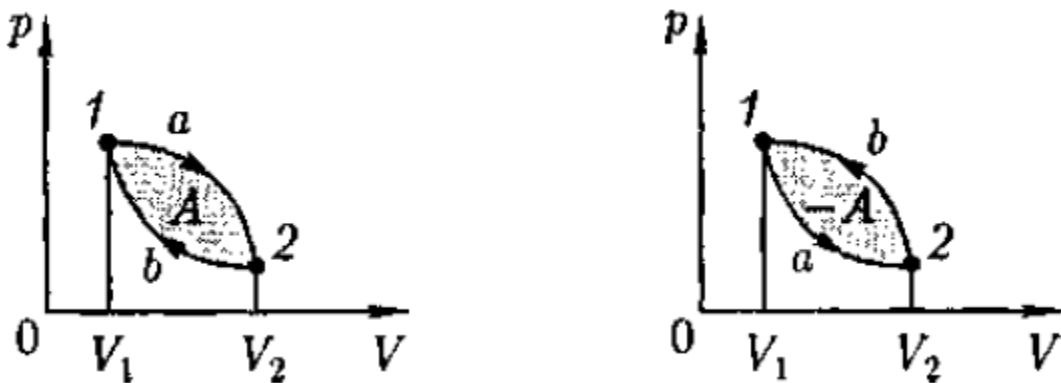


## ლექცია #12

### წრიული პროცესი (ციკლი). შექცევადი და შეუქცევადი პროცესები

წრიული პროცესი (ან ციკლი) ეწოდება პროცესს, რომლის დროსაც, სისტემა რიგი სხვა და სხვა მდგომარეობების გავლის შემდეგ უბრუნდება საწყის მდგომარეობას. პროცესების დიაგრამაზე ციკლი გამოისახება ჩაკეტილი მრუდით (სურ. 1). იდეალური გაზის მიერ შესრულებული ციკლი, შეიძლება დაიყოს გაზის გაფართოების (1-2) და შეკუმშვის (2-1) პროცესებად. გაფართოების მუშაობა (განისაზღვრება  $1a2V_2V_1$  ფიგურის ფართობით) დადებითია  $dV>0$ , კუმშვის მუშაობა კი (განისაზღვრება  $2b1V_1V_2$  ფიგურის ფართობით), უარყოფითია  $dV<0$ . შესაბამისად, მუშაობა, რომელსაც გაზი ასრულებს ციკლის განმავლობაში, განისაზღვრება ფართობით, რომელსაც მოიცავს ჩაკეტილი მრუდი.



სურ. 1

თუ ციკლის განმავლობაში სრულდება დადებითი მუშაობა  $A=\oint p dV>0$  (ციკლი მიმდინარეობს საათის მიმართულებით), მას ეწოდება **პირდაპირი** (სურ. 1ა), თუ ციკლის განმავლობაში სრულდება უარყოფითი მუშაობა  $A=\oint p dV<0$  (ციკლი მიმდინარეობს საათის ისრის საწინააღმდეგოდ), მაშინ მას ეწოდება **შებრუნებული** (სურ. 1ბ).

პირდაპირი ციკლი გამოიყენება **სითბურ ძრავებში** - პერიოდულად მოძრავ ძრავებში, რომლებიც მუშაობას ასრულებენ გარედან მიღებული სითბოს ხარჯზე. შებრუნებული ციკლი გამოიყენება **სამაცივრო მანქანებში** - პერიოდულად მოქმედ დანადგარებში, რომლებშიც გარე ძალების მუშაობის ხარჯზე სითბო გადაეცემა მეტი ტემპერატურის მქონე სხეულს.

სისტემა წრიული პროცესის შედეგად ბრუნდება საწყის მდგომარეობაში, და შესაბამისად, გაზის შინაგანი ენერგიის სრული ცვლილება ტოლია ნულის. ამიტომ თერმოდინამიკის პირველი საწყისი წრიული პროცესისათვის

$$Q = \Delta U + A = A, \quad (1)$$

ე.ი. ციკლის განმავლობაში შესრულებული მუშაობა, ტოლია გარედან მიღებული სითბოს რაოდენობის. მაგრამ წრიული პროცესის შედეგად სისტემას შეძლია სითბოს როგორც მიღება, ისევე გაცემაც, ამიტომ

$$Q = Q_1 - Q_2,$$

სადაც  $Q_1$ -სისტემის მიერ მიღებული სითბოს რაოდენობაა, ხოლო  $Q_2$ -გაცემული. ამიტომ წრიული პროცესის მარგი ქმედების კოეფიციენტი

$$\eta = A/Q_1 = (Q_1 - Q_2)/Q_1 = 1 - Q_2/Q_1. \quad (2)$$

თერმოდინამიკურ პროცესს ეწოდება **შექცევადი**, თუ მას შეუძლია ხდებოდეს, როგორც პირდაპირ ასევე შებრუნებულ მიმართულებით, თანაც თუ ასეთი პროცესი ხდება ჯერ პირდაპირი, ხოლო შემდეგ უკუ მიმართულებით და სისტემა ბრუნდება საწყის მდგომარეობაში, მაშინ გარემომცველ გარემოში და ამ სისტემაში არ ხდება არავითარი ცვლილება. ნებისმიერი პროცესი, რომელიც არ აკმაყოფილებს ამ პირობებს, არის **შეუქცევადი**.

ნებისმიერი წონასწორული პროცესი არის შექცევადი. სისტემაში მიმდინარე წონასწორული პროცესის შექცევადობა გამოდის იქიდან, რომ მისი ნებისმიერი შუალედური მდგომარეობა არის თერმოდინამიკური წონასწორობის მდგომარეობა; მისთვის „სულერთია“ პროცესი მიმდინარეობს პირდაპირ თუ უკუ მიმართულებით. რეალურ პროცესებს თან ახლავთ ენერგიის დისიპაცია (ხახუნის, სითბოგამტარობის და ა.შ. გამო), რომელსაც ჩვენ არ განვიხილავთ. *შებრუნებული პროცესები, ეს არის რეალური პროცესების იდეალიზაცია*. მათი განხილვა მნიშვნელოვანია ორი მიზეზით: 1. ბუნებასა და ტექნიკაში მრავალი პროცესები პრაქტიკულად შექცევადია; 2. შექცევადი პროცესები არიან ყველაზე ეკონომიურნი; გააჩნიათ მარგი ქმედების მაქსიმალური თერმიული კოეფიციენტი, რაც გვადლევს საშუალებას რეალური სითბური ძრავების, მ.ქ.კ. ზრდის, გზების მითითებისა.

## **ენტროპია, მისი სტატისტიკური განმარტება და თერმოდინამიკურ ალბათობასთან კავშირი**

ენტროპიის ცნება 1865 წელს შემოიტანა რ.კლაუზიუსმა. ამ ცნების ფიზიკური შინაარსის გამოსაკვლევად განიხილავენ ფარდობას  $Q$  სითბოსი, რომელსაც სხეული იღებს იზოთერმულ პროცესში, სითბოსგამცემი სხეულის ტემპერატურასთან, რომელსაც უწოდებენ **დაყვანილ სითბოს რაოდენობას**.

დაყვანილი სითბოს რაოდენობა, რომელიც მიეწოდება სხეულს პროცესის უსასრულოდ მცირე მონაკვეთზე ტოლია  $\delta Q/T$ -სი. მკაცრი თეორიული ანალიზი უჩვენებს, რომ *ნებისმიერ შექცევად წრიულ პროცესში* სხეულისადმი გადაცემული დაყვანილი სითბოს რაოდენობა ტოლია ნულის:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0. \quad (3)$$

ჩაკეტილ კონტურზე აღებული ინტეგრალის ნულთან ტოლობიდან გამოდის, რომ ინტეგრალს ქვეშა გამოსახულება  $\delta Q/T$ , წარმოადგენს რომელიღაც ფუნქციის სრულ დიფერენციალს, რომელიც განისაზღვრება მხოლოდ სისტემის მდგომარეობით და არ არის დამოკიდებული იმ გზაზე, თუ როგორ მივიდა სისტემა ამ მდგომარეობაში. ამრიგად,

$$\delta Q/T = dS. \quad (4)$$

*მდგომარეობის ფუნქცია*, რომლის დიფერენციალსაც წარმოადგენს  $\delta Q/T$ , ეწოდება ენტროპია და აღინიშნება  $S$ -ით.

მე-(3) ფორმულიდან გამოდის, რომ *შექცევადი პროცესებისთვის* ენტროპიის ცვლილება  $\Delta S=0$ . (5)

თერმოდინამიკაში მტკიცდება, რომ სისტემის ენტროპია, რომელიც ასრულება შეუქცევად ციკლს, იზრდება:

$$\Delta S > 0. \quad (6)$$

გამოსახულებები (5) და (6) მიეკუთვნებიან მხოლოდ *ჩაკეტილ სისტემებს*, თუ კი სისტემა ცვლის სითბოს გარემომცველ გარემოსთან, მაშინ მის ენტროპიას შეუძლია მოიქცეს ნებისმიერად. ბოლო ორი თანაფარდობა შეგვიძლია წარმოვადგინოთ *კლაუზიუსის უტოლობის* სახით

$$\Delta S \geq 0, \quad (7)$$

ე.ი. *ჩაკეტილი სისტემის ენტროპიას* შეუძლია ან ზრდა (შეუქცევადი პროცესებისას) ან უცვლელად დარჩენა (შექცევადი პროცესების შემთხვევაში).

თუ კი სისტემა ასრულებს წონასწორობულ გადასვლას 1-დან 2-მდგომარეობაში, მაშინ თანახმად (4)-სა, ენტროპიის ცვლილება

$$\Delta S_{1-2} = S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} = \int_1^2 \frac{dU + \delta A}{T}, \quad (8)$$

სადაც, ინტეგრალქვეშა გამოსახულება და ინტეგრირების საზღვრები განისაზღვრება საკვლევი პროცესის მახასიათებელი სიდიდეებით. ფორმულა (8) ენტროპიას განსაზღვრავს *ადიტიურ მუდმივამდე სიზუსტით*. ფიზიკური აზრი გააჩნია არა თვით ენტროპიას, არამედ მათ სხვაობას.

(8) ფორმულიდან გამოსული, ვიპოვოთ ენტროპიის ცვლილება იდეალური გაზის პროცესებში. რადგანაც  $dU = (m/\mu)C_v dT$ ;  $\delta A = p dv = (m/\mu)RT dV/V$ , ამიტომ

$$\Delta S_{1-2} = S_2 - S_1 = (m/\mu)C_v \int_{T_1}^{T_2} dT/T + (m/\mu)R \int_{V_1}^{V_2} dV/V,$$

$$\Delta S_{1-2} = S_2 - S_1 = (m/\mu) (C_v \ln T_2/T_1 + R \ln V_2/V_1) \quad (9)$$

ე.ი. იდეალური გაზის ერთი მდგომარეობიდან მეორეში გადასვლისას ენტროპიის ცვლილება  $\Delta S_{1-2}$  არაა დამოკიდებული 1-2 გადასვლის პროცესის გვარობაზე.

რადგანაც, ადიაბატური პროცესისთვის  $\delta Q=0$ , მაშინ  $\Delta S=0$ , და შესაბამისად,  $S=\text{const}$ , ე.ი. ადიაბატური შექცევადი პროცესი მიმდინარეობს მუდმივი ენტროპიისას. ამიტომ მას ხშირად უწოდებენ **იზოენტროპიულ პროცესს**. ფორმულიდან (8) გამოდის, რომ იზოთერმული პროცესისას ( $T_1=T_2$ )

$$\Delta S = (m/\mu) R \ln V_2/V_1;$$

ხოლო იზოქორულიას ( $V_1=V_2$ )

$$\Delta S = (m/\mu) C_v \ln T_2/T_1.$$

ენტროპიას ახასიათებს ადითიურობის თვისება: *სისტემის ენტროპია ტოლია სისტემაში შემავალი სხეულების ენტროპიების ჯამის*. ადითიურობის თვისება ახასიათებთ, ასევე მასას, შინაგან ენერგიას, მოცულობას (ტემპერატურასა და წნევას ასეთი თვისება არ ახასიათებთ).

ენტროპიის უფრო ღრმა აზრი იხსნება სტატისტიკურ ფიზიკაში: სადაც ენტროპია უკავშირდება სისტემის მდგომარეობის თერმოდინამიკურ ალბათობას. სისტემის მდგომარეობის  $W$  **თერმოდინამიკური ალბათობა** - ეს არის იმ წესთა (ხერხთა) რიცხვი, რომლითაც შეიძლება რეალიზებულ იქნას მაკროსკოპული სისტემის მოცემული მდგომარეობა, ან მიკრომდგომარეობების რიცხვი, რომლებიც ანხორციელებენ მოცემულ მაკრომდგომარეობას (განსაზღვრებით,  $W \geq 1$ , ე.ი თერმოდინამიკური ალბათობა არ არის ალბათობა მათემატიკური გაგებით (ეს უკანასკნელი  $\leq 1$  !)).

ბოლცმანის თანახმად, სისტემის *ენტროპია და თერმოდინამიკური ალბათობა* დაკავშირებულ არიან ერთმანეთთან შემდეგნაირად:

$$S = k \ln W, \quad (10)$$

სადაც  $k$  - ბოლცმანის მუდმივაა. ამრიგად, ენტროპია განისაზღვრება მიკრო მდგომარეობების ლოგარითმით, რომელთა დახმარებითაც შეიძლება რეალიზებულ იქნას მოცემული მაკრომდგომარეობა. შესაბამისად, ენტროპია შეიძლება განხილულ იქნას, როგორც *თერმოდინამიკური სისტემის მდგომარეობის ალბათობის საზომი*. ბოლცმანის ფორმულა იძლევა საშუალებას მიეცეს ენტროპიას შემდეგი სტატისტიკური ახსნა: *ენტროპია ბჭარმოადგენს სისტემის მოუწესრიგებლობის საზომს*. სინამდვილეში, რაც უფრო მეტია მაკრომდგომარეობის მარეალიზებელი მიკრომდგომარეობების რიცხვი, მით მეტია ენტროპია. წონასწორობის მდგომარეობაში-სისტემის ყველაზე ალბათი მდგომარეობა- მიკრო

მდგომარეობათა რიცხვი მაქსიმალურია, ამ დროს მაქსიმალურია ენტროპიაც.

რადგან რეალური პროცესები შეუქცევადია, ამიტომ შეიძლება მტკიცება, რომ ჩაკეტილ სისტემაში ყველა პროცესებს მივყავართ მათი ენტროპიის ზრდასთან - ესაა **ენტროპიის ზრდის პრინციპი**. ენტროპიის სტატისტიკურ ახსნაში ეს ნიშნავს, რომ ჩაკეტილ სისტემაში პროცესები მიმდინარეობენ მიკრომდგომარეობების რიცხვის ზრდის მიმართულებით, სხვა სიტყვებით, ნაკლები ალბათობის მდგომარეობებიდან მეტი ალბათობის მქონე მდგომარეობებისკენ, სანამ მდგომარეობის ალბათობა არ გახდება მაქსიმალური.

(9) და (10) გამოსახულებების შედარებით ვხედავთ, რომ ჩაკეტილი სისტემის ენტროპიას და ტერმოდინამიკურ ალბათობას შეუძლიათ ან ზრდა (შეუქცევადი პროცესებისას), ან მუდმივად დარჩენა (შექცევადი პროცესების შემთხვევაში).

თუმცა, უნდა აღინიშნოს, რომ ამ მტკიცებულებებს, ადგილი აქვთ ძალზე დიდი დიდი რიცხვის ნაწილაკებისგან შემდგარ სისტემებისთვის, მაგრამ შეიძლება ირღვეოდნენ ნაწილაკთა მცირე რიცხვისგან შემდგარ სისტემებში. „მცირე“ სისტემებში შეიძლება დაიკვირვებოდეს ფლუქტუაციები, ე.ი. ჩაკეტილი სისტემის ენტროპია და მდგომარეობის ტერმოდინამიკური ალბათობები დროის გარკვეულ მონაკვეთში, შეიძლება მცირდებოდეს და არა იზრდებოდეს, ან რჩებოდეს მუდმივი.

### თერმოდინამიკის მეორე საწყისი

თერმოდინამიკის პირველი საწყისი, გამოხატავს რა ენერგიის გარდაქმნის და შენახვის კანონს, არ იძლევა საშუალებას დადგინდეს თერმოდინამიკური პროცესების მიმდინარეობის მიმართულება. გარდა ამისა, შეიძლება უამრავი პროცესების წარმოდგენა, რომლებიც არ ეწინააღმდეგებიან პირველ საწყისს, რომლებშიც ენერგია ინახება, მაგრამ ბუნებაში ისინი არ ხორციელდებიან. თერმოდინამიკის მეორე საწყისის გამოჩენა, დაკავშირებულია აუცილებლობასთან პასუხი გაეცეს კითხვას, თუ რომელი პროცესები არის შესაძლებელი ბუნებაში და რომელი არა. თერმოდინამიკის მეორე საწყისი განსაზღვრავს თერმოდინამიკული პროცესების მიმდინარეობის მიმართულებას.

თუ გამივიწყნებთ ენტროპიის ცნებას და კლაუზიუსის უტოლობას, **თერმოდინამიკის მეორე საწყისი** ჩამოყალიბდეს როგორც ჩაკეტილი სისტემის **ენტროპიის ზრდის კანონი** შეუქცევადი პროცესებისას: *ჩაკეტილ ნებისმიერი შეუქცევადი პროცესი მიმდინარეობს ისე, რომ სისტემის ენტროპია ამ დროს იზრდება*. შეიძლება უფრო მოკლე ფორმულირება თერმოდინამიკის მეორე საწყისის: *ჩაკეტილ სისტემაში მომხდარ პროცესებში, ენტროპია არ მცირდება*. აქ არსებითია ის, რომ საუბარი მიდის ჩაკეტილ სისტემებზე, რადგან ღია სისტემებში ენტროპიას შეუძლია მოიქცეს ნებისმიერად (შემცირდეს, გაიზარდოს, დარჩეს უცვლელი). გარდა ამისა, კიდევ ერთხელ აღვნიშნოთ, რომ ენტროპია რჩება მუდმივი ჩაკეტილ სისტემაში მხოლოდ შექცევად პროცესებში. შეუქცევად პროცესებში, ჩაკეტილ სისტემაში ენტროპია ყოველთვის იზრდება.

ბოლცმანის ფორმულა (10), საშუალებას იძლევა აიხსნას თერმოდინამიკის მეორე საწყისით პოსტულირებული ენტროპიის ზრდა ჩაკეტილ სისტემაში, შეუქცევადი პროცესებისთვის: *ენტროპიის ზრდა ნიშნავს სისტემის გადასვლას ნაკლები ალბათობის მდგომარეობიდან მეტი ალბათობის მდგომარეობაში*. ამრიგად, ბოლცმანის ფორმულა იძლევა თერმოდინამიკის მეორე საწყისის სტატისტიკური ახსნის საშუალებას. იგი, წარმოადგენს რა სტატისტიკურ კანონს, აღწერს ჩაკეტილი სისტემის შემადგენელ, დიდი რიცხვის ნაწილაკების ქაოტური მოძრაობის კანონზომიერებებს.

მივუთუთოთ თერმოდინამიკის მეორე საწყისის კიდევ ორი ფორმულირება:

**1.კელვინის:** შეუძლებელია წრიული პროცესი, რომლის ერთადერთ შედეგსაც წარმოადგენს გამახურებლიდან მიღებული სითბოს რაოდენობის გარდაქმნა მის ექვივალენტურ მუშაობაში;

**2.კლაუზიუსის:** შეუძლებელია წრიული პროცესი, რომლის ერთადერთ შედეგს წარმოადგენს სითბოს გადაცემა ნაკლებად გახურებული სხეულიდან მეტად გახურებულზე.

ამ ფორმულირებების ექვივალენტობის დამტკიცება საკმარისად მარტივია. გარდა ამისა შეიძლება ჩვენება, რომ თუ ჩაკეტილ სისტემაში ჩავატარებთ წარმოდგენით პროცესს, რომელიც ეწინააღმდეგება თერმოდინამიკის მეორე საწყისის კლაუზიუსის ფორმულირებაში, მაშინ მას თან ეხლება ენტროპიის შემცირება. ეს ასევე ამტკიცებს კლაუზიუსისა (შესაბამისად კელვინის) და სტატისტიკური ფორმულირებების ექვივალენტობას, რომლის თანახმადაც ჩაკეტილი სისტემის ენტროპია არ შეიძლება მცირდებოდეს.

XIX საუკუნის შუაში წარმოიქმნა პრობლემა ე.წ. **სამყაროს სითბური სიკვდილის**. სამყაროს, განიხილავდნენ რა ჩაკეტილ სისტემად და იყენებდნენ რა მისდამი თერმოდინამიკის მეორე საწყისს, კლაუზიუსმა მისი შინაარსი დაიყვანა მტკიცებამდე, რომ სამყაროს ენტროპია უნდა აღწევდეს თავის მაქსიმუმს. ეს ნიშნავს, რომ დროთა განმავლობაში მოძრაობის ყველა ფორმები უნდა გადავიდნენ სითბურში. ხოლო სითბოს გადასვლას კი ცხელი სხეულებიდან ცივისკენ მიგვიყვანს იმასთან, რომ ყველა სხეულების ტემპერატურა სამყაროში გათანაბრდება, ე.ი. დადგება სრული სითბური წონასწორობა და სამყაროში შეწყდება ყველა პროცესები - დადგება სამყაროს სითბური სიკვდილი. სითბური სიკვდილის შესახებ დასკვნის მცდარობა მდგომარეობს იმაში, რომ უაზრობაა თერმოდინამიკის მეორე საწყისის გამოყენება ღია სისტემების მიმართ, მაგალითად ისეთი უსაზღვრო და უსასრულოდ განვითარებადი სისტემისთვის, როგორიცაა სამყარო.

თერმოდინამიკის პირველი ორი საწყისი არასაკმარის ცნობებს იძლევიან თერმოდინამიკური სისტემის ქცევაზე  $0^{\circ}\text{K}$ -ზე. ამისთვის მათ ემატებათ **თერმოდინამიკის მესამე საწყისი**, ან **ნერნსტ-პლანკის თეორემა**: წონასწორობის მდგომარეობაში ყველა სხეულების ენტროპია მიისწრაფვის ნულისაკენ ტემპერატურის მიახლოებისას კელვინის ნულისკენ:

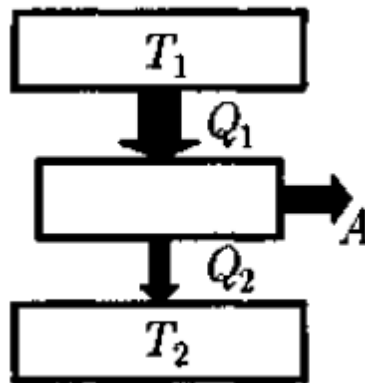
$$\lim_{T \rightarrow 0} S = 0.$$

რადგანაც ენტროპია განისაზღვრება ადიტიური მუდმივის სიზუსტემდე, უფრო მოხერხებულია ეს მუდმივა ავიღოთ ნულის ტოლად. მაგრამ აღსანიშნავია, რომ ეს არის თვითნებური დაშვება, რადგან ენერგია თავისი არსით ყოველთვის განისაზღვრება ადიტიური მუდმივის სიზუსტემდე. ნერნსტ-პლანკის თეორემიდან გამოდის, რომ  $C_p$  და  $C_v$  სითბოტევადობები  $0^\circ\text{K}$ -ზე ტოლია ნულის.

### სითბური ძრავები და სამაცივრო დანადგარები.

#### კარნოს ციკლი და მისი მ.ქ.კ. იდეალური გაზისთვის

თერმოდინამიკის მეორე საწყისის კლევინის ფორმულირებიდან გამოდის, რომ **მეორე გვარის მუდმივი ძრავი** - პერიოდულად მოქმედი ძრავი, რომელიც მუშაობას ასრულებს მხოლოდ სითბოს წყაროს გაცივების ხარჯზე - **შეუძლებელია**. ამ დებულების საილუსტრაციოდ განვიხილოთ სითბური ძრავის მუშაობა.



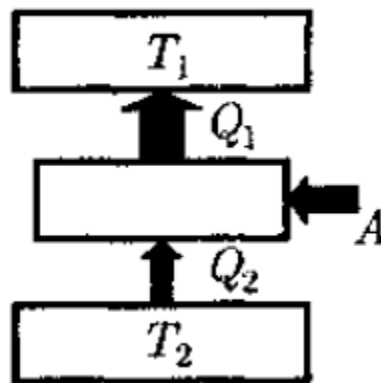
სურ. 2

სითბური ძრავის მუშაობის პრინციპი მოყვანილია სურ. 2-ზე. უფრო მაღალი  $T_1$  ტემპერატურის თერმოსტატიდან, რომელსაც უწოდებენ გამახურებელს, ციკლის განმავლობაში წაერთმევა სითბოს  $Q_1$  რაოდენობა, ხოლო თერმოსტატს უფრო დაბალი  $T_2$  ტემპერატურით, რომელსაც უწოდებენ მაცივარს, ციკლის განმავლობაში გადაეცემა სითბოს  $Q_2$  რაოდენობა, თან ამ დროს სრულდება მუშაობა  $A = Q_1 - Q_2$ .

იმისათვის, რომ სითბური ძრავის თერმული მ.ქ.კ. იყოს 1-ს ტოლი, საჭიროა სრულდებოდეს პირობა  $Q_2 = 0$ , ე.ი. სითბურ ძრავას უნდა გააჩნდეს მხოლოდ ერთი სითბოს წყარო, რაც შეუძლებელია. ასე, ფრანგმა ფიზიკოსმა და ინჟინერმა ს.კარნომ უჩვენა, რომ სითბური ძრავის მუშაობისთვის აუცილებელია არანაკლებ ორი წყარო სხვადასხვა ტემპერატურებით, სხვანაირად იგი შეეწინააღმდეგებოდა თერმოდინამიკის მეორე საწყისს.

მეორე რიგის ძრავი, თუ კი ის იქნებოდა შესაძლებელი იქნებოდა პრაქტიკულად მუდმივი. მაგალითად ოკეანეების წყლების  $1^{\circ}$ -ით გაცივებას შეეძლო მოეცა უზარმაზარი ენერგია. მსოფლიო ოკეანეში წყლის მასა შეადგენს  $\approx 10^{18}$  ტონას, რომლის გაცივებისას  $1^{\circ}$ -ით გამოიყოფოდა  $\approx 10^{24}$  ჯ სითბო, რომელიც ექვივალენტურია  $10^{14}$  ტ ნახშირის მთლიანი დაწვის. რკინიგზის შემადგენლობა, დატვირთული ასეთი რაოდენობის ნახშირით, გაიწელებოდა  $10^{10}$  კმ მანძილზე, რაც მიახლოებით ტანხვდება მზისსისტემის ზომებს!

სითბურ ძრავაში მიმდინარე პროცესის შეზღუდებული პროცესი გამოიყენება სამაცივრო დანადგარებში, რომლის მოქმედების პრინციპი მოცემულია სურ. 3-ზე.



სურ. 3

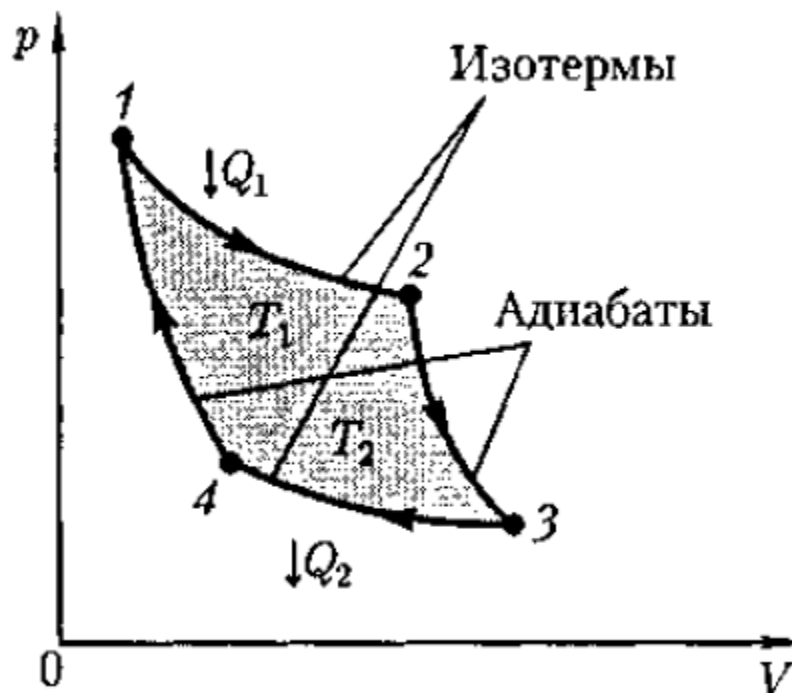
სისტემის მიერ, ციკლის განმავლობაში, დაბალი  $T_2$  ტემპერატურის თერმოსტატიდან წაერთმევა სითბოს რაოდენობა  $Q_2$  და გადაეცემა უფრო მაღალი ტემპერატურის  $T_1$  მქონე თერმოსტატს სითბოს  $Q_1$  რაოდენობა. წრიული პროცესისათვის თანახმად (1)-სა,  $Q=A$ , მაგრამ პირობის თანახმად  $Q=Q_2-Q_1<0$ , ამიტომ  $A<0$  და  $Q_2-Q_1=-A$ , ან  $Q_1=Q_2+A$ , ე.ი. სითბოს რაოდენობა  $Q_1$  გადაცემული სისტემის მიერ სითბოს წყაროსთვის უფრო მაღალ ტემპერატურაზე  $T_1$ , მეტია სითბოს  $Q_2$  რაოდენობაზე, მიღებული სითბოს წყაროდან უფრო დაბალ  $T_2$  ტემპერატურაზე, სისტემაზე შესრულებული მუშაობის სიდიდით. შესაბამისად მუშაობის შესრულების გარეშე, შეუძლებელია სითბოს წართმევა ნაკლებად თბილი სხეულიდან და მისი გადაცემა უფრო ცხელი სხეულისთვის. ეს მტკიცება სხვა არაფერია, თუ არა თერმოდინამიკის მეორე საწყისი კლაუზიუსის ფორმულირებით.

მაგრამ, თერმოდინამიკის მეორე საწყისი არ უნდა წარმოვიდგინოთ ისე, რომ იგი სავსებით კრძალავს სითბოს გადაცემას ნაკლებად გახურებული სხეულიდან მეტად გახურებულისკენ. აკი, სწორედ ასეთი გადასვლა ხორციელდება სამაცივრო დანადგარებში. მაგრამ ამავე დროს უნდა გვახსოვდეს, რომ გარე ძალები ასრულებენ მუშაობას სისტემაზე, ანუ ეს გადასვლა არ წარმოადგენს პროცესის ერთადერთ შედეგს.



თერმოდინამიკის მეორე საწყისზე დაყრდნობით, **კარნომ** გამოიყვანა **თეორემა**: ყველა პერიოდულად მოქმედი სითბური მანქანებიდან, რომელთაც გააჩნიათ გამახურებლის ( $T_1$ ) და მაცივრის ( $T_2$ ) ერთნაირი ტემპერატურები, უდიდესი მ.ქ.კ. გააჩნია შექცევად მანქანებს; ამავე დროს შექცევადი მანქანების მ.ქ.კ., რომლებიც მუშაობენ გამახურებლებისა ( $T_1$ ) და მაცივრების ( $T_2$ ), ერთდაგივე ტემპერატურებზე, ერთმანეთის ტოლია და არ არის დამოკიდებული მუშა სხეულის (სხეულები, რომლებიც ასრულებენ წრიულ პროცესს და ცვლიან ენერგიას სხვა სხეულებთან) ბუნებაზე, და განისაზღვრება მხოლოდ გამახურებლისა და მაცივრის ტემპერატურებით.

კარნომ თეორიულად გაანალიზა ყველაზე ეკონომიური შექცევადი ციკლი, რომელიც შედგება ორი იზოთერმისა და ორი ადიაბატისაგან. მას უწოდებენ **კარნოს ციკლს**. განვიხილოთ კარნოს **პირდაპირი ციკლი**, რომელშიც მუშა სხეულად გამოიყენება მოძრავ დგუშიან ჭურჭელში მოთავსებული იდეალური გაზი.



სურ. 4

კარნოს ციკლი გამოსახულია სურ. 4-ზე, რომელზეც იზოთერმული გაფართოება და შეკუმშვა მოცემულია მრუდებით 1-2 და 3-4, ხოლო ადიაბატური გაფართოება და შეკუმშვა მრუდებით 2-3 და 4-1. იზოთერმულ პროცესში  $U = \text{const}$ , ამიტომ გაზის მიერ გამათბობლიდან მიღებული სითბოს რაოდენობა  $Q_1$ , ტოლია გაფართოების  $A_{12}$  მუშაობის, რომელსაც გაზი ასრულებს მდგომარეობა 1-დან მდგომარეობა 2-ში გადასვლისას:

$$A_{12} = \frac{m}{\mu} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = Q_1 \quad (11)$$

2-3 ადიაბატური გაფართოებისას გარემომცველ გარემოსთან არ არის სითბოცვლა და ამიტომ გაფართოების მუშაობა  $A_{23}$  სრულდება შინაგანი ენერგიის ცვლის ხარჯზე და

$$A_{23} = -\frac{m}{\mu} C_v (T_2 - T_1).$$

იზოთერმული შეკუმშვის დროს გაზის მიერ მაცივარზე გადაცემული სითბოს რაოდენობა  $Q_2$ , ტოლია კუმშვის მუშაობის  $A_{34}$ :

$$A_{34} = \frac{m}{\mu} R T_2 \ln \frac{V_4}{V_3} = -Q_2 \quad (12)$$

ადიაბატური კუმშვის მუშაობა

$$A_{41} = -\frac{m}{\mu} C_v (T_1 - T_2) = -A_{23}.$$

წრიული პროცესის შედეგად შესრულებული მუშაობა,

$$A = A_{12} + A_{23} + A_{34} + A_{41} = Q_1 + A_{23} - Q_2 - A_{23} = Q_1 - Q_2$$

და როგორც შეიძლება ჩვენება, განისაზღვრება დამტრიხული ფართით სურ. 4-ზე.

კარნოს ციკლის მ.ქ.კ. თერმული კოეფიციენტი

$$\eta = A/Q_1 = (Q_1 - Q_2)/Q_1.$$

თუ გამოვიყენებთ ადიაბატის განტოლებებს 2-3 და 4-1 გადასვლებისთვის მივიღებთ

$$T_1 V_2^{\gamma-1} = T_2 V_3^{\gamma-1}, \quad T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_4^{\gamma-1}$$

საიდანაც

$$V_2/V_1 = V_3/V_4. \quad (13)$$

(10 და 11)-ს ჩასმით  $\eta$ -ს გამოსახულებაში, მივიღებთ

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{\frac{m}{\mu} R T_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - \frac{m}{\mu} R T_2 \ln \frac{V_3}{V_4}}{\frac{m}{\mu} R T_1 \ln \frac{V_2}{V_1}} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}, \quad (14)$$

ე.ი. კარნოს ციკლისთვის მ.ქ.კ. მართლაც განისაზღვრება მხოლოდ გამახურებლის და მაცივრის ტემპერატურებით. მის გასაზრდელად საჭიროა მათი ტემპერატურათა სხვაობის ზრდა. მაგ. ტემპერატურებისას  $T_1=400$  K და  $T_2=300$  K  $\eta=0,25$ . თუ კი გამახურებლის ტემპერატურას გავზრდით 100 K-ით და მაცივრისას შევამცირებთ 50 K-ით, მაშინ  $\eta=0,5$ . ნებისმიერი რეალური სითბური ძრავის მ.ქ.კ. ხახუნისა და სხვადასხვა აუცილებელი სითბური დანაკარგების გამო, გაცილებით ნაკლებია კარნოს ციკლისთვის გამოთვლილ მ.ქ.კ. სიდიდეზე.

სითბური ტუმბოების მოქმედებას საფუძვლად უდევს კარნოს *შებრუნებული ციკლი*. განსხვავებით სამაცივრო მანქანებიდან სითბურმა ტუმბოებმა რაც შეიძლება მეტი სითბური ენერგია უნდა გადასცენ ცხელ სხეულს, მაგალითად გათბობის სისტემას. ნაწილი ამ ენერგიისა წაერთმევა გარემომცველ გარემოსგან უფრო ნაკლები ტემპერატურით, ხოლო ნაწილი მიიღება მექანიკური მუშაობის ხარჯზე, რომელსაც აწარმოებს მაგ. კომპრესორი.

კარნოს თეორემა გამოდგა საფუძველი **ტემპერატურათა თერმოდინამიკური შკალის** დასადგენად. მე-(14) ფორმულის მარცხენა და მარჯვენა ნაწილების შედარებით, მივიღებთ

$$T_2/T_1 = Q_2/Q_1, \quad (15)$$

ე.ი. ორი სხეულის  $T_1$  და  $T_2$  ტემპერატურების შედარებისთვის აუცილებელია *შებრუნებული კარნოს ციკლის* განხორციელება, რომელშიც ერთი სხეული გამოიყენება გამახურებლად, ხოლო მეორე მაცივრად. მე-(15) ტოლობიდან ჩანს, რომ სხეულთა ტემპერატურების ფარდობა ტოლია ამ ციკლში გაცემული სითბოს რაოდენობის ფარდობის მიღებულთან. თანახმად კარნოს თეორემისა მუშა სხეულის ქიმიური შემადგენლობა არ მოქმედებს ტემპერატურათა შედარების შედეგებზე, ამიტომ ასეთი თერმოდინამიკური სკალა არ არის დაკავშირებული რომელიმე განსაზღვრული თერმომეტრული სხეულის თვისებებთან. აღსანიშნავია, რომ პრაქტიკულად ტემპერატურების ასეთნაირად შედარება ძნელია, რადგან რეალური თერმოდინამიკური პროცესები, როგორც უკვე იყო აღნიშნული არიან შეუქცევადნი.