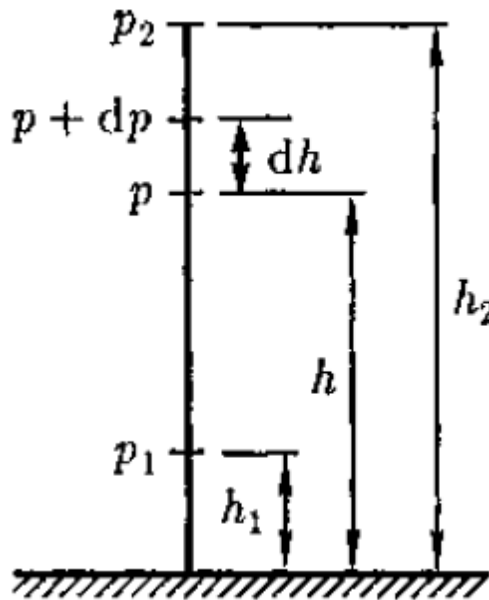


ლექცია# 11

ბარომეტრული ფორმულა. ბოლცმანის განაწილება

გაზების მოლეკულურ-კინეტიკური თეორიის ძირითადი განტოლებისა და მოლეკულათა სიჩქარეების მიხედვით მაქსველის განაწილების გამოყვანისას ვუშვებდით, რომ გაზის მოლეკულებზე გარე ძალები არ მოქმედებდნენ, რის გამოც მოლეკულები თანაბრად იყვნენ განაწილებულნი მთელ მოცულობაში. მაგრამ, ნებისმიერი გაზის მოლეკულები იმყოფებიან დედამიწის მიზიდულობის პოტენციალურ ველში. ერთის მხრივ მიზიდულობას და მეორეს მხრივ მოლეკულების სითბურ მოძრაობას, მივყავართ გაზის გარკვეულ სტაციონარულ მდგომარეობამდე, რომლის დროსაც გაზის წნევა სიმაღლის მიხედვით მცირდება.

გამოვიყვანოთ წნევის სიმაღლის მიხედვით ცვლილების კანონი, დაშვებით, რომ მიზიდულობის ველი ერთგვაროვანია, ტემპერატურა მუდმივი და ყველა მოლეკულების მასა ერთნაირი. თუ ატმოსფერული წნევა h სიმაღლეზე ტოლია p -სი (სურ. 1), მაშინ $h+dh$ სიმაღლეზე იგი ტოლია $p+dp$ -სი (თუ $dh>0$ $dp<0$, რადგან წნევა სიმაღლის მიხედვით მცირდება). p და $p+dp$ წნევათა სხვაობა ტოლია გაზის წონის, რომელიც მოთავსებულია dh სიმაღლის და $1m^2$ ფუძის ფართის ცილინდრის მოცულობაში:



სურ. 1

$$p - (p + dp) = \rho g dh$$

სადაც p -გაზის სიმკვრივეა h სიმაღლეზე (dh იმდენად მცირეა, რომ სიმაღლის ცვლილებისას ამ საზღვრებში, გაზის სიმკვრივე ჩავთვალოთ მუდმივად). შესაბამისად

$$dp = -\rho g dh \quad (1)$$

თუ ვისარგებლებთ იდეალური გაზის მდგომარეობის განტოლებით $pV=(m/\mu)RT$ (m -გაზის მასაა, μ - გაზის მოლარული მასა), ვპოულობთ, რომ

$$\rho = m/V = p\mu/RT.$$

თუ ამ გამოსახულებას ჩავსვავთ (1)-ში მივიღებთ

$$dp = -(\mu g/RT)p dh, \quad \text{ან} \quad dp/p = -(\mu g/RT)dh.$$

სიმაღლის ცვლილებით h_1 -დან h_2 -მდე, წნევა იცვლება p_1 -დან p_2 -მდე, ე.ი.

$$\int_{p_1}^{p_2} dp/p = -(\mu g/RT) \int_{h_1}^{h_2} dh, \quad \ln(p_2/p_1) = -(\mu g/RT) \cdot (h_2 - h_1),$$

ან

$$p_2 = p_1 \cdot e^{-\mu g(h_2 - h_1)/(RT)} \quad (2)$$

გამოსახულება (2)-ს ეწოდება **ბარომეტრული ფორმულა**. იგი იძლევა საშუალებას ვიპოვოთ ატმოსფერული წნევა სიმაღლის მიხედვით, ან წნევის გაზომვით ვიპოვოთ სიმაღლე. რადგან სიმაღლეებს აღნიშნავენ ზღვის დონის მიმართ, სადაც წნევა ითვლება ნორმალურად, გამოსახულება (2), შეიძლება ჩაწერილ იქნას სახით

$$p = p_0 \cdot e^{-\mu g(h)/(RT)}, \quad (3)$$

სადაც p -წნევაა h სიმაღლეზე.

დედამიწის ზედაპირიდან სიმაღლის განსასაზღვრავ ხელსაწყოს ეწოდება **სიმაღლის მზომი** (ან **ალტიმეტრი**). მისი მუშაობა ემყარება მე-(3) ფორმულას. ამ ფორმულიდან გამოდის, რომ წნევა სიმაღლის მიხედვით მით უფრო სწრაფად მცირდება, რაც უფრო მძიმეა გაზი.

ბარომეტრული ფორმულა შეიძლება გარდაიქმნას, თუ ვისარგებლებთ $p=nkT$ გამოსახულებით:

$$n = n_0 \cdot e^{-\frac{\mu g(h)}{RT}},$$

სადაც n -მოლეკულების კონცენტრაციაა h სიმაღლეზე, n_0 -იგივე $h=0$ სიმაღლეზე. რადგან $\mu = m_0 N_A$ (N_A - ავოგადროს მუდმივაა, m_0 -ერთი მოლეკულის მასა), ხოლო $R = k N_A$, ამიტომ

$$n = n_0 \cdot e^{-\frac{m_0 g h}{kT}}, \quad (4)$$

სადაც $m_0 g h = W_3$ - მოლეკულის პოტენციალური ენერგიაა სიმძიმის ველში, ანუ

$$n = n_0 \cdot e^{-\frac{W_3}{kT}}. \quad (5)$$

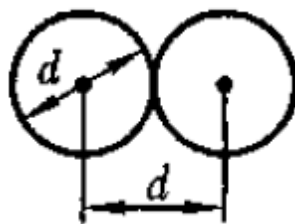
გამოსახულება (5)-ს უწოდებენ **ბოლცმანის განაწილებას** გარე პოტენციალური ველისთვის. მისგან გამოდის, რომ გაზის სიმკვრივე მუდმივი ტემპერატურისას, მეტია იქ, სადაც მისი მოლეკულების პოტენციალური ენერგია ნაკლებია.

თუ ნაწილაკების მასა ერთნაირია და ისინი იმყოფებიან ქაოტურ, სითბურ მოძრაობის მდგომარეობაში, მაშინ ბოლცმანის განაწილება სამართლიანია ნებისმიერ, გარე პოტენციალურ ველში და არა მარტო სიმძიმის ძალის ველში.

დაჯახებათა საშუალო რიცხვი და მოლეკულების თავისუფალი განარბენის საშუალო სიგრძე

იმყოფებიან რა ქაოტური მოძრაობის მდგომარეობაში, გაზის მოლეკულები უწყვეტად ეჯახებიან ერთმანეთს. ორ მომდევნო დაჯახებას შორის მოლეკულები გადიან გარკვეულ მანძილს l , რომელსაც უწოდებენ **თავისუფალი განარბენის სიგრძეს**. ზოგად შემთხვევაში გაზის სიგრძე ორ მომდევნო დაჯახებებს შორის განსხვავებულია, მაგრამ რადგან საქმე გვაქვს მოლეკულების უამრავ რაოდენობასთან და ისინი იმყოფებიან მოუწესრიგებელ მოძრაობაში, ამიტომ შეიძლება ლაპარაკი **მოლეკულის თავისუფალი განარბენის საშუალო სიგრძეზე** $\langle l \rangle$.

მინიმალური სიგრძე, რომელზეც უახლოვდებიან ერთმანეთს ორი მოლეკულის ცენტრები დაჯახებისას ეწოდება **მოლეკულის ეფექტური დიამეტრი** d (სურ. 2). იგი დამოკიდებულია



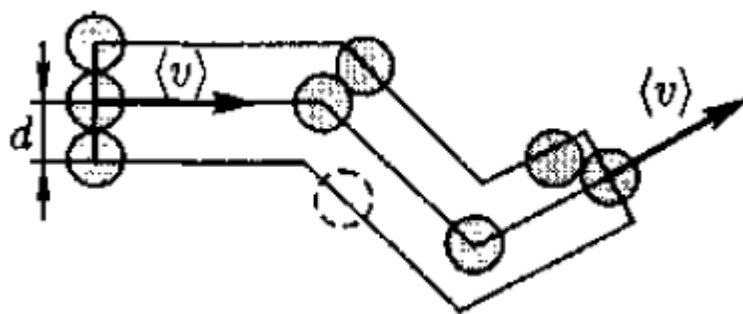
სურ. 2

დამჯახებელი მოლეკულების სიჩქარეზე, ე.ი. გაზის ტემპერატურაზე (იგი რამდენადმე მცირდება ტემპერატურის ზრდით).

რადგანაც 1წმ-ში მოლეკულა საშუალოდ გადის გზას, რომელიც ტოლია სიჩქარის საშუალო არითმეტიკულის $\langle v \rangle$, და თუ $\langle z \rangle$ -დაჯახებათა საშუალო რიცხვია, რომელსაც განიცდის გაზის თითოეული მოლეკულა 1წმ-ში, მაშინ თავისუფალი განარბენის სიგრძე

$$\langle l \rangle = \langle v \rangle / \langle z \rangle.$$

$\langle z \rangle$ -ს განსასაზღვრავად მოლეკულა წარმოვიდგინოთ d დიამეტრის ბურთულის სახით, რომელიც მოძრაობს, სხვა „გაქვავებულ“ მოლეკულებს შორის. ეს მოლეკულა დაეჯახება მხოლოდ იმ მოლეკულებს, რომელთა ცენტრებიც იმყოფება d -ზე ნაკლებ ან ტოლ მანძილებზე, ანუ ძვეს d -რადიუსის მქონე „ტეხილი“ ცილინდრის შიგნით (სურ. 3).



სურ. 3

1წმ-ში დაჯახებათა საშუალო რიცხვი ტოლია მოლეკულათა რიცხვის „ტეხილი“ ცილინდრის შიგნით

$$\langle z \rangle = nV,$$

სადაც n - მოლეკულათა კონცენტრაციაა, $V = \pi d^2 \langle v \rangle$ ($\langle v \rangle$ -მოლეკულების საშუალო სიჩქარეა, ანუ მათ მიერ 1წმ-ში გავლილი გზა). ამრიგად, დაჯახებათა საშუალო რიცხვი

$$\langle z \rangle = n\pi d^2 \langle v \rangle$$

გათვლები უჩვენებენ, რომ სხვა მოლეკულების მოძრაობის გათვალისწინებით

$$\langle z \rangle = \sqrt{2} n \pi d^2 \langle v \rangle.$$

მაშინ თავისუფალი განარბენის საშუალო სიგრძე

$$\langle l \rangle = 1/(\sqrt{2} n \pi d^2),$$

ე.ი. $\langle l \rangle$ უკუპროპორციულია n მოლეკულების კონცენტრაციის. მეორეს მხრივ, $p=nkT$ ფორმულიდან გამოდის, რომ მუდმივი ტემპერატურისას n პროპორციულია p წნევის. შესაბამისად,

$$\langle l_1 \rangle / \langle l_2 \rangle = n_2 / n_1 = p_2 / p_1.$$

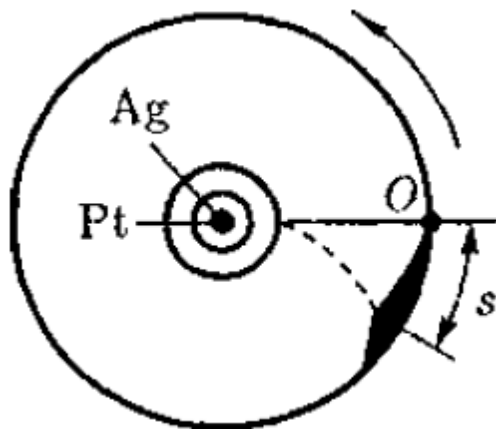
მოლეკულურ-კინეტიკური თეორიის ცდისეული დასაბუთება

განვიხილოთ ზოგიერთი მოვლენები, რომლებიც ექსპერიმენტალურად ამტკიცებენ მოლეკულურ-კინეტიკური თეორიის ძირითად დებულებებს და დასკვნებს.

1. ბროუნის მოძრაობა. შოტლანდიელმა ბოტანიკოსმა რ.ბროუნმა, აკვირდებოდა რა მიკროსკოპით წყალში შეწონილი ყვავილის მტვერს, აღმოაჩინა, რომ მტერის ნაწილაკები ცხოვლად და უწესრიგოდ მოძრაობდნენ, ხან ბრუნავდნენ, ხან გადაადგილდებოდნენ ადგილიდან ადგილზე სინათლის სხივში მტერის ნაწილაკების მსგავსად. შემდგომში აღმოჩნდა რომ მსგავსი, რთული, ზიგზაგისმაგვარი მოძრაობა ახასიათებს ნებისმიერ, გაზში ან სითხეში შეწონილ მცირე ზომის ($\approx 1\text{მკმ}$) ნაწილაკებს. ამ მოძრაობის ინტენსივობა, რომელსაც უწოდებენ **ბროუნის მოძრაობას**, იზრდება გარემოს ტემპერატურის ზრდით, სიბლანტისა და ნაწილაკთა ზომების შემცირებით (დამოუკიდებლად მათი ქიმიური ბუნებისა). ბროუნის მოძრაობის მიზეზი დიდი ხნის განმავლობაში იყო უცნობი, მხოლოდ მისი დაკვირვებიდან 80 წლის შემდეგ იქნა იგი ახსნილი: შეწონილი ნაწილაკების ბროუნის მოძრაობა გამოწვეულია იმ გარემოს მოლეკულებთან შეჯახებით, რომლებშიც ნაწილაკები არიან შეწონილი. რადგანაც მოლეკულები მოძრაობენ ქაოტურად, ამიტომ ბროუნის ნაწილაკები იღებენ რა ბიძგებს სხვადასხვა მხრიდან, სწორედ ამიტომაც ასრულებენ ასეთი უცნაური ფორმის მოძრაობებს. ამრიგად ბროუნის მოძრაობა წარმოადგენს მოლეკულურ-კინეტიკური თეორიის მტკიცებას ატომებისა და მოლეკულების ქაოტურ (სითხურ) მოძრაობაზე.

2. შტერნის ცდა. მოლეკულათა სიჩქარის პირველი პირველი ექსპერიმენტალური განსაზღვრა ჩატარებულ იქნა გერმანელი ფიზიკოსის ო.შტერნის მიერ. მისმა ცდებმა ასევე მოგვცეს საშუალება, შეგვეფასებინა მოლეკულების განაწილება სიჩქარეების მიხედვით. შტერნის დანადგარის სქემა მოცემულია სურ. 4-ზე. ღრეჩოიანი შიდა ცილინდრის ღერძის გასწვრივ გაჭიმულია ვერცხლის ფენით დაფარული პლატინის მავთული, რომელიც ხურდება დენით, როცა აირი არის ამოტუმბული. გახურებისას ვერცხლი ორთქლდება. ხვრელიდან ამოვარდნილი ვერცხლის ატომები, ხვდებიან მეორე ცილინდრის შიდა ზედაპირზე, იძლევა რა 0 ხვრელის გამოსახულებას. თუ ხელსაწყოს მოვიყვანთ ცილინდრების საერთო ღერძის ირგვლივ ბრუნვით მოძრაობაში, მაშინ ვერცხლის ატომები დაილექება არა ხვრელის პირდაპირ, არამედ წაინაცვლებენ გარკვეულ s მანძილზე 0 წერტილიდან. ხვრელის გამოსახულება მიიღება

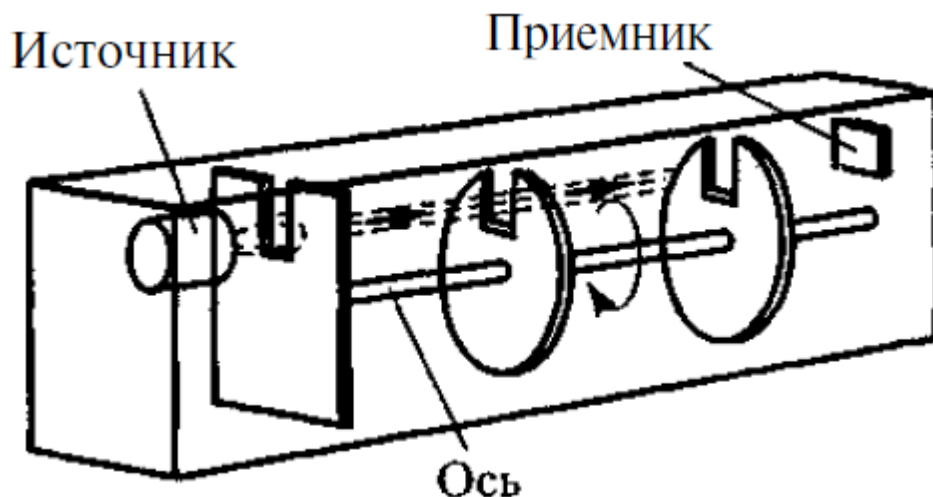
რამდენადმე გადარეცხილი. დალექილი ფენის სისქის კვლევით შეიძლება შეფასებულ იქნას მაქსველის განაწილების შეესაბამისი, მოლეკულების განაწილება, სიჩქარეების მიხედვით. თუ გვეცოდინება ცილინდრების რადიუსები და მათი ბრუნვის კუთხური სიჩქარე, s წანაცვლების



სურ. 4

გაზომვით, შეიძლება გამოვითვალოთ მავთულის, მოცემულ ტემპერატურაზე, ვერცხლის ატომების მოძრაობის სიჩქარე. ცდის შედეგებმა უჩვენა, რომ ვერცხლის ატომების საშუალო სიჩქარე, ახლოსაა იმ სიჩქარეებთან, რომელიც გამოდის მოლეკულათა სიჩქარეების მიხედვით მაქსველის განაწილებიდან.

3.ლამერტის ცდა. ეს ცდა იძლევა საშუალებას უფრო ზუსტად განისაზღვროს მოლეკულათა სიჩქარეების მიხედვით განაწილების კანონი. ვაკუუმური დანადგარის სქემა მოცემულია სურ. 5-ზე. წყაროს მიერ ფორმირებული მოლეკულების ნაკადი, ხვრელის გავლით ხვდება მიმღებში.



სურ. 5

წყაროსა და მიმღებს შორის ათავსებენ საერთო ღერძზე დამაგრებულ ორ დისკს ამონაჭრებით. უძრავი დისკის შემთხვევაში მოლეკულები აღწევენ მიმღებს, ორივე დისკის ამონაჭრების გავლით. თუ ღერძს მოვიყვანთ ბრუნვით მოძრაობაში, მიმღებს მიაღწევენ მხოლოდ ის პირველი დისკის ამონაჭერში გავლილი მოლეკულები, რომლებიც ხარჯავენ დისკებს შორის გარბენისთვის დროს, რომელიც ტოლია ან ჯერადია დისკის ბრუნვის დროის. სხვა მოლეკულები კი დაბრკოლდებიან მეორე დისკით. დისკის ბრუნვის კუთხური სიჩქარის ცვლილებით, და მიმღებში მოხვედრილი მოლეკულების რიცხვის გაზომვით, შეიძლება დაკვირვებულ იქნას მოლეკულების სიჩქარეების მიხედვით განაწილების კანონი. ამ ცდამ ასევე დაამტკიცა მაქსველის განაწილების სამართლიანობა.

4.ავოგადროს მუდმივას ცდით განსაზღვრა. ფრანგმა მეცნიერმა ჟ.პერენმა, ისარგებლა რა მოლეკულების სიმაღლის მიხედვით განაწილების იდეით, ექსპერიმენტალურად განსაზღვრა ავოგადროს მუდმივას მნიშვნელობა. იკვლევდა რა, მიკროსკოპით ბროუნის მოძრაობას, იგი დარწმუნდა, რომ ბროუნის ნაწილაკები ნაწილდებიან სიმაღლის მიხედვით მსგავსად გაზის მოლეკულებისა სიმძიმის ველში. თუ მათ მივუსადაგებთ ბოლცმანის განიწილებას, შეიძლება ჩავწეროთ

$$n = n_0 \cdot e^{-\frac{(m-m_1)gh}{kT}},$$

სადაც, m -ნაწილაკის მასაა, m_1 -მის მიერ გამოდევნილი სითხის მასა; $m=(4/3)\pi r^3\rho$, $m_1=(4/3)\pi r^3\rho_1$ (r -ნაწილაკის რადიუსია, ρ -მისი სიმკვრივე, ρ_1 -სითხის სიმკვრივე).

თუ n_1 და n_2 - ნაწილაკთა კონცენტრაციაა h_1 და h_2 დონეზე, ხოლო $k=R/N_A$, მაშინ

$$N_A = \frac{3RT \ln(n_1/n_2)}{(4/3)\pi r^3 (\rho - \rho_1) g (h_2 - h_1)}.$$

პერენის შრომებიდან მიღებული N_A -ს მნიშვნელობა, სრულ შესაბამისობაში იყო სხვა ცდებში მიღებულ მნიშვნელობებებთან, რაც ადასტურებდა აღნიშნული განაწილების გამოყენებადობას ბროუნის ნაწილაკებისათვის.

გადატანის მოვლენები თერმოდინამიკურად არაწონასწორულ სისტემებში

თერმოდინამიკურად არაწონასწორულ სისტემებში წარმოიქმნება განსაკუთრებული *შუქცევადი პროცესები*, რომელთაც ეწოდებათ **გადატანითი მოვლენები**, რომელთა შედეგადაც ხდება ენერგიის, მასის, იმპულსის სივრცული გადატანა. გადატანის მოვლენებს მიეკუთვნება **სითბოგამტარობა** (გაპირობებულია *ენერგიის გადატანით*), **დიფუზია** (გაპირობებულია *მასის გადატანით*) და **შინაგანი ხახუნი** (გაპირობებულია *იმპულსის გადატანით*). სიმარტივისთვის

შემოვიფარგლებით *ერთგანზომილებიანი* გადატანის მოვლენებით. ათვლის სისტემა შევარჩიოთ ისე, რომ x -ღერძი იყოს მიმართული გადატანის მიმართულებით.

1.სითბოგამტარობა. თუ გაზის ერთ უბანში, მოლეკულების საშუალო კინეტიკური ენერგია მეტია ვიდრე მეორეში, მაშინ, დროის განმავლობაში, მოლეკულების მუდმივი შეჯახებების გამო ხდება მოლეკულების საშუალო კინეტიკური ენერგიების გათანაბრების პროცესი, ანუ სხვა სიტყვებით ტემპერატურების გათანაბრება.

სითბოს გადატანა, ენერგიის ფორმით, ემორჩილება **ფურიეს კანონს**:

$$j_E = -\lambda dT/dx, \quad (6)$$

სადაც j_E -სითბური ნაკადის სიმკვრივეა - სიდიდე, რომელიც განისაზღვრება, სითბური ფორმით დროის ერთეულში გადატანილი ენერგიით, x ღერძის პერპენდიკულარულ ერთეულოვან ფართზე, λ -სითბოგამტარობა, dT/dx -ტემპერატურის გრადიენტი, რომელიც ტოლია ტემპერატურის ცვლილების სიჩქარის, სიგრძის ერთეულზე x , ამ ფართის მიმართ პერპენდიკულარული მიმართულებით. ნიშანი „-“ მიუთითებს, რომ სითბოგამტარობისას ენერგია გადაიტანება ტემპერატურის კლების მიმართულებით (ამიტომაც j_E -ს და dT/dx -ის ნიშნები ურთიერთსაწინააღმდეგოა). სითბოგამტარობა λ რიცხობრივად ტოლია სითბური ნაკადის სიმკვრივის, როცა ტემპერატურის გრადიენტი ერთის ტოლია.

შეიძლება ჩვენება, რომ

$$\lambda = (1/3)c_v \rho \langle v \rangle \langle l \rangle, \quad (7)$$

სადაც c_v - გაზის ხვედრითი ტევადობაა მუდმივი მოცულობის დროს (სითბოს რაოდენობა, რომელიც საჭიროა მუდმივი მოცულობის დროს, 1კგ გაზის გასათბობად 1°K -ით), ρ - გაზის სიმკვრივე, $\langle v \rangle$ - მოლეკულების სითბური მოძრაობის საშუალო სიჩქარე, $\langle l \rangle$ - თავისუფალი განარბენის საშუალო სიგრძე.

2.დიფუზია. დიფუზიის მოვლენა მდგომარეობს იმაში, რომ ორი შემხები გაზის, სითხის და მყარი სხეულების ნაწილაკებიც კი, თავისთავად შეაღწევენ და შეერევნიან ერთმანეთს; დიფუზია დაიყვანება ამ სხეულების ნაწილაკების მასების გაცვლაზე, რომელიც წარმოიქმნება და გრძელდება, ვიდრე არსებობს სიმკვრივის გრადიენტი. მოლეკულურ-კინეტიკური თეორიის ჩამოყალიბებისას დიფუზიასთან დაკავშირებულ საკითხებში წარმოიქმნა წინააღმდეგობები. რადგან მოლეკულები მოძრაობენ დიდი სიჩქარეებით, დიფუზიაც უნდა მომხდარიყო ძალზე სწრაფად. თუ კი ოთახში გავხსნით ჭურჭელს სურნელოვანი ნივთიერებით, ვნახავთ, რომ სუნი ვრცელდება საკმარისად ნელა. მაგრამ აქ არ არის წინააღმდეგობა. რადგან, მოლეკულების

თავისუფალი განარბენის სიგრძე ატმოსფერული წნევისას მცირეა, სხვა მოლეკულებთან დაჯახებისას ძირითადად „დგანან“ ადგილზე.

ქიმიურად ერთგვაროვანი გაზისთვის დიფუზიის მოვლენა ემორჩილება ფიკის კანონს:

$$j_m = -Ddp/dx, \quad (8)$$

სადაც j_m - ნაკადის მასის სიმკვრივეა - სიდიდე, რომელიც განისაზღვრება ნივთიერების მასით, რომელიც დიფუნდირებს დროის ერთეულში, x ღერძის პერპენდიკულარულ ერთეულოვან ფართში, D - დიფუზია (დიფუზიის კოეფიციენტი), dp/dx - სიმკვრივის გრადიენტი, სიდიდე, ტოლი სიმკვრივის ცვლილების სიჩქარის x სიგრძის ერთეულზე, ამ ფართის ნორმალის მიმართულებით. ნიშანი „-“ მიუთითებს, რომ მასის გადატანა ხდება სიმკვრივის კლების მიმართულებით (ამიტომაც, j_m და dp/dx -ის ნიშნები ურთიერთ საწინააღმდეგოა). დიფუზია D რიცხობრივად ტოლია მასის ნაკადის სიმკვრივის, ერთეულოვანი სიმკვრივის გრადიენტისას. თანახმად გაზეზის კინეტიკური თეორიისა,

$$D = (1/3)\langle v \rangle \langle l \rangle. \quad (9)$$

3. შინაგანი ხახუნის (სიბლანტე). სხვადასხვა სიჩქარით მოძრავი გაზის (სითხის) პარალელურ ფენებს შორის შინაგანი ხახუნის წარმოქმნის მექანიზმი მდგომარეობს იმაში, რომ ქაოტური სითხური მოძრაობის გამო ფენებს შორის ხდება მოლეკულების გაცვლა, რის შედეგადაც სწრაფად მოძრავი ფენის იმპულსი მცირდება, ხოლო ნელად მოძრავის იზრდება, რასაც მივყავართ სწრაფად მოძრავი ფენის დამუხრუჭებასთან და ნელად მოძრავის - აჩქარებასთან.

ადრე მოყვანილი შინაგანი ხახუნის ძალა გაზის (სითხის) ორ ფენას შორის ემორჩილება ნიუტონის კანონს:

$$F = \eta \left| \frac{dv}{dx} \right| S, \quad (10)$$

სადაც η - დინამიკური სიბლანტეა (სიბლანტე), dv/dx - სიჩქარის გრადიენტი, რომელიც გვიჩვენებს სიჩქარის ცვლილების სისწრაფეს x მიმართულებით, ფენების მოძრაობის მიმართულების პერპენდიკულარულად, S -არის ფართი, რომელზეც მოქმედებს F ძალა.

ნიუტონის მეორე კანონის თანახმად ორი ფენის ურთიერთქმედება, შეიძლება განხილულ იქნას, როგორც პროცესი, რომლის დროსაც ერთი ფენიდან მეორეში დროის ერთეულში გადაეცემა მოდულით მოქმედი ძალის ტოლი იმპულსი. მაშინ გამოსახულება (10) შეიძლება წარმოვადგინოთ

$$j_p = -\eta dv/dx, \quad (11)$$

სახით, სადაც j_p -იმპულსის ნაკადის სიმკვრივე -არის სიდიდე, რომელიც განისაზღვრება დროის ერთეულში, x ღერძის დადებითი მიმართულებით გადატანილი სრული იმპულსით, ერთეულ ფართში, x ღერძის პერპენდიკულარული მიმართულებით, dv/dx - სიჩქარის გრადიენტი. „-“ ნიშანი მიუთითებს, რომ იმპულსი გადაიტანება სიჩქარის შემცირების მიმართულებით (ამიტომ j_p -ს და dv/dx -ის ნიშნები ურთიერთსაწინააღმდეგოა).

დინამიკური სიბლანტე η , რიცხობრივად ტოლია იმპულსის ნაკადის სიმკვრივის, ერთის ტოლი სიჩქარის გრადიენტისას; იგი გამოითვლება ფორმულით

$$\eta = (1/3)\rho \langle u \rangle \langle l \rangle. \quad (12)$$

გადატანის მოვლენების აღმწერ (11), (8) და (6) ფორმულების შედარებიდან გამოდის, რომ გადატანის ყველა მოვლენების კანონზომიერებები ერთმანეთის მსგავსია. ეს კანონები დადგენილ იქნა გაცილებით ადრე, ვიდრე ისინი იყვნენ დადგენილი და გამოყვანილი მოლეკულურ-კინეტიკური თეორიიდან, რომელმაც მოგვცა საშუალება დაგვედგინა, რომ გარეგნული მსგავსება მათი მათემატიკური გამოსახულებებისა, გაპირობებულია ამ მოვლენების საფუძველში ჩადებული მექანიზმების ერთიანობით-მოლეკულების ერთმანეთთან შერევით მათი ქაოტური მოძრაობისა და დაჯახების პროცესებში.

ფურიეს, ფიკის და ნიუტონის განხილული კანონები არ ხსნიან λ, D და η კოეფიციენტების მოლეკულურ-კინეტიკური აზრს. გადატანის კოეფიციენტების გამოსახულებები გამოიყვანება კინეტიკური თეორიიდან. ისინი ჩაწერილი არიან გამოყვანის გარეშე, რადგან გადატანის მოვლენების მკაცრი განხილვა საკმარისად რთულია, ხოლო ხარისხობრივს-დიდი აზრი არ აქვს. მე-(12), (9) და (7) ფორმულები ერთმანეთს უკავშირებენ გადატანის კოეფიციენტებს და მოლეკულების სითბური მოძრაობის მახასიათებლებს. ამ ფორმულებიდან გამოდის მარტივი დამოკიდებულებები λ, D და η -ს შორის.

$$\eta = \rho D$$

$$\lambda/(\eta c_v) = 1.$$

ამ ფორმულების გამოყენებით, შეგვიძლია ცდაზე ნაპოვნი ერთი სიდიდით განვსაზღვროთ სხვები.

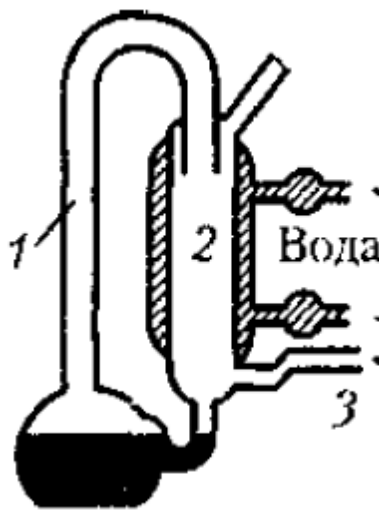
ვაკუუმი და მისი მიღების მეთოდები. ულტრაგაიშვიათებული გაზების თვისებები

თუ ჭურჭლიდან ამოვტუმბავთ გაზს, მაშინ წნევის შემცირებასთან ერთად მოლეკულების ერთმანეთთან დაჯახებათა რიცხვიც მცირდება, რასაც მივყავართ მათი თავისუფალი

განარბენის სიგრძის ზრდასთან. საკმარისად დიდი გაიშვიათებისას მოლეკულებს შორის შეჯახებები შედარებით იშვიათია, ამიტომ ძირითად როლს თამაშობენ მოლეკულების კედლებთან დაჯახება. **ვაკუუმი** ეწოდება გაზის მდგომარეობას, რომლის დროსაც თავისუფალი განარბენის საშუალო სიგრძე $\langle l \rangle$ სადარი ან მეტია ჭურჭლის მახასიათებელ ხაზოვან d ზომაზე, რომელშიც მოთავსებულია გაზი. დამოკიდებით $\langle l \rangle$ -სა და d -სგან, ანსხვავებენ **დაბალ** ($\langle l \rangle \gg d$), **საშუალო** ($\langle l \rangle \approx d$), **მაღალ** ($\langle l \rangle < d$) და **ზემაღალ** ($\langle l \rangle \ll d$) ვაკუუმს. გაზს მაღალი ვაკუუმის მდგომარეობაში უწოდებენ **ულტრაგაიშვიათებულს**.

ვაკუუმის შექმნის საკითხებს დიდი მნიშვნელობა აქვს ტექნიკაში, რადგან მაგალითად მრავალ თანამედროვე ელექტრონულ ხელსაწყოებში გამოიყენება ელექტრონული კონები, რომელთა ფორმირებაც შესაძლებელია მხოლოდ ვაკუუმის პირობებში. გაიშვიათების სხვადასხვა ხარისხის მისაღებად გამოიყენება **ვაკუუმური ტუმბოები**. დღევანდელ დღეს გამოიყენება ვაკუუმური ტუმბოები, რომელიც იძლევა საშუალებას მიღებულ იქნას წინასწარი გაიშვიათება (ფორვაკუმი) $\approx 0,13$ პა-მდე, ასევე ვაკუუმური ტუმბოები და ლაბორატორიული მოწყობილობები, რომლებიც იძლევიან საშუალებას $13,3$ მკპა - $1,33$ პპა (10^{-7} - 10^{-14} მმ.ვ.წყ.სვ.) წნევის მიღებისა.

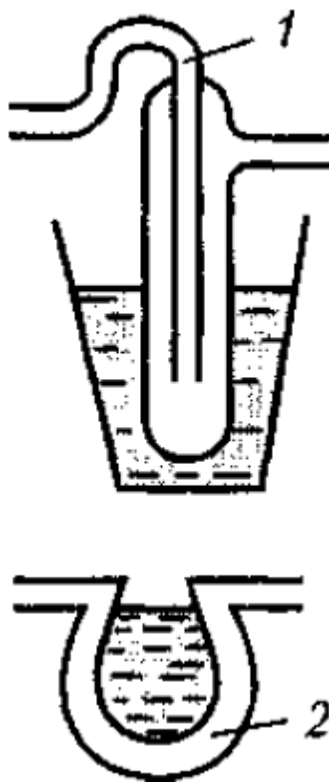
მაღალი ვაკუუმის მისაღებად გამოიყენებენ დიფუზიურ ტუმბოებს (მუშა ნივთიერებაა ვერცხლის წყალი ან ზეთი), რომელთაც არ შეუძლიათ გამოქაჩონ გაზი ჭურჭლიდან ატმოსფერული წნევიდან დაწყებული, მაგრამ შეუძლიათ შექმნან დამატებითი წნევათა სხვაობა, ამიტომ მათ იყენებენ ფორვაკუუმურ ტუმბოებთან ერთად. განვიხილოთ დიფუზიური ტუმბოს მოქმედების სქემა (სურ. 6). კოლბაში ხურდება ვერცხლისწყალი, რომლის ორთქლი



სურ. 6

იწევს რა მილში 1, დიდი სიჩქარით გამოვარდება საქშენიდან 2, მიიტაცებს რა გაზის მოლეკულებს ამოსატუმბი ჭურჭლიდან (მასში შექმნილია წინასწარი ვაკუუმი). ეს ორთქლი, ხვდება რა შემდგომ „წყლის პერანგში“, კონდენსირდება და ამოიწურება უკან რეზერვუარში, ხოლო მიტაცებული გაზი გამოდის სივრცეში (მილაკი 3-ით), რომელშიც უკვე შექმნილია ფორვაკუუმი. თუ გამოვიყენებთ მრავალსაფეხურიან ტუმბოებს (რამდენიმე მიმდევრობით განლაგებული საქშენი), მაშინ კარგი შემჭიდროებისას მათი საშუალებით შეიძლება რეალურად მიღებულ იქნას გაიშვიათება 10^{-7} მმ.ვწყ. სვ.-ამდე.

წნევის შემდგომ დასაწევად გამოიყენება ე.წ. „ხაფანგები“. დიფუზიურ ტუმბოსა და ამოსაქაჩ ობიექტს შორის ათავსებენ შემაერთებული მილის (ხაფანგი) სპეციალურ მოხრილ, მუხლს რომელსაც აცივებენ თხევადი აზოტით (სურ. 7). ვერცხლისწყლის (ზეთის) ორთქლი ასეთი ტემპერატურისას იყინება და წნევა გამოსაქაჩ ჭურჭელში მცირდება $\approx 1-2$ რიგით. აღწერილ ხაფანგებს უწოდებენ **გამაცივებლებს**; შეიძლება გამოყენებულ იქნან ასევე **არაგამაცივებლები ხაფანგებიც**. სპეციალური მუშა ნივთიერებას (მაგ. ალიუმოგელი) ათავსებენ შემაერთებული



სურ. 7

მილის ერთერთ წანაზარდში,ამოსაქაჩი ობიექტის მახლობლობაში, რომელშიც მხარდაჭერილია $\approx 300^{\circ}\text{C}$ ტემპერატურა. მაღალი ვაკუუმის მიღწევისას ალიუმოგელი ცივდება ოთახის t -ამდე,

რომელზეც იგი იწყებს სისტემაში არსებული ორთქლის შთანთქმას. ასეთი ხაფანგების უპირატესობა იმაში მდგომარეობს, რომ მისი საშუალებით, ამოსაქაჩ ობიექტებში, შეიძლება მაღალი ვაკუუმის დაჭერა, უშუალოდ გამოქაჩვის შემდეგაც, რამდენიმე დღე-ღამის განმავლობაშიც კი.

ულტრაგაიშვიათების შემთხვევაში, გაზის მოლეკულები ერთმანეთს პრაქტიკულად არ ეჯახებიან, ამიტომ ასეთ მდგომარეობაში ისინი არ განიცდიან შინაგან ხახუნს. შეჯახებების არ არსებობა ასევე აისახება სითბოგამტარობის მექანიზმზეც, ამ დროს მოლეკულების მიერ ენერგიის გადატანის მაგივრად, მრავალჯერადი დაჯახებების შედეგად, თითოეული მოლეკულას თვითონ გადააქვს ენერგია ჭურჭლის ერთი კედლიდან მეორემდე. ვაკუუმის მიერ, წნევის შემცირებისას სითბოგამტარობის შემცირების მოვლენა პრაქტიკაში გამოიყენება სითბური იზოლაციის შესაქმნელად.