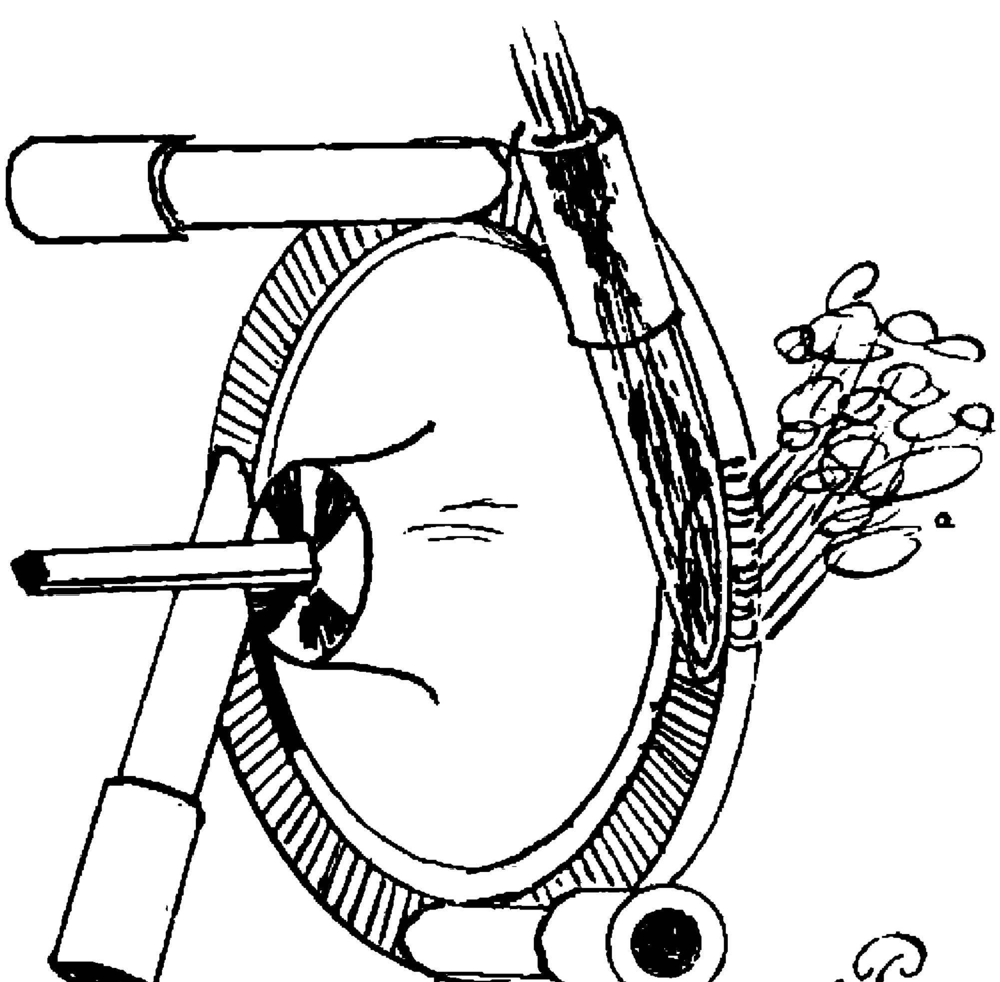


Рис. 33.

казана тюрбина, сконтруйована року 1887 ЛЯВАЛЕМ / Gustav de Laval /. Пара з казану, в якому вона перебуває під високим тисненням /10-15 атмосфер/, підходить до чотирьох пароводних труб, що мають зглядно колеса пожиле положення й щільно пристають до його крайнього пасу, на якому розміщені лопатки. Загальний вигляд Лявалевої тюрбини показано на рис. 34.

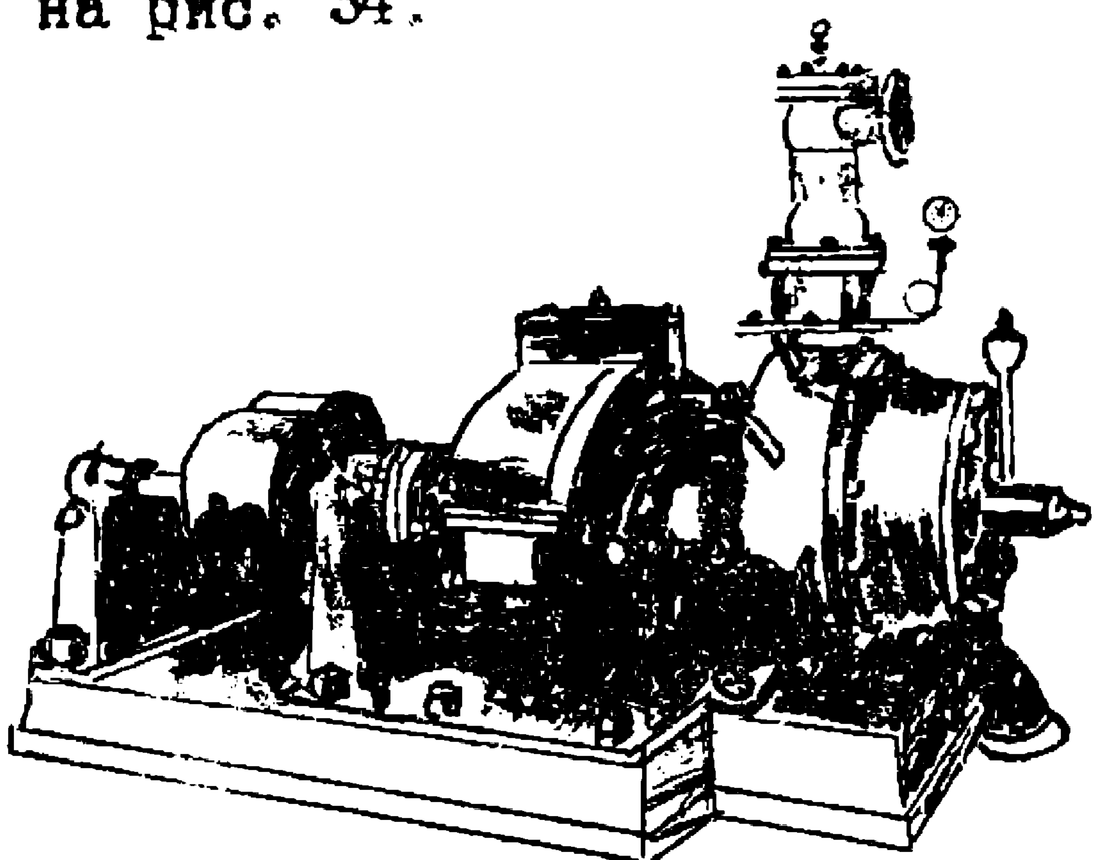


Рис. 34.

Зужита в тюрбині пара може або випускатися до атмосфери, або надходити до конденсатора. Таким чином і тюрбини можуть працювати або з конденсацією, або без неї. При тисненні в казані 12-15 атмосфер і в конденсаторі 0,2 атм. скорість парового струміня виносить біля 1000 $\frac{метр}{сек}$; слід уважати, що тюрбина працює добре, коли лінійна скорість обводу її колеса виносить половину скорости парового струміня. Найкращі акційні тюрбини дають біля 9000 оборотів у хвилину.

Пройшовши по-між лопатками тюрбинного колеса й вийшовши з нього геть пара не страчує ще остаточно своїх пружливих властивостей. Щоби ці властивости використати до кінця пару перепускається не через одне, а через де-кілька тюрбинних колес, які посаджено на один спільний вал. Як цього осягається показує рис. 35. Тут ми маємо два рухомі колеса, по-між якими міститься одно таке ж нерухоме колесо; з каналів по між лопатками першого рухомого колеса /А/ пара, що почасти зберігла свої пружливі властивости переходить до каналів нерухомого колеса /B/, з яких, діставши знову належний напрямок, простує далі до другого рухомого колеса /C/. Таких рухомих колес з тюрбині може бути не двоє, а де-кілька, при чому, з причини поступінного спаду тиснення пари лопатки кождого послідуючого колеса робляться більшими від лопаток попереднього колеса /рис.36/.

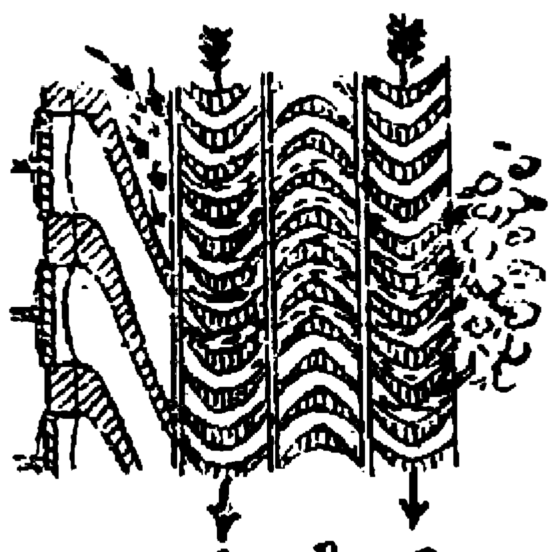


Рис. 35.

Перша РЕАКЦІЙНА ТЮРБИНА була сконструйована року 1886 ПАРСОНОМ /Charles Parson/. В тюрбинах цього типу перетворення пружиної енерґії пари в кинетичну енерґію руху тюрбинного колеса відбувається в самому цьому колесі; останнє складається зі значної кількости радіально розміщених лопаток викривленої форми. Пара від казана надходить до воси тюрбини, від якої розходиться по між лопатками в радіальних напрямностях. У вислід вигнутої форми лопаток витворюється СИЛА РЕАКЦІЇ, яка подібно до Сеґнерового колеса приводить тюрбину в оборотовий рух. Час, на протязі якого пара проходить по-між лопатками тюрбини є незвичайно-малим, через що пружива енерґія пари лишається в певній мірі невикористаною; з цієї причини намагаються збільшувати до можливости число рухових колес тюрбини. У великих Парсонових тюрбинах кількість їх доходить до 140.

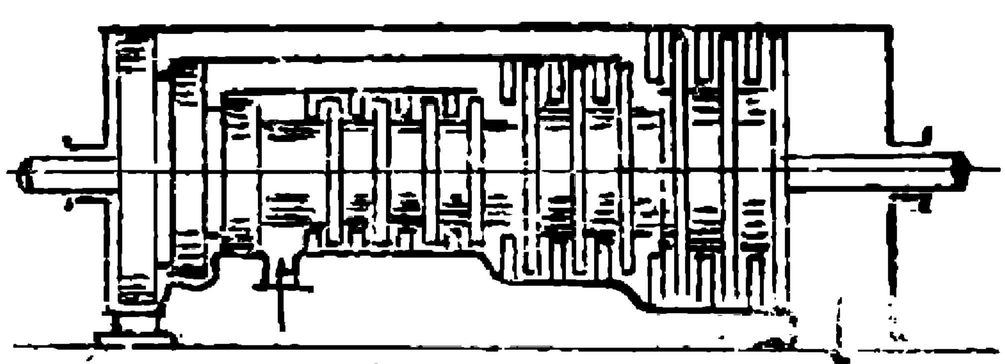


Рис. 36.

В порівнянні до циліндрових машин парові тюрбини мають такі переваги: а/ ЛЕҐКІСТЬ ТА ПРОСТОТА КОНСТРУКЦІЇ у вислід незначного порівнюючи тягару та відсутности передаточних механизмів, б/ СПОКІЙНИЙ, ПЛАНОМІРНИЙ ХІД і в/ НЕЗНАЧНІ РОЗМІРИ, що спричиняються до значної економії місця при установках. З наведених причин парові тюрбини з'являються дуже зручними моторами для великих океаничних пароплавів, які потрібують значної швидкости руху. Для ширшого використання пруживих властивостей пари тюрбини мають працювати при великій різниці температур казана та конденсатора і під високим тисненням /13-16 атмосфер/; тоді вони ДАЮТЬ КОРИСНИЙ ЕФЕКТ, БІЛЬШИЙ НІЖ ЗВИЧАЙНІ ПАРОВІ МАШІНИ. Кількість оборотів в сучасних парових тюрбинах може доходити до 20000 на хвилину, справність їхня сягає до 60.000 Н.Р. При цьому в тюрбинах новітніх конструкцій на одну кінську силу вуживається менш як 4 килогр. пари.

§ 59. ГАЗОВИМИ /ВИБУХОВИМИ/ МОТОРАМИ називаються такі машіни, які ВИПРОДУКОВУЮТЬ МЕХАНИЧНУ ПРАЦЮ КОШТОМ ТЕПЛА, ЩО ПОВСТАЄ ПРИ ВИБУХАХ ВІДПОВІДНИХ ГАЗОВИХ ПРОДУКТІВ /СУМІШІ СВІТИЛЬНОГО ЧИ ГЕНЕРАТОРНОГО ГАЗУ ТА ВОЗДУХУ АБО СУМІШІ ВОЗДУХУ З ПАРОЮ РІЖНИХ НАФТОВИХ ПРОДУКТІВ/. Висока температура, що витворюється при швидкому згоранні вибухових матеріалів СПРИЧИНЯЄТЬСЯ ДО ЗНАЧНОГО ЗРОСТУ ПРУЖИВОСТИ ГАЗІВ Й цією дорогою справляє в газових моторах великий руховий ефект.

Ідея газового мотору, що знайшла собі належне зреалізування лише в другій половині минулого століття є дуже старою. Ще року 1678 аббат ОТФЕЙЛЬ опрацював проект водопід'емної машіни, яка мала функціонувати черев систематичні вибухи пороху. З винаходом парової машіни ідея газового мотору була майже цілковито занехаяна і лише на початку другої половини XIX століття до неї вертає ЛЕНУАР, який року 1860 бере патент на свій газовий мотор. Останній швидко популяризується, знаходить собі велике поширення в дрібній промисловости й дає імпульс до нових шукань й дальших удосконалень.

Газові мотори можна поділити на нас-

тупні чотири типи:
1/ З ВИБУХОМ БЕЗ СТИСНЕННЯ ГАЗУ
2/ З ВИБУХОМ ПІСЛЯ СТИСНЕННЯ ГАЗУ
3/ З ПОСТУПІННИМ ГОРІННЯМ ТА СТИСНЕННЯМ.
4/ АТМОСФЕРИЧНІ ТА МІШАНІ.

В моторах першого типу після того як газ та вовдух зведено до циліндру у відповідних пропорціях і вони витворили суміш, остання безпосередньо запалюється /іскрою від електричного індуктора/ і дає вибух. При зворотньому русі смоку зужитий газ виштовхується з циліндру геть.

Значно вигіднішим є одначе переводити процес згорання газу не при нормальному атмосферному тисненні, а при тисненні підвищеному до 2-3 атмосфер. Для цього необхідно справити ПОПЕРЕДНЄ СТИСНЕННЯ ГАЗУ і вже після того викликати його вибух. Це ми маємо в машінах другого типу.

Стиснення газу може при цьому відбуватися як в особливій коморі, так і в самому циліндрі.

Замісць хвилевого вибуху при сталому обсязі згорання газу можна переводити ПОВІЛЬНО - при сталому тисненні, перепускаючи потроху пальну суміш над полумям. Це має місце в моторах третього типу.

Відмінну від попередніх типів мають конструкцію мотори останнього типу. В першій стадії циклу смок у цих моторах НЕ ДІЄ НА ВАЛ МАШІНИ; у сполучення з останнім він вступає лише в другій стадії циклу, коли ПІД ВПЛИВОМ ВЛАСНОГО ТЯГАРУ ТА АТМОСФЕРНОГО ТИСНЕННЯ ВІДБУВАЄТЬСЯ ЙОГО ЗВОРОТНІЙ РУХ. Щоби зменшити огріття циліндра вибух суміші в ньому справляється тоді, коли смок відбуде третину своєї дороги.

Найбільш поширеними в сучасній техниці в'являються мотори ЧОТИРИТАКТОВІ. Таку назву вони дістали через те, що один повний рух їх складається з чотирьох окремих моментів, а саме:
1. ВСМОКТУВАННЯ ПАЛЬНОЇ СУМІШІ.
2. СТИСНЕННЯ СУМІШІ.
3. ВИБУХ СУМІШІ Й РУХ СМОКУ ВПЕРЕД.

4. РУХ СМОКУ НАЗАД І ВИТИСНЕННЯ СУМІШІ З ЦИЛІНДРУ.

Як відбувається в дійсности окреслений процес, можна простежити на рис.37, що

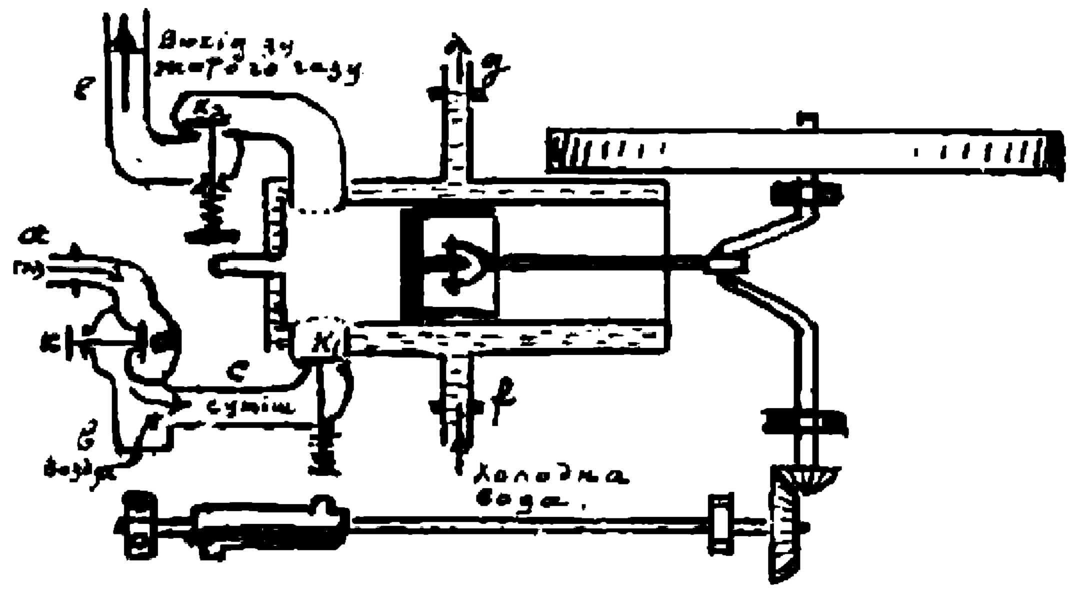


Рис. 37.

подає схему конструкції чотиритактового газового мотору.

ПЕРШИЙ ТАКТ: смок йде аліва направо; чопи k та k_1 підносяться, до циліндру по трубці a надходить газ, по трубці b вездух.

ДРУГИЙ ТАКТ: смок іде справа наліво й стискує суміш /до 4-5 атмосфер/; чопи k_1 та k_2 опущені.

ТРЕТІЙ ТАКТ: вибух суміші; рух смоку аліва направо.

ЧЕТВЕРТИЙ ТАКТ: чоп k_2 піднесений; смок порушується справа наліво й витискує суміш, що виходить з циліндра через трубки d та e .

На рис.38 схематично показані всі чотири такти.

В чотиритактових моторах одне повне згорання газу припадає на чотири такти. Існують одначе мотори, в яких таке згорання припадає на ДВА такти. Ці мотори мають назву ДВОТАКТОВИХ МОТОРІВ. Конструкцію такого мотору показує рис. 39. При русі смоку догори /I/, в нижній частині циліндру, злученім з коморою B , що охвачує вал машини, повстає РОСТИСК ВОЗДУХУ, у вислід чого до неї через відтулину a надходить пальна суміш. Одночасово з цим у верхній частині ци-

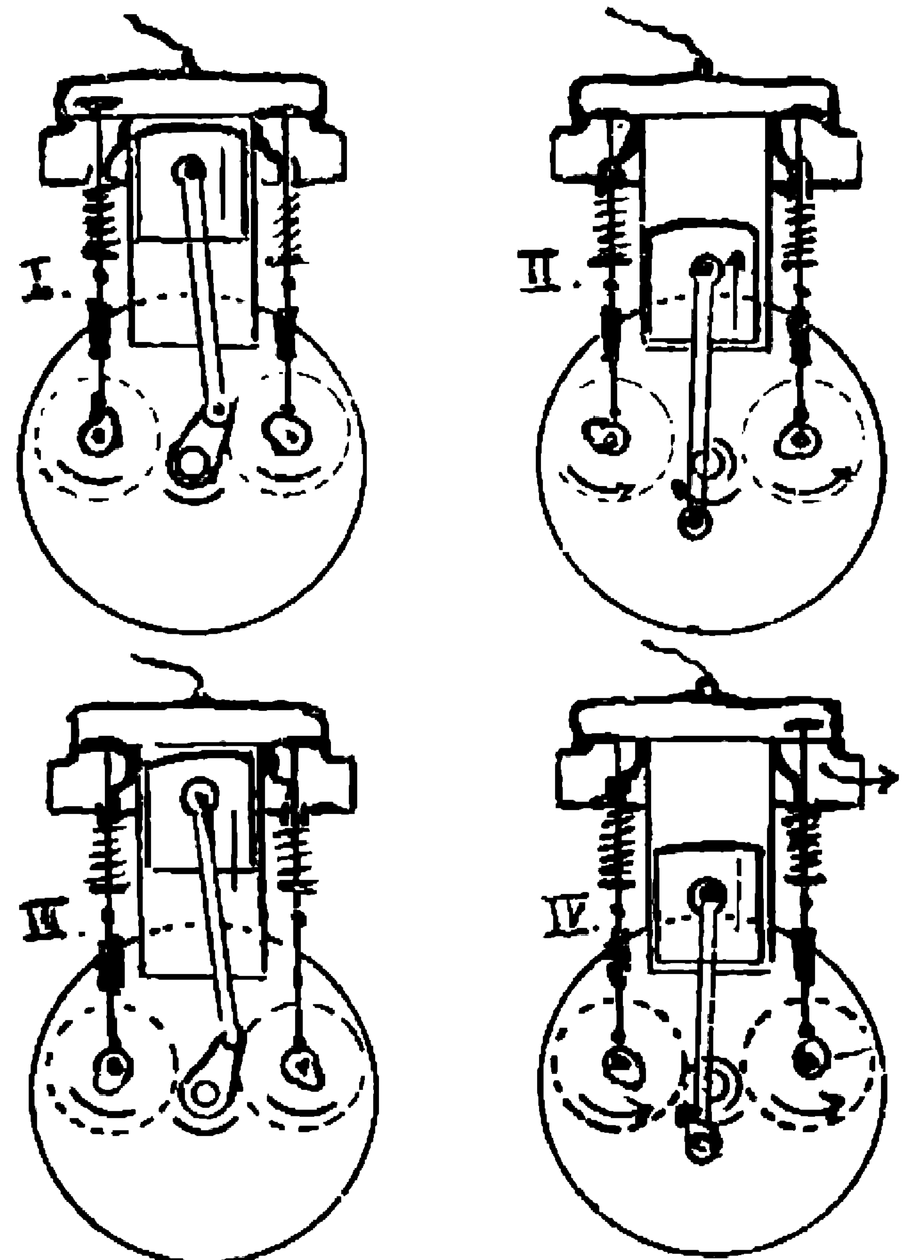


Рис. 38.

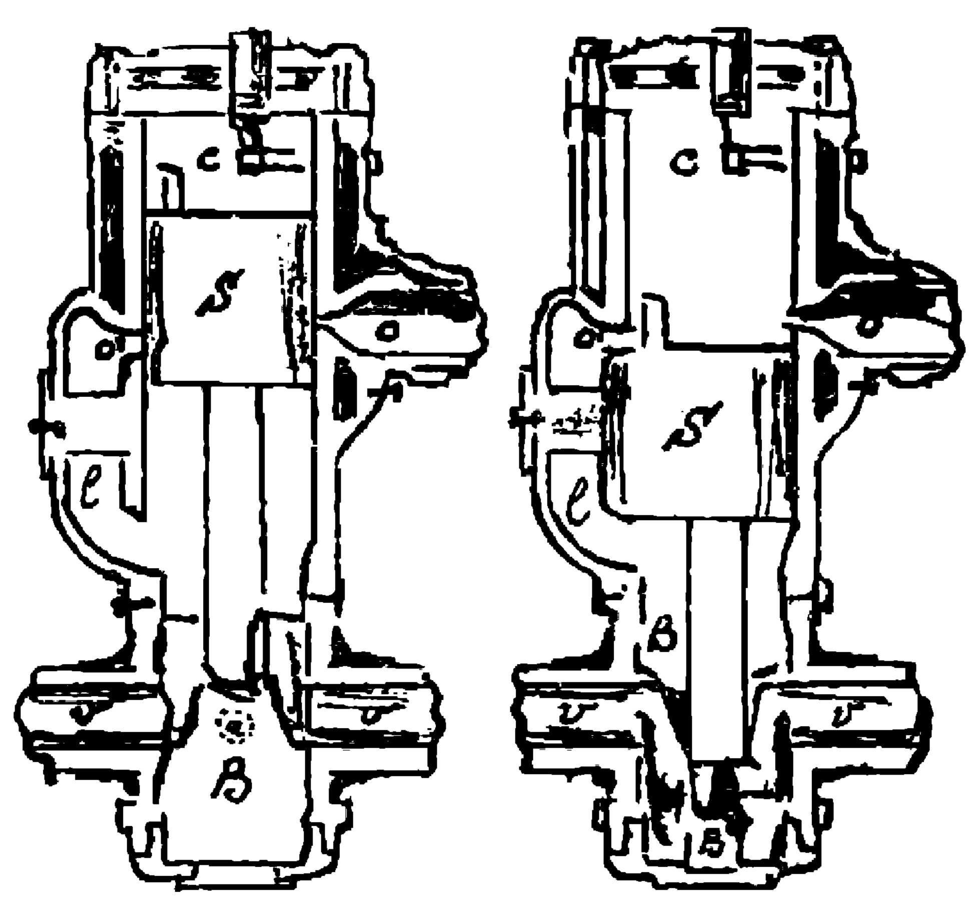


Рис. 39.

ліндра відбувається СТИСНЕННЯ ПАЛЬНОЇ СУМІШІ, яка війшла туди при попередньому такті. Коли смок осягнув свого крайнього верхнього положення, іскра справляє вибух суміші, який жене смок додолу. При відворотньому русі смоку стискується суміш в нижній частині циліндра; під час цього руху смок відкриває спочатку відтулину *o* , через яку відходить геть згоріла суміш, а пізніще відтулину *o'* , через яку по каналу *e* до верхней частини /*c*/ циліндра надходить свіжа суміш, стиснена перед тим в нижній частині. Коли смок знову порушується до-гори він закриває відтулини *o'* та *o* і через те далі справляє стиснення суміші. Імпульс, який смок дістає при вибусі суміші, є остільки значним, що він не лише покриває працю, ужиту перед тим на стиснення суміші, а дає ще й корисну працю, коштом якої вал машіни приводиться в рух. Хиба двотактових моторів полягає в тому, що частина свіжої пальної суміші відходить разом зі згорілими продуктами. Через те ці мотори уживають палива більше ніж чотиритактові. Але за те вони мають менші-порівнюючи розміри.

При праці газових моторів циліндри їх зазнають значного огрівання, а через те ці мотори потрібують спеціальних уряджень для тяглого охолодження циліндрів.

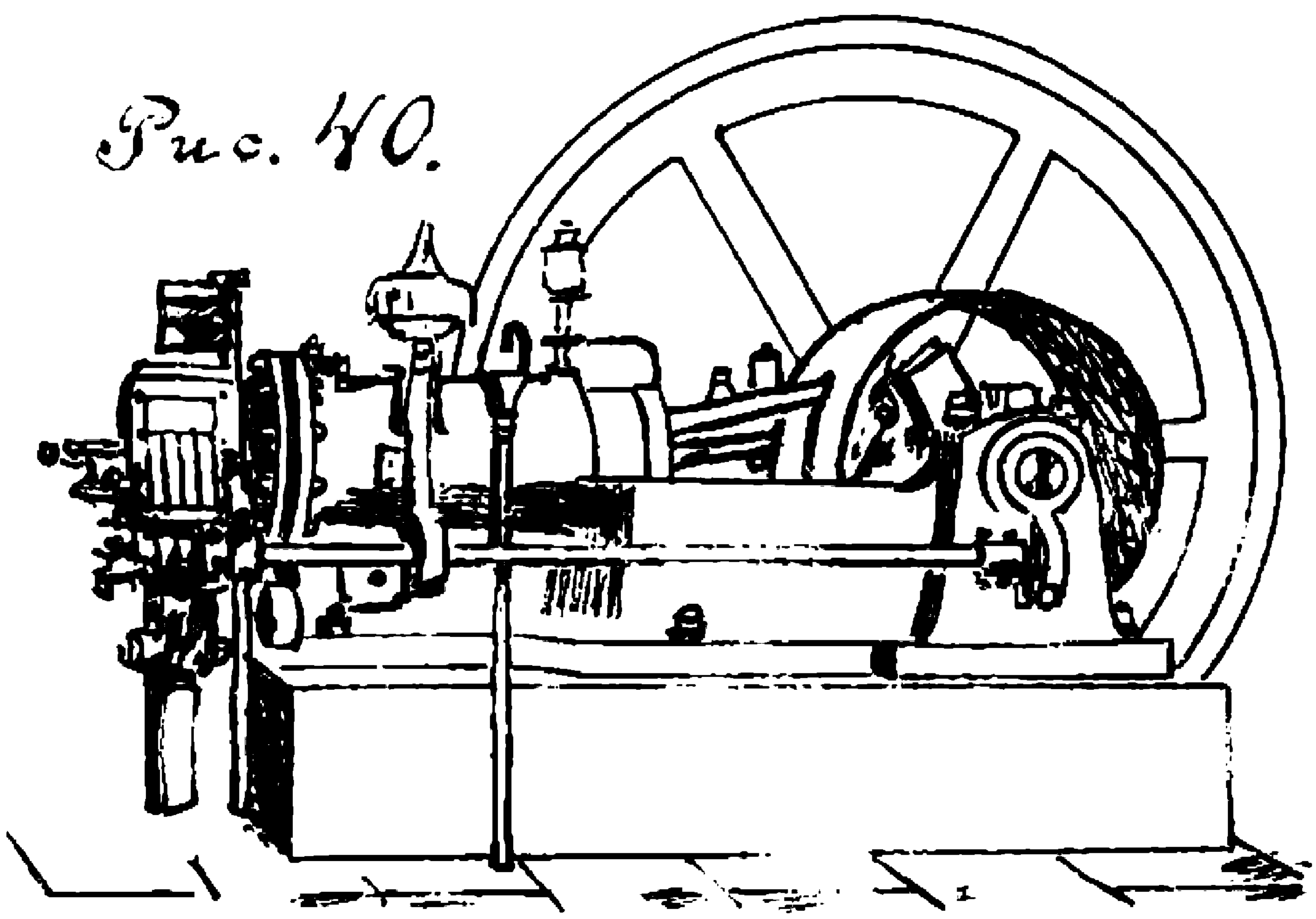
В порівнянні до парових машін газові мотори мають БІЛЬШИЙ ЕКОНОМИЧНИЙ КОРИСНИЙ ЕФЕКТ /в звязку з високими температурами, що повстають при вибухах газів/, але ЗНАЧНО МЕНШИЙ МЕХАНИЧНИЙ КОРИСНИЙ ЕФЕКТ. Для парових машін, як ми про те зазначили, перший доходить до 0,18, другий до 0,90. Для газових моторів маємо:

	Економичний корисний ефкт	Механичний корисн.ефект.
I тип	0,23	0,28
II тип	0,38	0,45
III тип	0,31	0,38
IУ тип	0,36	0,42

Як бачимо газові мотори в порівнянні до паровмх машін зуживають паливо значно економніше.

Цілком подібно до газових моторів функціонують МОТОРИ НАФТОВІ. Нафтові продукти /нафта, гас, бензина/ впорськуються за поміччу спеціального пульверизатора до циліндру, де їхня суміш з воздухом так само запалюється іскрою й дає вибух. Одними з найкращих нафтових моторів з'являються в сучасний мент мотори ДИЗЕЛЯ. Дизель - мотори працюють з дуже високим отисненням воздуху перед спаленням у ньому нафти /до 35 атмосфер/ і мають корисний ефект 33 - 35%. Всі описані вище мотори газові та нафтові мають назву МОТОРІВ ВНУТРІШНЬОГО ЗГОРАННЯ. На рис.40

Рис. 40.



подано загальний вигляд сучасного чотиритактового мотора внутрішнього згорання.

Дамо взір для обчислення економично-корисного ефекту моторів внутрішнього згорання. Зазначимо через m кількість пальних продуктів, яку мотор зуживає протягом однієї години на кінську силу, через c теплотворну здібність цих продуктів. Тоді, взявши на увагу, що еквівалентом кінської сили на годину є $\frac{75.60.60}{427} = 632$ калорії, для корисного ефекту η дістанемо вираз:

$\eta = \frac{632}{m.\tau}$; /195/

§ 60. XX століття можна назвати не лише добою електричности, а також і добою мотора внутрішнього згорання. Ми бачимо, як за короткий час в 20 - 30 останніх років названий мотор дістав величезне поширення, як підпорядкував собі сучасну техніку й промисловість. Такий успіх мотору внутрішнього згорання, його блискуча конкуренція з паровими машінами не з'являються випадковими. Бо в той час, коли в моторах парових використовуються пруживі ФІЗИЧНІ СИЛИ водяної пари, себ-то сили МІЖМОЛЕКУЛЯРНІ, в моторах внутрішнього згорання руховий ефект справляють ХЕМИЧНІ СИЛИ вибуху, себ-то сили ВНУТРИМОЛЕКУЛЯРНІ. А фізика навчає нас, що внутри молекул сконцентровані великі запаси енергії, які перевищують ті її зовнішні запаси, з котрих ми користаємо в повсякденному житті. Але на тому не кінець; фізика каже нам далі, що допіру згадані внутримолекулярні запаси енергії з'являються незначними в порівнянні до тих її кількостей, які переховано ВНУТРИ АТОМІВ. Про розміри ВНУТРИАТОМНОЇ ЕНЕРГІЇ ми маємо можливість міркувати з досліджень над з'явищами радіоактивности. Малесенька крихточка броміду радія, масою в 10 миліграмів випродуковує в годину 1 малу калорію теплової енергії. При повному роспаді своєму /що триває більше 2 1/2 тисяч років/ названа крихточка радія дала би біля 30.000.000 малих калорій. Для витворення такої кількости тепла потрібно було би спалити 3600 грамів найліпшого вугілля. Як бачимо з цього прикладу, ВНУТРИ АТОМІВ СКОНЦЕНТРОВАНА ВИКЛЮЧНА ПО СВОЇХ РОЗМІРАХ ЕНЕРГІЯ. До використання її ми тим часом не маємо одначе жадних можливостей. Як відомо найпотужніші засоби, якими володіють сучасна наука та техника, не в стані найменшим чином вплинути на перебіг внутриатомних радіоактивних процесів. Сфера цих процесів лишається неприступною для наших зусиль і шляхи до оволодіння тими несчислимими скарбами, які сховано в кождому атомі матерії, тим часом для людства заказані. Природа ревниво оберігає свої таємниці, ховає далеко вглиб свої найкоштовніші багацтва. За товстими мурами, за міцними, залізом окутими дверима спочивають од віку вони. І той геній, який знайде ключ до найбільших таємниць природи, й відчинить оті заповітні двери - увіковічнить навік своє імя і вкриє славою ціле культурне людство.

Литература.

R. Blondlot. Introduction à l'étude de la thermodynamique. 1888.

О. Хвольсон. Основныя положенія термодинамики. 1913.

Р. Фатер. Термодинамика. 1923

Вальтер и Реттингер. Ученіе о теплотѣ.

Dessau. Lehrbuch der Physik. Band I. 1922.

Graetz. Lehrbuch der Phyzik. 1923.

Grimzehl. Lehrbuch der Phyzik. Band I. 1921.

Müller-Pouillets. Lehrbuch der Phyzik und Meteorologie. Band III. 1907.

Vladimir Novák. Fyzika. Díl I. 1921.

Weiler. Lehre von der Wärme 1910.

Проф. Бачин. Физика: т. 1. 1923.

А. Иоффе. Лекціи по молекулярной физике 1919.

ЗАУВАЖЕНІ ПОМИЛКИ.

Стор.	Ряд.		Надруковано.	Має бути.
3	I9	в долини	proprie	propres
7	7	з гори	величини та	величини z та p
72	2I	"	кождий її	кождий його
83	I6	в долини	функція стану	функція стану S
84	6	з гори	функція	функція S

З М І С Т.

§§ Сторінки

§§ Стор.

§§ Стор.

РОЗДІЛ ДРУГИЙ.

ФІЗИЧНИЙ ПРОЦЕС І ЙОГО РІЖНІ ВИДИ.

РОЗДІЛ ТРЕТІЙ.

СПЕЦІАЛЬНА РОЗВІДКА ПРО ГАЗИ.

РОЗДІЛ ЧЕТВЕРТИЙ.

ЦИКЛ КАРНО.

§§ Стор.

РОЗДІЛ П'ЯТИЙ.

ДРУГА ТЕРМОДИНАМИЧНА ЗАСАДА.

РОЗДІЛ ШОСТИЙ.

ЕНТРОПІЯ.

РОЗДІЛ СЬОМИЙ.

МЕХАНИЧНА ТЕОРІЯ ТЕПЛА.

РОЗДІЛ ВОСЬМИЙ.

ТЕПЛОВІ МАШІНИ.

Українське Видавниче Товариство при У.Г.А.

1. Проф. Шовгенів. **Водяне господарство на Україні,** 12 ст. . 2·50
2. Проф. Іваницький. **Ліс і біологічні типи дерев. пород,** 17 ст. 3·20
3. Доцент Чередіїв. **Ботаника,** 119 ст. . . . . 21·60
4. Доцент Тимошенко. **Економична Географія,** 66 ст. . . . . . 18·—
5. Проф. Шадлун. **Кристалографія,** 52 ст. . . . . 5·—
6. Проф. Щербина. **Статистика,** 133 ст. . . . . 25·20
7. Лек. Іваненко. **Ґеометрія,** 200 ст. . . . . 21·—
10. Доц. Сокович. **Нарисна геометрія,** 404 ст. . . . . 43·60
11. Б. І. **Таблиці до визначення дерев. рослин по листях,** 40 ст. 5·—
13. Лек. Лисянський. **Фізика ч. І. (механика),** 198 ст. . . . . . 26·50
15. Проф. Шовгенів. **Аналітична геометрія,** 190 ст. . . . . . 22·50
16. Проф. Іваницький. **Курс лісівництва ч. І.,** 60 ст. . . . . . 7·—
18. Проф. Шереметинський. **Скотарство ч. І.,** 150 ст. . . . . . 20·—
22. Доц. Чернявський. **Мінеральогія (сістематика)** (друк.) . . . —·—
25. Доц. Грабина. **Геодезія. (Вступ)** 35 ст. . . . . 8·—
26. Проф. Мицюк. **Історія політич. економії** 254 ст. . . . . . 33·60
28. Проф. Іваницький. **Лісівництво ч. II.,** 75 ст. . . . . 11·—
29. Лек. Іваненко. **Тригонометрія,** 420 ст. . . . . 32·30
31. Лек. Русова. **Підручник французької мови,** 360 ст. . . . . —·—
33. Проф. Іваницький. **Таблиці до визнач. дерев. пород,** 15 ст. 2·90
37. Доц. Комарецький. **Аналітична хемія ч. II.,** 286 ст. . . . . 21·30
38. Лек. Лисянський. **Фізика ч. II.,** 120 ст. . . . . 24·25
39. Лек. Вілінський. **Нарисна геометрія,** 288 ст. . . . . 25·10
40. Др. Левицький. **Теорія українського письменства,** 61 ст. . 7·—
41. Доц. Грабина. **Геодезія ч. І.,** 460 ст. . . . . 54·50
42. Лек. Коваленко. **Курс діференц. рахунку,** 239 ст. . . . . . 17·10
43. Доц. Тимошенко. **Вчення про світовий ринок** (друк.) . . . —·—
44. Доц. Мартос. **Теорія кооперації** (друкується) . . . . . . —·—
45. Доц. Гольдельман. **Економика й політика промисловости** (друкується) . . . . —·—
47. Доц. Фролов. **Хемічна технологія продуктів с.-г.** . . . . . —·—
49. **Термінольогічний словник** (друкується) . . . . —·—
50. Доц. Фролов. **Хемічна технологія води** . . . . —·—
51. Королів-Старий. **Повстання органичного життя на землі,** 100 ст. . . . . 6·—
52. Проф. Щербина. **Земська статистика** (друкується) . . . . . —·—
53. І. Б. **Таблиці до визначення насіння і сходів,** 13 ст. . . 2·—
54. Проф. Старосольський. **Держава і політичне право** (друк.) —·—
55. Лек. Лисянський. **Фізика ч. III. (тепло)** . . . . —·—
56. Проф. Шовгенів. **Гідравліка** (друкується) . . . . —·—
57. Проф. Шадлун. **Мінеральогія (Загальний курс),** 200 ст. . . 14·40
58. С. Романовський. **Repetitorium до інтегрального рахування** —·—
59. Проф. Іваницький. **Лісівництво ч. III.,** 400 ст. . . . . 28·—
62. Лек. Лисянський. **Термодинамика** . . . . —·—

Книгарня Видавництва Č. S. R., m. Poděbrady,
Hotel „U krále Jiřího“ č. 42.

Накладом Української Господарської Академії.