

ვ. მელაძე

მოლეკულური
ფიზიკის კანონები

„ტექნიკური უნივერსიტეტი“

საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტი

ვ. მელაძე

მოლეკულური
ფიზიკის კანონები



რეგისტრირებულია სტუ-ს
სარედაქციო-საგამომცემლო
საბჭოს მიერ

თბილისი
2009

წინამდებარე დამხმარე სახელმძღვანელო წარმოადგენს ზოგადი ფიზიკის მეორე ნაწილს – მოლეკულურ ფიზიკას.

სახელმძღვანელოს განკუთვნილია უმაღლესი ტექნიკური სასწავლებლის სტუდენტებისათვის. ის მიზნად ისახავს დაეხმაროს და გაუმარტივოს სტუდენტებს ზოგადი ფიზიკის მოცემული ნაწილის ათვისება-შესწავლა.

რეცენზენტი სრული პროფესორი

კონსტანტინე ცხაკაია

© საგამომცემლო სახლი „ტექნიკური უნივერსიტეტი“, 2009

ISBN 978-9941-14-574-2

<http://www.gtu.ge/publishinghouse/>



ყველა უფლება დაცულია. ამ წიგნის არც ერთი ნაწილი (იქნება ეს ტექსტი, ფოტო, ილუსტრაცია თუ სხვა) არანაირი ფორმით და საშუალებით (იქნება ეს ელექტრონული თუ მექანიკური), არ შეიძლება გამოყენებულ იქნას გამომცემლის წერილობითი ნებართვის გარეშე.

საავტორო უფლებების დარღვევა ისჯება კანონით.

წინასიტყვაობა

წინამდებარე დამხმარე სახელმძღვანელო განკუთვნილია უმაღლესი ტექნიკური სასწავლებლების საინჟინრო სპეციალობების სტუდენტებისათვის, ვისთვისაც ზოგადი ფიზიკა სავალდებულო კურსია. მასში კომპაქტურად თავმოყრილია და განხილულია მოლეკულური ფიზიკის შემდეგი თავები: იდეალური აირების კინეტიკური თეორია, თერმოდინამიკა და რეალური აირები.

აღვნიშნავთ, რომ დამხმარე სახელმძღვანელოს შინაარსი სრულად ეთანხმება სასწავლო პროგრამის მოთხოვნებს და ვფიქრობთ, რომ ის სათანადო დახმარებას გაუწევს სტუდენტობას შესაბამისი კურსის შესწავლაში.

ავტორი მადლობის გრძნობით მიიღებს ყველა შენიშვნას და წინადადებებს და გაითვალისწინებს მათ შემდგომისათვის.

ვ. მელაძე

სარჩევნი

მოლეკულური ფიზიკა	5
1. იდეალური აირების კინეტიკური თეორია	7
1.1. იდეალური აირი. მოლეკულურ-კინეტიკური თეორიის ძირითადი განტოლება	7
1.2. იდეალური აირის შინაგანი ენერჯია	11
1.3. მოლეკულების სიჩქარეთა განაწილების კანონი	12
1.4. ბარომეტრული ფორმულა. ბოლცმანის განაწილების კანონი	13
1.5. მოლეკულათა დაჯახებათა რიცხვის და საშუალო თავისუფალი განარბენის გამოთვლა	14
2. თერმოდინამიკა	15
2.1. თერმოდინამიკური სისტემა, დამახასიათებელი პარამეტრები	15
2.2. თერმოდინამიკის პირველი კანონი	17
2.3. აირების სითბოტევადობა. მაიერის განტოლება	18
2.4. ადიაბატური პროცესი	19
2.5. წრიული პროცესი. შექცევადი და შეუქცევადი პროცესები	20
2.6. სითბური მანქანა. მარბი ქმედების კოეფიციენტი	21
2.7. კარნოს ციკლი. კარნოს ციკლის მქ	22
2.8. თერმოდინამიკის მეორე კანონი	24
2.9. ენტროპია. თერმოდინამიკის გაერთიანებული კანონი	25
3. რეალური აირები. მოლეკულური ძალები	26

მოლეკულური ფიზიკა

მოლეკულური ფიზიკა (მოლეკულურ-კინეტიკური თეორია) ფიზიკის ნაწილია, რომელიც შეისწავლის სხეულთა ფიზიკურ თვისებებს სხვადასხვა აგრეგატულ მდგომარეობაში მათი მოლეკულური აღნაგობის განხილვის საფუძველზე. მოლეკულურ-კინეტიკური თეორია ჩამოყალიბდა XIX საუკუნეში დალტონის, კლაუზიუსის, მაქსველის და ბოლცმანის შრომების განვითარებით.

ნივთიერების მოლეკულურ-კინეტიკურ თეორიას საფუძვლად უდევს შემდეგი დებულებები:

1. ნივთიერებას გააჩნია დისკრეტული აგებულება, ის შედგება მოლეკულებისაგან (ატომებისაგან). ნივთიერების ერთი მოლი აგრეგატული მდგომარეობისგან დამოუკიდებლად შეიცავს $N_A = 6 \cdot 10^{23}$ მოლეკულას (N_A -ს ავოგადროს რიცხვი ეწოდება).

2. მოლეკულები ნივთიერებაში იმყოფებიან განუწყვეტელ სითბურ-ქაოსურ მოძრაობაში.

3. მოლეკულების სითბური მოძრაობის ხასიათი დამოკიდებულია მოლეკულებს შორის ურთიერთქმედების ბუნებაზე და იცვლება ნივთიერების ერთი აგრეგატული მდგომარეობიდან მეორეში გადასვლისას.

4. სითბური მოძრაობის ინტენსივობა დამოკიდებულია სხეულის გათბობის ხარისხზე, რაც ხასიათდება აბსოლუტური (თერმოდინამიკური) ტემპერატურით T .

5. მოლეკულურ-კინეტიკური თეორიით სხეულის სრული ენერგია W წარმოადგენს შემდეგ შესაკრებთა ჯამს:

$$W = W_1 + W_2 + U,$$

სადაც W_1 და W_2 წარმოადგენენ სხეულის, როგორც მთლიანის კინეტიკურ და პოტენციურ ენერგიებს, ხოლო U წარმოადგენს სხეულის შემადგენელი მოლეკულების (ატომების) ენერგიას. მას შინაგანი ენერგია ეწოდება.

დებულებების ირიბ მტკიცებულებებს წარმოადგენენ ბროუნის მოძრაობა და დიფუზიის მოვლენა, ხოლო პირდაპირს – ატომებზე დაკვირვება ელექტრონული და იონური მიკროსკოპებით.

მაკროსკოპიული სისტემა. მდგომარეობის პარამეტრები. სისტემას (სხეულს) ეწოდება მაკროსკოპიული, თუ ის შედგება მოლეკულების დიდი რაოდენობისა-

გან. მაკროსკოპიული სისტემის თვისებების დამახასიათებელ სიდიდეებს – პარამეტრები ეწოდებათ. ძირითად პარამეტრებს წარმოადგენენ სისტემის წნევა P , მოცულობა V და ტემპერატურა T .

წნევა P – ფიზიკური სიდიდეა, ის რიცხობრივად ტოლია ფართობის ერთეულზე მოქმედი მართობი ძალის:

$$P = \frac{dF_n}{dS}$$

სადაც dF_n – მართობი (ნორმალური) ძალის რიცხვითი მნიშვნელობაა, მოქმედი სხეულის ზედაპირის მცირე dS ფართობზე.

$$[P] = \text{პა (პასკალი)}, \quad \text{dim} P = L^{-1}MT^{-2}$$

ტემპერატურა – T ფიზიკური სიდიდეა, ახასიათებს სხეულის გათბობის ხარისხს. თერმოდინამიკური წონასწორობის პირობებში სისტემის შემადგენელი სხეულების ტემპერატურები ერთნაირია.

$$[T] = K - \text{კელვინის სკალით}, \quad [t] = ^\circ C - \text{ცელსიუსის სკალით.}$$

წნევა და ტემპერატურა სტატისტიკური სიდიდეებია, ამიტომ ამ ცნებებს ერთი ან რამდენიმე მოლეკულისთვის აზრი არა აქვს.

სხეულის სიმკვრივე ρ – ეწოდება სხეულის m მასის შეფარდებას მის V მოცულობასთან.

$$\rho = \frac{m}{V}$$

$$[\rho] = \frac{კგ}{გ^3}, \quad \text{dim} \rho = L^{-3}M.$$

ხვედრითი წონა d – ეწოდება სხეულის P წონის შეფარდებას მის V მოცულობასთან.

$$d = \frac{P}{V}$$

$$[d] = \frac{გ}{გ^3}, \quad \text{dim} d = L^{-2}MT^{-2}.$$

ავოგადროს რიცხვი N_A წარმოადგენს ნივთიერების ერთ მოლში ნაწილაკების (მოლეკულების) რაოდენობას.

$$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ მოლი}^{-1}.$$

მოლის მასა – მოლარული მასაა, ხოლო ერთი მოლის მოცულობას მოლარული მოცულობა ეწოდება.

მოლეკულური ფიზიკის მეთოდები.

მაკროსისტემების თვისებების შესწავლის ორი მეთოდი არსებობს: სტატისტიკური და თერმოდინამიკური.

მთელი სხეულის მდგომარეობის დამახასიათებელი სიდიდეები მიიღება ცალკეული მოლეკულების დამახასიათებელ სიდიდეთა გასაშუალოებით. მაგალითად, სხეულის ტემპერატურა წარმოადგენს მოლეკულების საშუალო კინეტიკური ენერჯის პროპორციულ სიდიდეს; გაზის წნევა გაიზომება იმ საშუალო იმპულსით, რომელსაც მოლეკულები გადასცემენ კედლის ერთეულ ფართობს დროის ერთეულში; იდეალური გაზის შინაგანი ენერჯია წარმოადგენს მისი შემადგენელი მოლეკულების საშუალო კინეტიკური ენერჯიების ჯამს. სხეულის მაკროსკოპიული თვისებების შესასწავლად საჭიროა მოლეკულური წარმოდგენებიდან გამომდინარე, გამოვიყვანოთ ის ზოგადი კანონზომიერებანი, რომლებიც მთელ სხეულს ახასიათებს. ასეთი შესწავლა ხორციელდება ე.წ. სტატისტიკური მეთოდის საშუალებით. სტატისტიკური მეთოდი ემყარება ალბათობის თეორიას. მას გამოყავს ის ზოგადი კანონზომიერებანი, რომლებსაც ემორჩილება შემთხვევითი მოვლენათა ერთობლიობა.

თერმოდინამიკური მეთოდი – აქსიომატური მეთოდია. აქსიომებად გამოიყენებიან ის ფუნდამენტალური კანონები, რომელთა სამართლიანობა ემყარება ექსპერიმენტებს. მათ თერმოდინამიკის პრინციპები ეწოდებათ. ამ პრინციპებზე დაყრდნობით, თერმოდინამიკა შეისწავლის ენერჯის გარდაქმნის მოვლენებს სისტემებში მათი მოლეკულური აღნაგობის გათვალისწინების გარეშე.

თერმოდინამიკური ხელსაწყოების დასაგრაფირებლად გამოიყენება ე.წ. „რეპერული წერტილები“ – ზოგიერთი ნივთიერების დნობის და დუდილის ტემპერატურები, რომლებიც მუდმივი მოცულობის პირობებში არ იცვლებიან.

1. იდეალური აირების კინეტიკური თეორია

აირების კინეტიკური თეორია – შეისწავლის აირების აღნაგობას, მათ ფიზიკურ თვისებებს და ეფუძნება კვლევის სტატისტიკურ მეთოდს.

1.1. იდეალური აირი. მოლეკულურ-კინეტიკური თეორიის ძირითადი განტოლება

ისეთ აირს, რომლის მოლეკულებს შორის უგულვებელყოფილია ურთიერთქმედების ენერჯია და რომელშიაც მოლეკულების ზომა შეიძლება უგუ-

ლებელვევით, იდეალური აირი ეწოდება. ეს ფიზიკური მოდელია. ურთიერთქმედება იდეალური აირის მოლეკულებს შორის წარმოებს მხოლოდ დაჯახებისას. მოლეკულების უამრავი დაჯახებების შედეგია აირის წარმოებული P წნევა ჭურჭლის კედლებზე, რომელშიც ის მოთავსებულია.

აირების მოლეკულურ-კინეტიკური თეორიის ძირითადი განტოლებაა:

$$P = \frac{2}{3} n \frac{mv^2}{2},$$

აირის წნევა ტოლია ერთეულ მოცულობაში მოთავსებული მოლეკულების გადატანითი მოძრაობის კინეტიკური ენერჯიის $2/3$ -ის,

სადაც $\frac{mv^2}{2} = \epsilon_{კინ}$ – აირის მოლეკულების გადატანითი მოძრაობის საშუალო კინეტიკური ენერჯიაა, v^2 – სიჩქარის კვადრატის საშუალო მნიშვნელობაა.

$$v^2 = \frac{v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_n^2}{n}$$

$v^2 \neq (\bar{v})^2$; $\sqrt{v^2}$ – მოლეკულების საშუალო კვადრატული სიჩქარეა,

$$\sqrt{v^2} = \bar{v}_{კვ} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \approx 1,73 \sqrt{\frac{kT}{m}}, \quad n = \frac{N}{V} - \text{მოლეკულების კონცენტრაციაა, } V - \text{აირის მოცულობაა, } N - \text{მოლეკულების რაოდენობა მოცემულ მოცულობაში.}$$

კავშირი ტემპერატურასა და მოლეკულების საშუალო კინეტიკურ ენერჯიას შორის

სითბური მოვლენები გვარწმუნებს, რომ მოლეკულების საშუალო კინეტიკური ენერჯია იზრდება ტემპერატურის გაზრდით. როდესაც გაზს ვათბობთ, მისი წნევა იზრდება, რაც აისახება იმით, რომ გათბობის დროს იზრდება მოლეკულების კინეტიკური ენერჯია, ამიტომ იზრდება დაჯახებისას მოლეკულების მიერ კედლისადმი გადაცემული იმპულსი. უამრავი დაკვირვებიდან გამომდინარე, აირის ტემპერატურა პროპორციულია მოლეკულების საშუალო კინეტიკური ენერჯიის (წარმოადგენს ენერჯიის ზომას) $T \sim \bar{\epsilon}$. მოლეკულის გადატანითი მოძრაობის საშუალო კინეტიკური ენერჯია

$$\bar{\epsilon}_{კინ} = \frac{3}{2} kT, \quad T = \frac{2}{3k} \bar{\epsilon}_{კინ}$$

სადაც $\frac{2}{3k}$ გადამყვანი კოეფიციენტი ენერჯიის ერთეულებიდან ტემპერატურის ერთეულებში. $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ჯ/კ}$ – ბოლცმანის უნივერსალური მუდმივაა, T აბსოლუტური ტემპერატურაა, ის აითვლება კელვინის სკალაზე, სადაც

ნულად აღებულია $-273,16^{\circ}\text{C}$, რომელსაც აბსოლუტური ნული ეწოდება. ეს ის ტემპერატურაა, რომელზეც მოლეკულათა გადატანითი მოძრაობა წყდება. იგი დაკავშირებულია ცელსიუსის სკალაზე ათვლილ ტემპერატურასთან ($^{\circ}\text{C}$) ფორმულით $T = 273,16 + t$.

თუ გავითვალისწინებთ წინა ფორმულებს, მივიღებთ, რომ იდეალური აირის წნევა დაკავშირებულია ტემპერატურასთან თანაფარდობით, რაც აგრეთვე ძირითად განტოლებას წარმოადგენს – $P = nkT$.

თუ $T = \text{const}$, წნევა დამოკიდებულია მხოლოდ კონცენტრაციაზე და არ არის დამოკიდებული მოლეკულის (ატომის) გვარობაზე.

იდეალური აირის განტოლება.

აირების კინეტიკური თეორიის ძირითადი განტოლებიდან ვღებულობთ:

$$PV = NkT.$$

ეს განტოლება ამყარებს კავშირს აირის მდგომარეობის P, V და T პარამეტრებს შორის, ამიტომ ფაქტიურად წარმოადგენს იდეალური აირის განტოლებას. ამ განტოლებით სარგებლობა პრაქტიკულად მოუხერხებელია, რადგან ის შეიცავს მოლეკულების საერთო რიცხვს აირში – N .

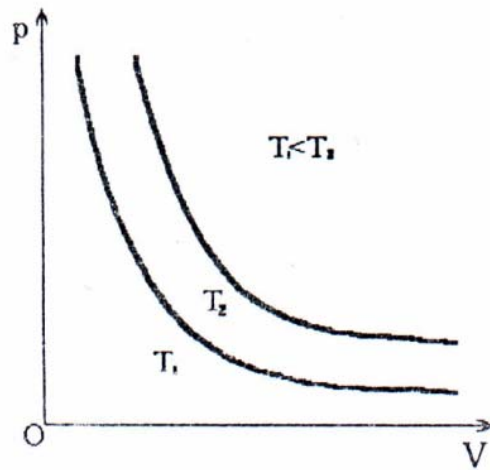
აღვნიშნოთ აირში მოლეკულების რაოდენობა z -ით, მაშინ $N = zN_A$, ამიტომ $z = \frac{N}{N_A} = \frac{m}{M}$, მივიღებთ $PV = \frac{m}{N} N_A kT$ და $PV = \frac{m}{M} RT$, რაც წარმოადგენს კლასიკური განტოლებას იდეალური აირისათვის, სადაც m აირის მასაა, M – მოლარული მასა, ხოლო $R = kN_A = 8,31 \frac{\text{ჯ}}{\text{მოლ}^{\circ}\text{K}}$ წარმოადგენს აირის უნივერსალურ მუდმივას.

იდეალური აირის კანონები.

იდეალური აირის განტოლებიდან შესაძლებელია მივიღოთ იდეალური აირების ყველა კანონი.

1. $T = \text{const}$, იზოთერმული პროცესი – ბოილ-მარიოტის კანონი:

$PV = \text{const}$ – იზოთერმის განტოლებაა.



ნახ. 1

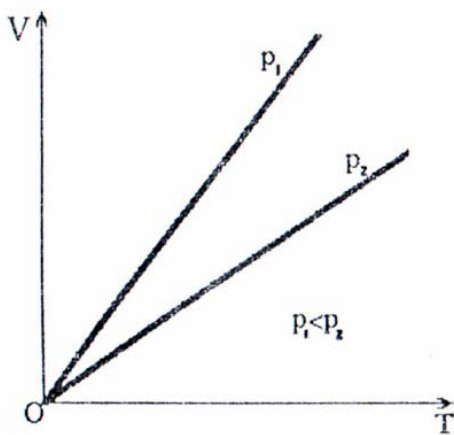
ნახ. 1. ნაჩვენებია P -ს დამოკიდებულების გრაფიკი V -ზე.

2. $P = \text{const}$, იზობარული პროცესი – გეი-ლუსაკის კანონი: $\frac{V}{T} = \text{const}$ – იზობარის განტოლება.

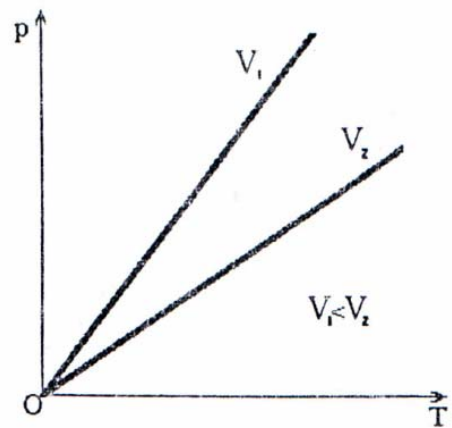
V -ს დამოკიდებულება T -ზე მოცემულია ნახ. 2. $P_2 > P_1$.

3. $V = \text{const}$, იზოქორული პროცესი – შარლის კანონი: $\frac{P}{T} = \text{const}$ – იზოქორის განტოლება.

P -ს დამოკიდებულება T -ზე მოცემულია ნახ. 3. $V_2 > V_1$.



ნახ. 2



ნახ. 3.

4. ავოგადროს კანონი. ერთნაირი წნევისა და ტემპერატურის პირობებში ნებისმიერი აირის ტოლ მოცულობებში მოლეკულების ერთნაირი რიცხვი იმყოფება, რადგან

$$PV = N_1kT, \quad PV = N_2kT, \quad PV = N_3kT \dots PV = N_ikT$$

$$\text{მაშინ } N_1 = N_2 = N_3 = \dots = N_i$$

სადაც N_1, N_2, N_3, N_i – მოლეკულების რაოდენობაა აირის ნებისმიერ ტოლ მოცულობებში.

5. დალტონის კანონი. აირების ნარევის წნევა ტოლია ნარევში შემავალი აირების პარციალური წნევების ჯამის:

$$P = P_1 + P_2 + P_3 + \dots + P_i$$

პარციალური წნევა ეწოდება ნარევის ერთ-ერთი კომპონენტის წნევას, თუ მარტო ის შეავსებდა ნარევის მთელ მოცულობას.

1.2. იდეალური აირის შინაგანი ენერჯია

შინაგანი ენერჯია მოიცავს აირის შემადგენელი ნაწილაკების შინაგანი მოძრაობის და ურთიერთქმედების ენერჯიის ყველა სახეობას. მრავალატომიანი აირის შინაგანი ენერჯიის შემადგენლებია:

1. მოლეკულების სითბური და ბრუნვითი მოძრაობების კინეტიკური ენერჯიები.
2. მოლეკულებში ატომების რხევითი მოძრაობის კინეტიკური და პოტენციალური ენერჯიები.
3. მოლეკულებშორისი ურთიერთქმედების პოტენციალური ენერჯია.
4. ატომების და იონების გარსების ენერჯია.
5. ატომების ბირთვებში ნუკლონების კინეტიკური და ურთიერთქმედების პოტენციალური ენერჯიები.

ენერჯიის თანაბარი განაწილების კანონი

თავისუფლების ხარისხთა რიცხვი ეწოდება იმ დამოუკიდებელ კოორდინატთა რიცხვს, რომლებიც განსაზღვრავენ სხეულის მდებარეობას სივრცეში. მაგალითისთვის, წრფეზე მოძრავ მატერიალურ წერტილს გააჩნია $i = 1$ თავისუფლების ხარისხი, სიბრტყეზე $i = 2$, ხოლო სივრცეში $i = 3$, რაც შეესაბამება მოძრაობის განმსაზღვრელ კოორდინატებს.

ენერჯიის თანაბარი განაწილების კანონი თავისუფლების ხარისხების მიხედვით. ნებისმიერი სახის მოძრაობისას ერთ თავისუფლების ხარისხს ეთანადება

$\frac{1}{2}kT$ ენერგიის რაოდენობა. თუ მოლეკულას გააჩნია i თავისუფლების ხარისხთა რაოდენობა, მაშინ მისი საშუალო ენერგია $\bar{\epsilon} = \frac{i}{2}kT$

m მასის აირის შინაგანი ენერგია იქნება

$$U = N\bar{\epsilon} = \frac{i}{2} \frac{m}{M} kT$$

13. მოლეკულათა სიჩქარეთა განაწილების კანონი

მაქსველის კანონი მოლეკულების სიჩქარეების განაწილების მიხედვით, განსაზღვრავს dn მოლეკულების რაოდენობას საერთო n რაოდენობიდან, რომელთა სიჩქარეები მოთავსებულია $v, v + dv$ შუალედში მოცემულ ტემპერატურაზე

$$\frac{dn}{n} = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} 4\pi v^2 dv,$$

სადაც $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}$ – მოლეკულის სიჩქარის აბსოლუტური მნიშვნელობაა, m – მოლეკულის მასაა.

მოლეკულების განაწილების ფუნქცია $f(v)$, რომლის მათემატიკური გამოსახულება მიიღო მაქსველმა, შემდეგია:

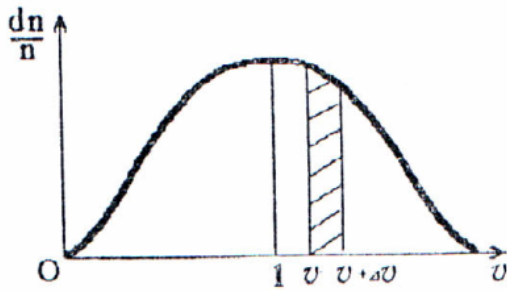
$$f(v) = \frac{dn}{ndv} = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^2.$$

განაწილების ფუნქცია ექვემდებარება ნორმირების პირობას

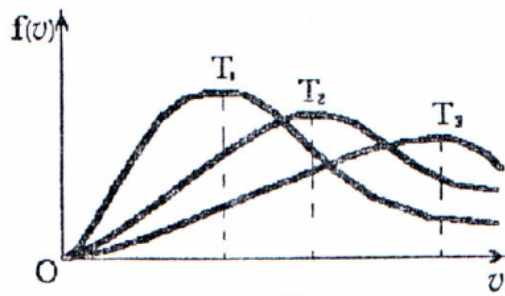
$$\int_0^{\infty} f(v) dv = 1$$

ინტეგრირება წარმოებს 0-დან ∞ -მდე, რადგან სიჩქარეები მოთავსებულია ამ ინტერვალში.

გრაფიკულად მაქსველის განაწილების კანონი გამოსახულია ნახ. 4., v_m სიჩქარეს, რომელსაც განაწილების მრუდის მაქსიმუმი შეესაბამება (v -ს ღერძზე 1), უაღბათესი სიჩქარე ეწოდება. უაღბათესი სიჩქარის მახლობელი სიჩქარეები გააჩნია მოლეკულების უმეტეს ნაწილს, $v_m = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \approx 1,41 \sqrt{\frac{kT}{m}}$



ნახ. 4



ნახ. 5

გრაფიკზე დაშტრისული ფართი რიცხობრივად ტოლია მოლეკულების იმ ფარდობითი რაოდენობის, რომელთა სიჩქარეები მოთავსებულია v და $v + \Delta v$ ინტერვალს შორის.

ტემპერატურის გაზრდით მრუდის მაქსიმუმი ინაცვლებს დიდი სიჩქარეებისკენ, მაგრამ სიჩქარეების აბსოლუტური მნიშვნელობა კლებულობს (ნახ. 5).

14. ბარომეტრული ფორმულა. ბოლცმანის განაწილების კანონი

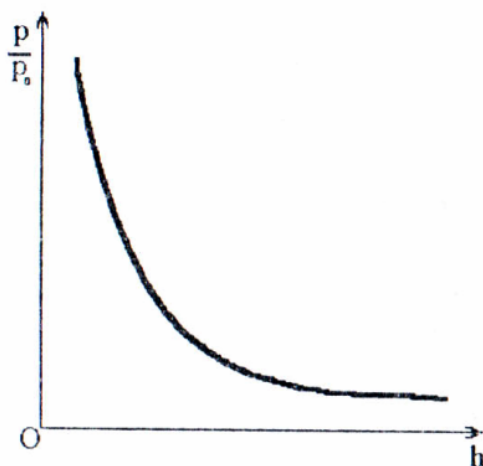
დედამიწის მიზიდულობის ველში აირის (ჰაერის) მოლეკულები იმყოფებიან განუწყვეტელ სითბურ-ქაოსურ მოძრაობაში და განიცდიან სიმძიმის ძალის მოქმედებას. მიზიდულობის და სითბური მოძრაობის მოქმედება იწვევს აირის სტაციონალურ მდგომარეობას, რის გამოც ატმოსფერული წნევა და სიმკვრივე მცირდება დედამიწის ზედაპირიდან მანძილის გაზრდით.

განტოლება, რომელიც განსაზღვრავს აირის წნევის დამოკიდებულების კანონს სიმაღლესთან, არის ბარომეტრული ფორმულა და აქვს შემდეგი სახე:

$$P = P_0 e^{-\frac{mgh}{kT}} = P_0 e^{-\frac{Mgh}{RT}}$$

სადაც P – აირის წნევაა h სიმაღლეზე, P_0 – წნევაა $h = 0$ სიმაღლეზე, m – მოლეკულის მასაა, M – მოლარული მასაა.

წნევის დამოკიდებულება სიმაღლესთან მოცემულია ნახ. 6-ზე.



ნახ. 6

რადგან $P = nkT$, კონცენტრაციის განაწილების კანონი სიმაღლის ცვლილებასთან, იქნება

$$n = n_0 e^{-\frac{mgh}{kT}}$$

სადაც n და n_0 – მოლეკულათა კონცენტრაციაა იმ წერტილებში, რომელთა შორის სიმაღლეთა სხვაობა h -ის ტოლია.

$U = mgh$ – მოლეკულის პოტენციალური ენერგიაა h სიმაღლეზე.

თუ $T \rightarrow \infty, n \rightarrow n_0$, ადგილი აქვს კონცენტრაციის გათანაბრებას აირის დაკავებულ მოცულობაში.

თუ $T \rightarrow 0, n \rightarrow 0$, დედამიწის ატმოსფეროს ყველა მოლეკულა უნდა დაეშვას დედამიწის ზედაპირზე.

ბოლცმანის განაწილება სრულდება ნებისმიერ ძალოვან ველში

$$n = n_0 e^{-\frac{U}{kT}},$$

სადაც U მოლეკულის პოტენციალური ენერგიაა.

1.5. მოლეკულათა დაჯახებათა რიცხვის და საშუალო თავისუფალი გადარბენის გამოთვლა

მარტივი ცდები (ბროუნის მოძრაობა, დიფუზია) აჩვენებენ, რომ მოლეკულის მოძრაობა აირის ერთი ნაწილიდან მეორესკენ არ არის თავისუფალი, იგი განიცდის მრავალ დაჯახებას სხვა მოლეკულებთან. მანძილს – λ , რომელსაც გაივლის მოლეკულა ერთი დაჯახებიდან მეორემდე, თავისუფალი განარბენი

ეწოდება. რადგან მოლეკულათა დაჯახება (შეხლა) შემთხვევითი ხასიათისაა, ამიტომ განსაზღვრავენ თავისუფალი განარბენის საშუალო მნიშვნელობას – $\bar{\lambda}$:

$$\bar{\lambda} = \frac{\sum_{i=1}^z \lambda_i}{z}$$

სადაც z დაჯახებათა რაოდენობაა,

მოლეკულის ეფექტური დიამეტრი σ – მინიმალური მანძილია, რომელზედაც უახლოვდებიან მოლეკულების ცენტრები შეხლისას. ეს ხდება მაშინ, როცა მათი ურთიერთგანზიდვის პოტენციური ენერგია გადააჭარბებს მათი ფარდობითი მოძრაობის კინეტიკურ ენერგიას.

გამოთვლების თანახმად, დროის ერთეულში თითოეული მოლეკულა განიცდის დაჯახებათა საშუალო რაოდენობას, რაც ტოლია

$$z = \sigma \bar{v} n,$$

სადაც – \bar{v} მოლეკულის საშუალო არითმეტიკული სიჩქარეა, n – კონცენტრაციაა.

მუდმივი ტემპერატურის პირობებში აირის კონცენტრაცია წნევის პირდაპირპროპორციულია ($P = nkT$) და მოლეკულის საშუალო თავისუფალი განარბენი $\bar{\lambda}$ ტოლია:

$$\bar{\lambda} = \frac{kT}{\sqrt{2}\pi\sigma^2 P}$$

ფორმულა აჩვენებს, რომ $\bar{\lambda}$ იზრდება ტემპერატურის გაზრდით და წნევის შემცირებით: $\lambda \sim T$ და $\lambda \sim \frac{1}{P}$.

2. თერმოდინამიკა

2.1. თერმოდინამიკური სისტემა, დამახასიათებელი პარამეტრები

მაკროსკოპიული სხეულების თვისებების შესწავლა შეიძლება განხორციელდეს მათი მოლეკულური აღნაგობის გათვალისწინების გარეშე. ამისათვის საკმარისია განვიხილოთ ენერგიის გარდაქმნის მოვლენები, რომლებსაც ადგილი აქვს ფიზიკური პროცესების დროს.

ფიზიკის იმ ნაწილს, რომელიც შეისწავლის ენერგიის გარდაქმნის მოვლენებს, თერმოდინამიკა ეწოდება.

თერმოდინამიკური სისტემა – მაკროსკოპიული ობიექტებია (სხეულები და ველები), რომლებსაც შეუძლიათ ენერგოცვლა, როგორც ერთმანეთთან, ასევე გარეშე სხეულებთან.

თერმოდინამიკური სისტემების მდგომარეობა ცალსახად განისაზღვრება სამი პარამეტრით: წნევით P, მოცულობით V და თერმოდინამიკური (აბსოლუტური) ტემპერატურით T.

თერმოდინამიკური სისტემის მდგომარეობას, რომლის დროსაც მისი მდგომარეობის განმსაზღვრელი პარამეტრები უცვლელია, უცვლელი გარემო პირობებისას, წონასწორული მდგომარეობა ეწოდება. ამ მდგომარეობაში სისტემის ტემპერატურა მუდმივია და წარმოადგენს მოლეკულების მოძრაობის ინტენსივობის ზომას. სისტემა არაწონასწორულ მდგომარეობაშია, თუ მის თერმოდინამიკურ პარამეტრებს სხვადასხვა წერტილებში სხვადასხვა მნიშვნელობები გააჩნია.

რელაქსაცია ისეთი პროცესია, როდესაც სისტემა არაწონასწორული მდგომარეობიდან გადადის წონასწორულში.

თერმოდინამიკური სისტემა სტაციონალურ მდგომარეობაშია, თუ მისი მდგომარეობის განმსაზღვრელი პარამეტრები, დროში მუდმივი რჩებიან სისტემის ნებისმიერ წერტილში.

პროცესს წონასწორული ეწოდება, როდესაც სისტემის მდგომარეობის ცვლილება იმდენად ნელა მიმდინარეობს, რომ ის უწყვეტად გაივლის უსასრულოდ მახლობელ თერმოდინამიკურ წონასწორულ მდგომარეობებს. პროცესები, რომლებიც არ აკმაყოფილებენ ამ მოთხოვნებს – არაწონასწორულია.

თერმოდინამიკური სისტემის შინაგანი ენერგია

სისტემის შინაგანი ენერგია U დამოკიდებულია მხოლოდ მის თერმოდინამიკურ მდგომარეობაზე. ის ცალსახა ფუნქციაა სისტემის მდგომარეობის: მისი ცვლილება dU-თი სისტემის გადასვლისას 1 მდგომარეობიდან 2-ში არ არის დამოკიდებული პროცესის გვარობაზე და ტოლია

$$\int_1^2 dU = U_2 - U_1$$

სადაც U_1 და U_2 შინაგანი ენერგიის მნიშვნელობებია 1 და 2 მდგომარეობებში. თუ სისტემა ასრულებს წრიულ პროცესს (ციკლს), ანუ უბრუნდება თავის საწყის მდგომარეობას, მაშინ შინაგანი ენერგიის ცვლილება იქნება ნული.

$$\oint dU = 0$$

მუშაობა და სითბო

ნებისმიერი თერმოდინამიკური სისტემის მდგომარეობის ცვლილებას თანახლავს მუშაობა, რომელსაც ის ასრულებს – ან მუშაობა, რომელსაც მასზე ასრულებენ გარე ძალები. ცხადია, მუშაობა გამოისახება სისტემის პარამეტრებით და ნებისმიერი მათი ცვლილება დაკავშირებულია შესრულებულ მუშაობასთან.

თუ სისტემის ელემენტარულ შესრულებულ მუშაობას გარე სხეულებზე აღნიშნავთ dA -თი, მაშინ ნიუტონის მე-3 კანონის თანახმად

$$dA = -dA'$$

სადაც dA'_1 გარე სხეულების შესრულებული მუშაობაა სისტემაზე. სისტემის მიერ შესრულებული მუშაობა გარე წნევის ძალის საწინააღმდეგოდ (გაფართოების მუშაობა), გამოისახება ფორმულით

$$dA = p dV,$$

სადაც p – გარე წნევაა, dV – მოცულობის ცვლილება.

სრული მუშაობა გაფართოებაზე

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV.$$

სისტემის მდგომარეობის ცვლილებას პროცესი ეწოდება. მუშაობა და სითბო – პროცესის ფუნქციებია. ამიტომ dA და dQ აღნიშნავენ მუშაობის და სითბოს მცირე სიდიდეებს, ხოლო dU წარმოადგენს სრულ დიფერენციალს.

2.2. თერმოდინამიკის პირველი კანონი

თერმოდინამიკური სისტემის შინაგანი ენერჯიის შეცვლის ორი გზა არსებობს:

- ა) სითბოს მიღება ან გაცემა,
- ბ) მუშაობის შესრულება.

თერმოდინამიკის I კანონი (პრინციპი), წარმოადგენს ენერჯიის შენახვის კანონს სითბური პროცესებისათვის: სისტემის მიერ მიღებული სითბოს რაოდენობა

(dQ) იხარჯება ამ სისტემის შინაგანი ენერჯის გაზრდაზე და მის მიერ შესრულებულ მუშაობაზე გარე ძალების საწინააღმდეგოდ: $Q = \Delta U + A$. თუ შინაგანი ენერჯის ცვლილება უსასრულოდ მცირეა, მაშინ ფორმულა ასეთ სახეს მიიღებს

$$dQ = dU + dA$$

თუ სისტემა პერიოდულად უბრუნდება საწყის მდგომარეობას, მისი შინაგანი ენერჯის ცვლილება $\Delta U = 0$ და თერმოდინამიკის I კანონის თანახმად

$$A = Q$$

ე.ი. არ შეიძლება ავაგოთ პერიოდულად მომქმედი სითბური მანქანა, რომელიც მეტ მუშაობას შეასრულებდა, ვიდრე შესაბამისი მიწოდებული ენერჯიაა. სხვა სიტყვებით, პირველი გვარის მუდმივი ძრავი (პერპეტუუმ მობილე) შეუძლებელია.

2.3. აირების სითბოტევადობა. მაიერის განტოლება

სისტემის (სხეულის) სითბოტევადობა C ფიზიკური სიდიდეა და ტოლია სისტემისთვის გადაცემული dQ სითბოს რაოდენობის შეფარდების მის ტემპერატურის dT ცვლილებასთან:

$$C = \frac{dQ}{dT}$$

$$[C] = \frac{J}{K}, \quad \dim C = L^2 M T^{-2} \theta^{-1}$$

კუთრი სითბოტევადობა (c, c_p, c_v). ნივთიერების კუთრი სითბოტევადობა c ეწოდება სკალარულ ფიზიკურ სიდიდეს, რომელიც ტოლია სხეულის C სითბოტევადობის შეფარდების ამავე სხეულის მასასთან:

$$c = \frac{C}{m} = \frac{1}{m} \frac{dQ}{dT}$$

ე.ი. კუთრი სითბოტევადობა სითბოს ის რაოდენობაა, რომელიც საჭიროა სხეულის ერთი კილოგრამის გასათბობად ერთი კელვინის გრადუსით.

სხეულის გასათბობად dT კელვინით, საჭირო სითბოს რაოდენობა dQ , იქნება

$$dQ = cm dT.$$

$$[c] = \frac{\text{ჯ}}{\text{კგ}} \cdot \text{კგ}^{-1} \text{კ}^{-1}, \quad \text{dim}c = \text{L}^2 \text{T}^{-2} \theta^{-1}$$

c_p და c_v კუთრი სითბოტევადობებია შესაბამისად მუდმივი წნევის და მუდმივი მოცულობის პირობებში.

მოლარული სითბოტევადობა (C_m, C_v, C_p). ნივთიერების მოლარული სითბოტევადობა ეწოდება ფიზიკურ სიდიდეს, რომელიც ტოლია სისტემის C სითბოტევადობის ფარდობის მასში შემავალ ნივთიერების ν რაოდენობასთან.

$$C_m = \frac{C}{\nu} = \frac{M dQ}{m dT}$$

$$[C_m] = \frac{\text{ჯ}}{\text{მოლი}} \cdot \text{მოლი}^{-1} \text{კ}^{-1}, \quad \text{dim}C_m = \text{L}^2 \text{M} \text{T}^{-2} \theta^{-1} \text{N}^{-1}$$

ანსხვავებენ სითბოტევადობებს მუდმივი მოცულობის და წნევის პირობებში.

$$1. V = \text{const}, \quad dV = 0, \quad dA = 0$$

$$C_v = \frac{M dQ}{m dT} = \frac{M dU}{m dT}$$

სადაც C_v მოლარული სითბოტევადობაა მუდმივი მოცულობის პირობებში,

dU – შინაგანი ენერჯიის ცვლილებაა ტემპერატურის dT ცვლილებისას,

M – მოლეკულური მასაა, m – ნივთიერების მასა.

$$2. p = \text{const}$$

$$C_p = \frac{M dQ}{m dT}$$

სადაც C_p – მოლარული სითბოტევადობაა მუდმივი წნევის პირობებში,

dQ – სხეულისადმი გადაცემული სითბოს რაოდენობაა ტემპერატურის dT ცვლილებისას. მაიერის განტოლება აკავშირებს მოლარულ სითბოტევადობებს C_p და C_v ერთმანეთთან:

$$C_p - C_v = R$$

კუთრი სითბოტევადობებისთვის მაიერის განტოლებაა:

$$c_p - c_v = \frac{R}{M}$$

სადაც R – აირების უნივერსალური მუდმივაა.

აირების უნივერსალური მუდმივა R რიცხობრივად ტოლია იმ მუშაობის, რომელიც სრულდება აირის ნივთიერების ერთი მოლის გასათბობად ერთი კელვინით მუდმივი წნევის პირობებში.

$$[R] = \frac{\text{ჯ}}{\text{მოლიK}}, \quad \dim R = L^2 M T^{-2} \theta^{-1} N^{-1}$$

გაზების სითბოტევადობა და თავისუფლების ხარისხი

i თავისუფლების ხარისხთა მიხედვით, შინაგანი ენერჯიის განაწილების კანონის და მაიერის განტოლების გათვალისწინებით, ვღებულობთ:

$$C_V = \frac{i}{2} R, \quad C_P = \frac{i+2}{2} R,$$

სადაც C_V და C_P მოლარული სითბოტევადობებია მუდმივი მოცულობის და წნევის პირობებში. თერმოდინამიკური პროცესების განხილვისას, სარგებლობენ გამოსახულებით

$$\frac{C_P}{C_V} = \gamma = \frac{i+2}{i}$$

ერთატომიანი მოლეკულისთვის თავისუფლების ხარისხი $i = 3$, ორატომიანისთვის $i = 5$, ხოლო სამ და მრავალატომიანი აირებისთვის $i = 6$.

2.4. ადიაბატური პროცესი

პროცესს, რომელიც მიმდინარეობს გარემოსთან სითბოცვლის გარეშე, ადიაბატური პროცესი ეწოდება – $dQ = 0$.

იმისათვის, რომ აირი ადიაბატურად გაფართოვდეს, ის უნდა მოვათავსოთ სითბოს არაგამტარ ჭურჭელში. გაფართოებისას აირი სითბოს არ მიიღებს, ე.ი. მუშაობას ასრულებს შინაგანი ენერჯიის ხარჯზე და ცივდება. ადიაბატური კუმშვისას მუშაობას გარეშე ძალა ასრულებს და, რადგან აირი სითბოს არ გასცემს, მისი შინაგანი ენერჯია იზრდება, ე.ი. აირი გათბება.

მაშასადამე, ადიაბატური გაფართოების დროს აირი ცივდება, ხოლო ადიაბატური კუმშვის დროს – თბება.

ადიაბატური პროცესის გამომსახველ განტოლებას პუასონის განტოლება ეწოდება:

$$PV^\gamma = \text{const}$$

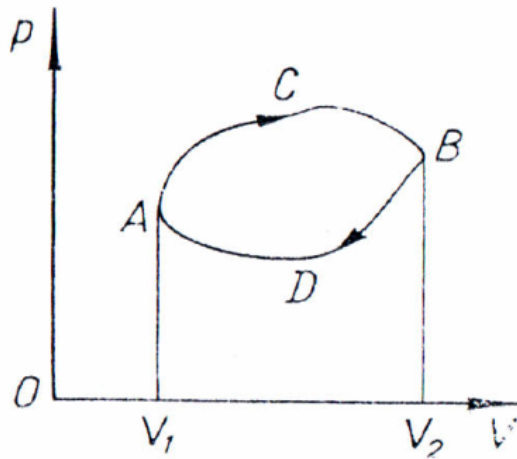
ადიაბატური გაფართოების მუშაობა

$$dA = -dU = pdV, \quad A_{12} = \frac{m}{M} \frac{R}{\gamma - 1} (T_1 - T_2),$$

სადაც A_{12} – ადიაბატური გაფართოების მუშაობაა, T_1 და T_2 პროცესის საწყისი და საბოლოო ტემპერატურებია.

2.5. წრიული პროცესი. შექცევადი და შეუქცევადი პროცესები

წრიული პროცესი ანუ ციკლი – თერმოდინამიკური პროცესების ერთობლიობაა, რომლის შესრულების შემდეგ სხეული უბრუნდება საწყის მდგომარეობას (ნახ. 7)



ნახ. 7.

გამოეთვალეთ ციკლის დროს შესრულებული მუშაობა. ადენიშნით ACB პროცესის დროს შესრულებული მუშაობა A_1 -ით. ის დადებითია და V_1ACBV_2 ფართობით გამოისახება. BDA კუმშვის პროცესის დროს შესრულებული მუშაობა უარყოფითია და $V_1ADB V_2$ ფართობით გამოისახება. ამიტომ, ციკლის დროს შესრულებული სრული მუშაობა A ტოლი იქნება

$$A = \oint V_1ACBV_2 - \oint V_1ADB V_2 = \oint ACBDA$$

ე.ი. ციკლის დროს შესრულებული მუშაობა ციკლით შემოსაზღვრული ფართობით გამოისახება. ციკლის დროს შინაგანი ენერჯიის ცვლილება ნულის ტოლია:

$$\oint dU = 0$$

ციკლს პირდაპირი ეწოდება, თუ სისტემა ასრულებს დადებით მუშაობას

$$A = \oint p dV > 0$$

და შექცევადია (უკუციკლი), თუ სისტემის შესრულებული მუშაობა უარყოფითია

$$A = \oint p dV < 0$$

შექცევადი ეწოდება ისეთ თერმოდინამიკურ პროცესს, რომელიც შეიძლება წარმოებდეს როგორც პირდაპირი, ისე შებრუნებული მიმართულებით; შებრუნებული პროცესის დროს სისტემა თანმიმდევრობით გაივლის ყველა იმ საშუალო მდგომარეობას, რომლებიც მან გაიარა პირდაპირი პროცესის დროს და ისე დაბრუნდა საწყის მდგომარეობაში, რომ გარეშე სხეულებში არავითარი ცვლილება არ მოხდა. წინააღმდეგ შემთხვევაში ციკლი შეუქცევადია.

საერთოდ, ნებისმიერი წმინდა მექანიკური პროცესი (ხახუნის გარეშე მიმდინარე), შექცევადია. პრაქტიკულად შექცევადი პროცესები არ ხორციელდება.

2.6. სითბური მანქანა. მარგი ქმედების კოეფიციენტი

ნებისმიერი სითბური მანქანის შემადგენელი სამი ნაწილია გამახურებელი, მაცივარი და მუშა სხეული.

მუშა სხეული – თერმოდინამიკური სისტემაა, რომელიც ასრულებს წრიულ პროცესს და სითბოცვლაშია სხვა სხეულებთან. ჩვეულებრივ ის აირია.

გამახურებელი (სითბოგადამცემი) – სხეულია, რომელიც თერმოდინამიკურ სისტემას გადასცემს ენერგიას სითბოს სახით.

მაცივარი (სითბოს მიღები) – სხეულია, რომელიც თერმოდინამიკური სისტემიდანღებულობს ენერგიას სითბოს სახით.

სითბური მანქანის თერმოდინამიკური მარგი ქმედების კოეფიციენტი ეწოდება სასარგებლო მუშაობაზე დახარჯულ სითბოს რაოდენობის შეფარდებას გამახურებლიდან მიღებულ სითბოს რაოდენობასთან

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$$

სადაც Q_1 – მუშა სხეულის მიერ გამახურებლიდან მიღებული სითბოს რაოდენობაა T_1 ტემპერატურისას,

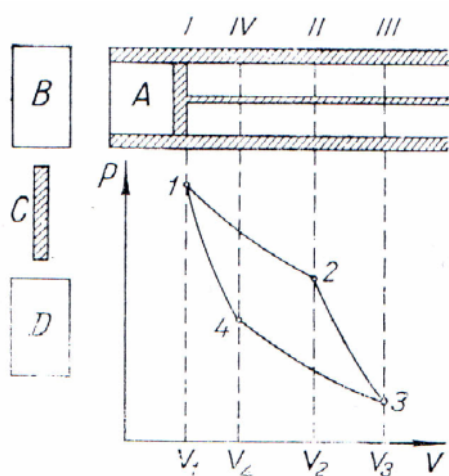
Q_2 – მაცივრის მიერ მუშა სხეულისგან მიღებული სითბოს რაოდენობაა T_2 ტემპერატურისას,

A – სითბური მანქანის მიერ შესრულებული სასარგებლო მუშაობაა ერთი ციკლის დროს.

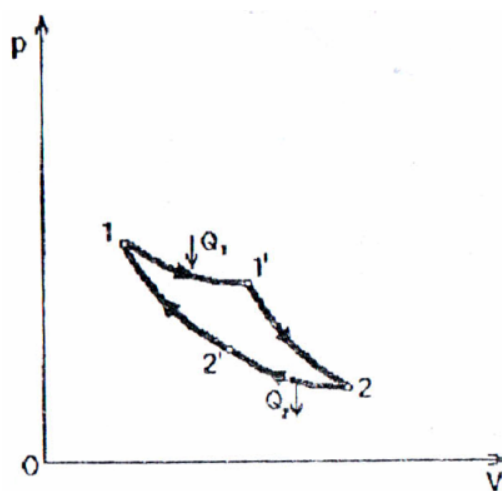
η – მარგი ქმედების თერმოდინამიკური (მქკ) კოეფიციენტია.

2.7. კარნოს ციკლი. კარნოს ციკლის მქკ

კარნოს ციკლი პირდაპირი წრიული პროცესია, რომლის დროსაც სისტემის შესრულებული მუშაობა მაქსიმალურია. ვთქვათ **A** ცილინდრში დგუშის ქვეშ მოთავსებულია იდეალური აირის ერთი მოლი (ნახ. 8). ცილინდრის კედლები და დგუში სითბოს არაგამტარებია, ხოლო ფსკერი ატარებს სითბოს. მივადგათ ცილინდრის ფსკერს გამახურებელი **B**, მაშინ აირი მიიღებს გამახურებლის T_1 ტემპერატურას, რაც იქნება აირის საწყისი ტემპერატურა. აღვნიშნოთ საწყისი მოცულობა V_1 , საწყისი წნევა - P_1 . აირის საწყისი მდგომარეობა **PV** დიაგრამაზე გამოსახება 1 წერტილით (ნახ. 9).



ნახ. 8



ნახ. 9

თუ აირის საწყისი წნევა P_1 მეტია გარეშე წნევაზე, მაშინ ის გაფართოვდება და შეასრულებს მუშაობას, მასთან, აირის ტემპერატურა არ შეიცვლება, რადგანაც ის იღებს სითბოს გამახურებლისგან. თუ გაფართოება საკმაოდ ნელა იწარმოებს, პროცესი იზოთერმული იქნება და 2 მდგომარეობაში აირის პარამეტრები იქნება P_2V_2 და T_1 . 1-2 იზოთერმული გაფართოების დროს მუშა სხეულის მიღებული სითბოს რაოდენობა აღვნიშნოთ Q_1 -ით. 2 მდგომარეობაში მოვაცილოთ ცილინდრს **B** გამახურებელი და მივადგათ სითბოს არაგამტარი **C** ფირფიტა, მაშინ აირი გაფართოვდება და ის სითბოს არც მიიღებს და არც გასცემს ე.ი. პროცესი ადიაბატური იქნება. აირი შეასრულებს მუშაობას შინაგანი ენერჯის ხარჯზე, მისი ტემპერატურა შემცირდება და გაფართოებას შეეწყვეტ, როდესაც აირის ტემპერატურა T_2 მაცივრის ტემპერატურას გაუტოლდება. ადიაბატური პროცესი 2-3 მრუდით გამოსახება და 3 მდგომარეობაში აირის პარამეტრები იქნებიან P_3, V_3 და T_2 . ამ მდგომარეობაში **C** ფირფიტის

ნაცვლად ცილინდრს მივადგათ D მაცივარი და დავიწყეთ აირის კუმშვა. ამ დროს მუშაობას გარეშე ძალა ასრულებს, აირი არ თბება, რადგან გამოყოფილი სითბო მაცივარს გადაეცემა ე.ი. კუმშვა იზოთერმულად იწარმოებს, პროცესი გამოისახება 3-4 იზოთერმით. აღვნიშნოთ ამ პროცესის დროს მაცივრისადმი გადაცემული სითბოს რაოდენობა Q_2 -ით. მე-4 მდგომარეობაში აირის პარამეტრებია P_4, V_4 და T_2 . მე-4 მდგომარეობაში მოვაცილოთ ცილინდრს D მაცივარი და მივადგათ სითბოგაუმტარი C ფირფიტა. რადგანაც, ესეა გაზი იზოლირებულია სითბოს მხრივ, კუმშვა ადიაბატურად იწარმოებს და, თუ მეოთხე მდგომარეობა სათანადოდ არის შერჩეული, აირი დაუბრუნდება საწყის 1 მდგომარეობას. შესრულდება ერთი ციკლი, რომელიც შედგება ორი იზოთერმული და ორი ადიაბატური პროცესისგან.

მოელი ციკლის დროს მუშა სხეულის მიერ მიღებული სითბოს რაოდენობა იქნება $\Delta Q = Q_1 - Q_2$. რადგან აირი ასრულებს წრიულ პროცესს – ციკლს, ენერჯის ცვლილება $\Delta U = 0$ და თერმოდინამიკის I კანონის თანახმად

$$Q_1 - Q_2 = A.$$

კარნოს თეორემა. გამსურებლის და მაცივრის ერთი და იგივე ტემპერატურებისას, ვერც ერთი სითბური მანქანის მქკ ვერ გადააჭარბებს კარნოს შექცევადი ციკლის მქკ-ს.

კარნოს ციკლის მქკ არ არის დამოკიდებული მუშა სხეულის გვარობაზე და წარმოადგენს მხოლოდ გამსურებლის T_1 და მაცივრის T_2 ტემპერატურების ფუნქციას

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1},$$

ეს ფორმულა გვიჩვენებს აგრეთვე მქკ გაზრდის გზას. კარნოს შექცევადი ციკლისათვის სრულდება შეფარდება

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{Q_1}{Q_2}$$

ნებისმიერი ციკლისათვის თერმოდინამიკური მქკ

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1},$$

სადაც ტოლობის ნიშანი შექცევად ციკლს შეესაბამება, უტოლობის კი – შეუქცევადს.

2.8. თერმოდინამიკის მეორე კანონი

თერმოდინამიკის I კანონი ფაქტიურად ენერჯის მუდმივობის კანონია სითბური პროცესებისათვის და ამიტომ ყველა პროცესში სრულდება, მაგრამ ის არ აჩვენებს პროცესის მიმართულებას. მაგალითად, სითბო თავისთავად არასოდეს არ გადადის ცივი სხეულიდან ცხელზე, თუმცა ამ პროცესს თერმოდინამიკის I კანონი არ ეწინააღმდეგება.

თერმოდინამიკის II კანონი (პრინციპი) განსაზღვრავს თერმოდინამიკური პროცესის მიმართულებას და ამით პასუხს ცემს კითხვას, თუ რომელი პროცესები შეიძლება განხორციელდეს ბუნებაში.

განვიხილოთ მეორე კანონის რამდენიმე ფორმულირება:

ა) შეუძლებელია პროცესი, რომლის ერთადერთი შედეგი იქნება სითბოს გადაცემა ცივი სხეულიდან ცხელზე.

ბ) შეუძლებელია ისეთი პერიოდული პროცესი, რომლის ერთადერთი შედეგი იქნებოდა სითბური ენერჯის გარდაქმნა მის ექვივალენტურ მუშაობად.

გ) შეუძლებელია ავად ისეთი პერიოდულად მომქმედი მანქანა, რომლის მოქმედების ერთადერთი შედეგია მუშაობის შესრულება სითბოს ერთი წყაროს გაცივების ხარჯზე.

დავუშვათ, რომ სხეული ვარდება დედამიწაზე. ვარდნის პროცესში მექანიკური პოტენციური ენერჯია სითბოდ გარდაიქმნება – თბება სხეულიც და მიწაც. შებრუნებული პროცესი – სითბური ენერჯის ხარჯზე (მიწის გაცივების), სხეულის ასვლა იმავე სიმაღლეზე არასოდეს განხორციელდება. თერმოდინამიკის I კანონის თვალსაზრისით ეს პროცესი არ არის შეუძლებელი, მაგრამ იგი ეწინააღმდეგება თერმოდინამიკის მეორე კანონს, რადგან შესრულება მუშაობა მხოლოდ ერთი წყაროს – დედამიწის გაცივების ხარჯზე.

2.9. ენტროპია. თერმოდინამიკის გაერთიანებული კანონი

სითბური პროცესების შესწავლიდან გამომდინარეობს, რომ უნდა არსებობდეს ისეთი ფუნქცია S , რომლის ცვლილება 1-დან 2 მდგომარეობაში რაიმე შექცევადი პროცესის გადასვლისას, ტოლი იქნება

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dQ}{T} \text{ ან } dS = \int \frac{dQ}{T}$$

S ფუნქციას ენტროპია ეწოდება. S_1 და S_2 ენტროპიის მნიშვნელობებია 1 და 2 მდგომარეობები. $\frac{dQ}{T}$ -ს დაყვანილი სითბო ეწოდება.

ამგვარად, ენტროპია წარმოადგენს მდგომარეობის ფუნქციას, რომლის ცვლილება შექცევადი პროცესის დროს, გვაძლევს დაყვანილ სითბოს რაოდენობათა ჯამს.

თუ სისტემა იზოლირებულია, მაშინ $dQ = 0$, შექცევადი პროცესისთვის გვექნება $S_2 - S_1 = 0$, ხოლო ნებისმიერისთვის $S_2 - S_1 \geq 0$ ე.ი. იზოლირებულ სისტემაში პროცესები ისე წარმოებს, რომ სისტემის ენტროპია მუდმივი რჩება, ან იზრდება. ეს დებულება წარმოადგენს თერმოდინამიკის მეორე კანონის უზოგადეს ფორმულირებას.

თუ 1 და 2 წერტილები უსასრულოდ ახლოსაა ერთმანეთთან ე.ი. სისტემის მდგომარეობა უსასრულოდ მცირედ იცვლება, მაშინ ენტროპიის სასრულო ცვლილების მაგივრად გვექნება უსასრულოდ მცირე ნაზრდი და თერმოდინამიკის მეორე კანონი შემდეგ სახეს მიიღებს (ენტროპიის ზრდის კანონი):

$$dS \geq 0$$

ხოლო, თუ სისტემა არაიზოლირებულია, მაშინ $dS \geq \frac{dQ}{T}$

კავშირი ენტროპიასა და ინფორმაციას შორის მოგვცა ბოლცმანმა

$$S = k \ln W$$

სადაც k – ბოლცმანის მუდმივაა, W – თერმოდინამიკური ალბათობა. ამ ფორმულიდან გამომდინარეობს ენტროპიის ფიზიკური არსი კინეტიკური თეორიით – ენტროპია წარმოადგენს ფიზიკური სისტემის მოუწესრიგებლობის ზომას.

ენტროპიის წარმოდგენა, როგორც დამოუკიდებელი პარამეტრის უცნაური ჩანდა, რადგან არ არსებობდა მისი გაზომვის პირდაპირი მეთოდი. ეს პრობლემა მოხსნა ნერსტის სითბურმა თეორიამ, რომლის თანახმადაც თუ $T \rightarrow 0$, მაშინ $S \rightarrow 0$, ე.ი. აბსოლუტურ ნულზე ენტროპიაც ნულს უტოლდება. ამგვარად, ნერსტის თეორემით მოხდა ენტროპიის კალიბრება.

ცნობილია, რომ ნებისმიერ ენერგეტიკულ კონტაქტს შეესაბამება პარამეტრების წყვილი. თერმოდინამიკის მეორე კანონიდან $dQ = Tds$, ე.ი. ტემპერატურა და ენტროპია პარამეტრთა წყვილია. რადგან სითბოცვლა პროპორციულია ენტროპიის ზრდის, ის მიხნეულია ექსტენციურ პარამეტრად, ხოლო ტემპერატურა ინტენსიურად.

თერმოდინამიკის I და II კანონების ($dQ = Tds$) შერწყმით მივიღებთ თერმოდინამიკის გაერთიანებულ კანონს:

$$dU = Tds - dA$$

ეს ფორმულა საშუალებას გვაძლევს სრულად მივიღოთ თერმოდინამიკური თანაფარდობები ნებისმიერი კონკრეტული ფიზიკური სისტემისათვის.

7. რეალური აირები

7.1. რეალური აირები. მოლეკულური ძალები

რეალური აირების თვისებების განსხვავება იდეალურებთან განსაკუთრებით შესამჩნევია დიდი წნევებისა და დაბალი ტემპერატურების დროს. დიდი წნევების დროს აირის მოლეკულებს შორის მანძილი იმდენად მცირდება, რომ აღარ შეიძლება მოლეკულების საკუთარი მოცულობისა და მათი ურთიერთქმედების უგულვებელყოფა, ხოლო ტემპერატურის შემცირების დროს, მოლეკულების საშუალო კინეტიკური ენერგია მცირდება, ამიტომ დაბალ ტემპერატურაზე მოლეკულების ურთიერთქმედების ენერგიებს ვეღარ უგულვებელვყოფთ მათ კინეტიკურ ენერგიებთან შედარებით.

რეალური ისეთ აირებს ეწოდებათ, რომლის მოლეკულებს შორის მოქმედებს მიზიდვა-განზიდვის ძალები. ეს ძალები სხვადასხვანაირად არიან დამოკიდებულნი მოლეკულებს შორის მანძილებზე. ატომის ზომის ტოლ მანძილებზე (10^{-10} მ) ჭარბობს განზიდვის \vec{F}_1 ძალები, ხოლო 10^{-9} მ მანძილებზე – კი ურთიერთმიზიდვის \vec{F}_2 ძალები (ნახ. 10). ტოლქმედი ძალა

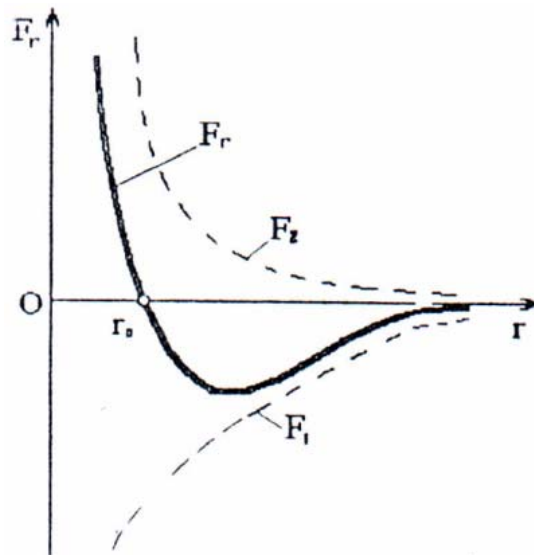
$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 = F_1 \frac{\vec{r}}{r}$$

თუ $r = r_0$, $F = 0$,

თუ $r > r_0$, $F_1 < F_2$, ხოლო თუ $r < r_0$, $F_1 > F_2$.

r_0 – აღნიშნულია მოლეკულებშორისი მოქმედების რადიუსი – ეს არის მანძილი მოლეკულებს შორის წონასწორული მდგომარეობისას, როდესაც სითბური მოძრაობა არ წარმოებს.

$r = r_0$ ეთანადება მოლეკულების წონასწორულ მდგომარეობას, რასაც ეწინააღმდეგება მოლეკულების სითბური მოძრაობა.



ნახ. 10

ნივთიერებების სხვადასხვა აგრეგატული მდგომარეობის კრიტერიუმს წარმოადგენს თანაფარდობა მოლეკულების ურთიერთქმედების მინიმალურ პოტენციალურ W_{min} და kT სიდიდეს შორის. W_{min} განსაზღვრავს მიზიდვის ძალების საწინააღმდეგო მუშაობას, რათა დააშორონ მოლეკულები წონასწორულ მდგომარეობას ($r = r_0$), ხოლო kT სიდიდე განსაზღვრავს მოლეკულების სითბური მოძრაობის ინტენსივობის ხარისხს.

თუ $W_{min} \ll kT$, ნივთიერება იმყოფება აიროვან მდგომარეობაში, რადგან მოლეკულების ინტენსიური სითბური მოძრაობა ეწინააღმდეგება მათ შეერთებას. თუ $W_{min} \gg kT$, ნივთიერება იმყოფება მყარ მდგომარეობაში. ამ დროს მოლეკულებს შორის მიზიდვის ძალებს გააჩნიათ დიდი მნიშვნელობები და ისინი ასრულებენ მხოლოდ რხევით მოძრაობას წონასწორული მდგომარეობის მახლობლობაში. თუ $W_{min} \approx kT$, ნივთიერება იმყოფება თხევად მდგომარეობაში. სითბური მოძრაობის შედეგად მოლეკულები გადაადგილდებიან სითხის მთელ მოცულობაში, მაგრამ არ სცილდებიან ერთმანეთს r_0 -ზე მეტ მანძილზე.

ამგვარად, ნებისმიერი ნივთიერების აგრეგატული მნიშვნელობა განისაზღვრება W_{\min} -სიდიდით. მაგალითად, ინერტული აირების W_{\min} მცირე სიდიდეებია, ხოლო ლითონების დიდი, ამიტომაც ჩვეულებრივ (ოთახის) ტემპერატურაზე ისინი შესაბამისად იმყოფებიან აიროვან და მყარ მდგომარეობებში.

ვან დერ ვაალსის განტოლება

რეალური აირის განტოლების მისაღებად ჰოლანდიელმა მეცნიერმა იდეალური აირის განტოლებაში ორი შესწორება შეიტანა: 1. შესწორება მოლეკულების საკუთარ მოცულობაზე, 2. შესწორება მოლეკულების ურთიერთმიზიდვაზე.

1. იმის გამო, რომ რეალური აირის მოლეკულებს საკუთარი მოცულობა გააჩნიათ, მათ შეუძლიათ მოძრაობა არა მთელ მოცულობაში, არამედ მოცულობის იმ ნაწილებში, რომელიც თავისუფალია. თუ b -თი აღვნიშნავთ მოცულობის იმ ნაწილს, რომელიც მოლეკულებისთვის შეუღწევადია, მაშინ მოლეკულების მოძრაობის თავისუფალი მოცულობა იქნება არა V_m , არამედ $V_m - b$. b წარმოადგენს შესწორებას მოლეკულების საკუთარი მოცულობის გათვალისწინებით, და ის ტოლია ერთ მოლ გაზში არსებული მოლეკულების გაოთხეკებული მოცულობის:

$$b = N_A \frac{2}{3} \pi d^3$$

სადაც N_A – ავოგადროს რიცხვია, d – მოლეკულის დიამეტრი.

2. აირში მოლეკულების ურთიერთმიზიდვის გათვალისწინება იწვევს დამატებითი წნევის წარმოქმნას, რომელსაც შინაგანი წნევა ეწოდება. ვან დერ ვაალსის გამოთვლებით შინაგანი წნევა P' ტოლია

$$P' = \frac{\alpha}{V_m^2}$$

სადაც α – მუდმივაა, დამოკიდებულია აირის გვარობაზე, V_m – მოლარული მოცულობაა.

შესწორებების გათვალისწინებით რეალური აირის მდგომარეობის განტოლება – ვან დერ ვაალსის განტოლება – ერთი მოლი აირისთვის, იქნება

$$\left(P + \frac{\alpha}{V_m}\right)(V_m - b) = RT$$

ნებისმიერი მასისათვის რეალური აირის მდგომარეობის გატოლება შემდეგი სახისაა

$$\left(F + \frac{m^2 \alpha^2}{M^2 V^2}\right) \left(V - \frac{m}{M} b\right) = \frac{m}{M} RT$$

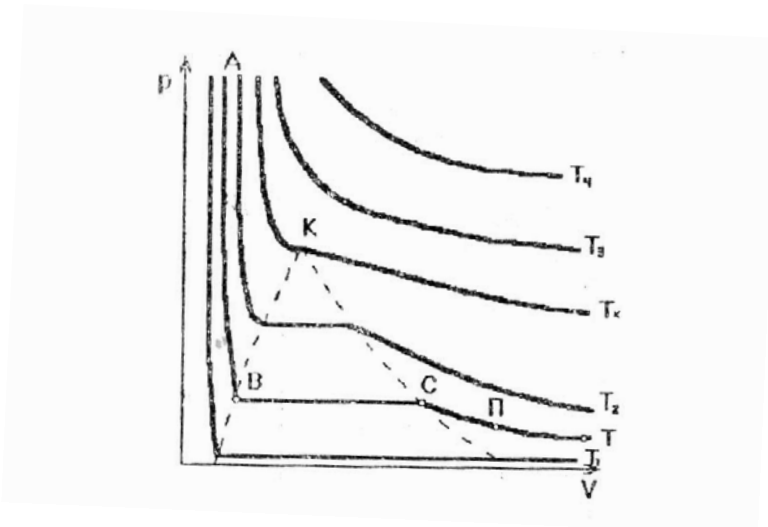
სადაც V აირის მოცულობაა.

თუ $V_m \gg b$ და $\frac{\alpha^2}{V^2} \ll p$, ვან დერ ვაალსის განტოლება გადადის კლაპეირონის განტოლებაში.

რეალური აირის იზოთერმები

რეალური აირის იზოთერმა წარმოადგენს აირის მოლარული მოცულობის დამოკიდებულებას წნევაზე მუდმივი ტემპერატურის პირობებში. კრიტიკულ მდგომარეობამდე (T_K -მდე), მრუდები წარმოადგენენ ნივთიერების უწყვეტ გადასვლას აიროვანი მდგომარეობიდან სითხეში (ნახ. 11).

მონაკვეთი TC შეესაბამება ნივთიერების აიროვან მდგომარეობას, CB – აიროვანი მდგომარეობის გადასვლას სითხურ მდგომარეობაში, BA – სითხეს. წერტილი B შეესაბამება მდურარე სითხეს, C – მშრალ ნაჯერ ორთქლს (ნახ. 11).



ნახ. 11

ტემპერატურის გადიდებით გრაფიკი იწევს ზევით და ორთქლის კონდენსაციის დასაწყისის C და დამთავრების B წერტილები ერთმანეთს უახლოვდება. რაც მეტია ტემპერატურა, მით ნაკლები მოცულობის დროს იწყება და მით მეტი მოცულობის დროს მთავრდება ორთქლის სითხედ ქცევა. თუ ავაგებთ იზოთერმებს თანდათან უფრო მაღალ ტემპერატურაზე, მივიღებთ, რომ ერთ გარკვეულ T_K ტემპერატურაზე, რომელსაც კრიტიკული ეწოდება, გრაფიკის CB ნაწილი მოისპობა და ამ უბნის ნაცვლად მივიღებთ გადაღუნვის K წერტილს. K -ს შესა-

ბამის მდგომარეობას კრიტიკული ეწოდება, ხოლო მის შესაბამის პარამეტრებს – კრიტიკული წნევა P_K , კრიტიკული მოცულობა V_K და კრიტიკული ტემპერატურა T_K .

კრიტიკულ ტემპერატურაზე ისპობა განსხვავება აირსა და სითხეს შორის. თუ იზოთერმას ავაგებთ $T > T_K$ ტემპერატურაზე, ვნახავთ, რომ რეალური აირის იზოთერმა ემთხვევა იდეალური აირის იზოთერმას, ე.ი. აქ ნივთიერება შეიძლება იმყოფებოდეს მხოლოდ აირის მდგომარეობაში, ანუ T_K -ს ზევით შეუძლებელია აირის (ორთქლის) გათხევადება.

ვან დერ ვაალსის განტოლებიდან კრიტიკული მდგომარეობისათვის, შესაძლებელია კრიტიკული პარამეტრების გამოთვლა.

იბეჭდება ავტორის მიერ წარმოდგენილი სახით

გადაცა წარმოებას 28.05.2009. ხელმოწერილია დასაბეჭდად
08.06.2009. ქალღმის ზომა 60X84 1/16. პირობითი ნაბეჭდი თაბახი 2.
ტირაჟი 100 ეგზ.

საგამომცემლო სახლი „ტექნიკური უნივერსიტეტი“, თბილისი,
კოსტავას 77



ი.მ. „გონა დალაქიშვილი“,
ქ. თბილისი, ვარკეთილი 3, კორპ. 333, ბინა 38