

Niftalı QOCAYEV

ÜMUMİ FİZİKA KURSU

II Cild

MOLEKULAR FİZİKA

Universitetlər üçün dərslik

*Dərslik Azərbaycan Respublikası Təhsil Nazirliyinin
01 aprel 2008-ci il tarixli 397 sayılı əmri ilə tövsiyə
olunmuşdur.*

Bakı - 2008



Qafqaz Universiteti Nəşri

Nəşr №: 30

Prof. Niftalı QOCAYEV

ÜMUMİ FİZİKA KURSU

II cild

MOLEKULYAR FİZİKA

Universitetlər üçün dərslik

DƏRSLİYƏ RƏY VERƏNLƏR:

Prof. Bəhram ƏSGƏROV

*Azərbaycan MEA-nın akademiki,
BDU-nun "Bərk cisimlər" kafedrasının müdiri*

Prof. Eldar MƏSİMOV

BDU-nun "Maddə quruluşu" kafedrasının müdiri

ELMİ REDAKTOR:

Prof. Adil MAHMUDOV

DİZAYN:

Sahib KAZIMOV

*Qafqaz Universiteti Nəşriyyat Komissiyasının 11.03.2008-ci il tarixli
Ç-QU-10000-000/008 sayılı təklifi və Elmi Şurasının 15.03.2008 tarix, 2008/61.04
sayılı qərarıyla Universitet nəşri olaraq çap olunmasına qərar verilmişdir.*

Q..... – 2008
.....

© Qocayev Niftalı Mehralı oğlu, Bakı, 2008

Oxuculara təqdim olunan bu dərslik müəllifin Bakı Dövlət universitetinin fizika fakültəsində 50 ilə yaxın müddətində oxuduğu mühazirələr əsasında yazılmışdır. Burada molekulyar fizika və termodinamikanın əsasları müasir proqrama uyğun olaraq sıx əlaqəli vahid bir kurs kimi şərh olunur.

Dərslikdə molekulyar-kinetik nəzəriyyə, molekulların sürətlərə görə paylanması (Maksvel paylanması), termodinamikanın qanunları və onların tətbiqləri, real qazlar, mayələr, bərk cisimlər və onlarda baş verən fiziki hadisələr, həmçinin bəzi kinetik hadisələr (köçürmə hadisələri) proqrama tam uyğun olaraq müasir səviyyədə təhlil olunmuşdur.

Kitab Universitetlərin fizika fakültələrinin birinci kurs bakalavrları üçün dərslik olmaqla yanaşı, eyni zamanda magistrələr və molekulyar fizika ilə maraqlanan hər kəs üçün də faydalı ola bilər.

MÜNDƏRİCAT

ÖN SÖZ.....	11
-------------	----

I FƏSİL

BƏZİ QISA MƏLUMATLAR.....	13
1.1. MOLEKULYAR FİZİKANIN MÖVZUSU	13
1.2. ATOM VƏ MOLEKULLARIN QURULUŞU HAQQINDA QISA MƏLUMAT	17
1.3. MOLEKULLARARASI QARŞILIQLI TƏSİR.....	20
1.4. MADDƏNİN AQREQAT HALLARI	23

II FƏSİL

İDEAL QAZIN STATİSTİK NƏZƏRİYYƏSİ (MOLEKULYAR- KİNETİK NƏZƏRİYYƏ).....	27
2.1. MOLEKULYAR-KİNETİK NƏZƏRİYYƏNİN ƏSAS MÜDDƏALARI.....	27
2.2. İDEAL QAZ MODELİ	29
2.3. TEMPERATUR ANLAYIŞI. İSTİLİK TARAZLIĞI.....	31
2.4. QAZIN TƏZYİQİ	32
2.5. MOLEKULYAR-KİNETİK NƏZƏRİYYƏNİN ƏSAS TƏNLİYİ	34
2.6. MOLEKULYAR-KİNETİK NƏZƏRİYYƏNİN ƏSAS TƏNLİYİNDƏN ALINAN NƏTİCƏLƏR.....	38
2.7. TEMPERATURUN ÖLÇÜLMƏSİ. TEMPERATUR VAHİDLƏRİ.....	45
2.8. BROUN HƏRƏKƏTİNİN NƏZƏRİYYƏSİ.....	52
2.9. FIRLANMA BROUN HƏRƏKƏTİ	59
2.10. MOLEKULYAR HƏRƏKƏTİN XARAKTERİSTİKALARI	61

2.11. TOQQUŞMALARIN ORTA SAYI.....	64
2.12. MOLEKULUN SƏRBƏST YOLU. SƏRBƏST YOLUN ORTA UZUNLUĞU.....	67
2.13. SƏRBƏST YOLUN ORTA UZUNLUĞUNUN TƏCRÜBİ YOLLA TƏYİNİ	70
2.14. MOLEKULLARIN SÜRƏTİNİN TƏCRÜBİ YOLLA TƏYİNİ (ŞTERN TƏCRÜBƏSİ)	72
2.15. BAROMETRİK DÜSTUR	75
2.16. PERREN TƏCRÜBƏSİ.....	79
2.17. MOLEKULLARIN SÜRƏTLƏRƏ GÖRƏ PAYLANMASI. PAYLANMA FUNKSİYASI.....	81
2.18. EHTİMAL. EHTİMAL SIXLIĞI.....	83
2.19. EHTİMAL VƏ ORTA QİYMƏT	85
2.20. MOLEKULLARIN SÜRƏT TOPLANANLARINA GÖRƏ PAYLANMASI.....	86
2.21. SÜRƏTLƏRİN QİYMƏTLƏRİNƏ GÖRƏ PAYLANMASI (MAKSVEL PAYLANMASI).....	91
2.22. NİSBİ SÜRƏTLƏ İFADƏ OLUNAN MAKSVEL PAYLANMASI.....	98
2.23. MAKSVEL PAYLANMASININ TƏCRÜBİ TƏSDİQİ. LAMMERT-ELDRİC TƏCRÜBƏLƏRİ.....	99
2.24. MAKSVEL-BOLSMAN PAYLANMASI.....	101

III FƏSİL

TERMODİNAMİKANIN BİRİNCİ QANUNU VƏ ONUN İDEAL QAZA TƏTBİQİ	103
3.1. SİSTEM VƏ ONUN HALI. PROSES	104
3.2. TARAŞLIQLI VƏ TARAŞLIQSIZ PROSESLƏR	106
3.3. DÖNƏN VƏ DÖNMƏYƏN PROSESLƏR.....	107
3.4. QAZIN GENİŞLƏNMƏSİ VƏ SIXILMASI ZAMANI GÖRÜLƏN İŞ	109
3.5. DAXİLİ ENERJİ.....	113
3.6. İSTİLİK MİQDARI	114
3.7. TERMODİNAMİKANIN BİRİNCİ QANUNU	115
3.8. ENTALPIYA.....	118

3.9. İSTİLİK TUTUMU. SABİT HƏCMDƏ VƏ SABİT TƏZYİQDƏ İSTİLİK TUTUMU	119
3.10. TERMODİNAMİKANIN BİRİNCİ QANUNUNUN İDEAL QAZA TƏTBİQİ.....	121
3.11. İDEAL QAZIN İSTİLİK TUTUMU.	124
3.12. İDEAL QAZIN İSTİLİK TUTUMUNUN KVANT NƏZƏRİYYƏSİ HAQQINDA QISA MƏLUMAT.....	129
3.13. TERMODİNAMİKANIN BİRİNCİ QANUNUNUN İDEAL QAZDA BAŞ VERƏN PROSESLƏRƏ TƏTBİQİ.	132
3.14. İDEAL QAZIN BOŞLUĞA GENİŞLƏNMƏSİ.....	132
3.15. İZOTERMİK PROSES	133
3.16. İZOBARİK PROSES	135
3.17. ADİABATİK PROSES. ADİABAT TƏNLİYİ.....	136
3.18. POLİTROPİK PROSES	139

IV FƏSİL

TERMODİNAMİKANIN İKİNCİ VƏ ÜÇÜNCÜ QANUNLARI 143

4.1. TERMODİNAMİKANIN İKİNCİ QANUNU.....	143
4.2. KARNO MAŞINI. DAİRƏVİ KARNO PROSESİ.....	146
4.3. KARNO PROSESİNİN GEDİŞİ. KARNO MAŞINININ FAYDALI İŞ ƏMSALI	151
4.4. KARNONUN BİRİNCİ TEOREMİ.....	156
4.5. KARNONUN İKİNCİ TEOREMİ.....	158
4.6. GƏTİRİLMİŞ İSTİLİK. KLAUZİUS BƏRABƏRSİZLİYİ.....	161
4.7. ENTROPİYA	163
4.8. ENTROPİYANIN HESABLANMASI.....	164
4.9. ENTROPİYANIN FİZİKİ MƏNASI. BOLSMAN DÜSTURU.....	170
4.10. ENTROPİYA VƏ SƏRBƏST ENERJİ.	176
4.11. TERMODİNAMİK TEMPERATUR ŞKALASI.....	178
4.12. «MƏNFİ TEMPERATUR».....	181
4.13. TERMODİNAMİKANIN İKİNCİ QANUNUNUN STATİSTİK MAHİYYƏTİ.....	183
4.14. TERMODİNAMİKANIN İKİNCİ QANUNUNUN FƏLSƏFİ MƏNASI.....	186
4.15. TERMODİNAMİKANIN ÜÇÜNCÜ QANUNU (NERNST PRİNSİPİ).....	188

V FƏSİL

REAL QAZLAR VƏ MAYELƏR..... 193

5.1. MOLEKULLARARASI QARŞILIQLI TƏSİR QÜVVƏLƏRİ	193
5.2. MOLEKULLARARASI İNDUKSİON QARŞILIQLI TƏSİR.....	198
5.3. MOLEKULLARARASI ORİENTASİON QARŞILIQLI TƏSİR.....	200
5.4. MOLEKULLARARASI DİSPERSİON QARŞILIQLI TƏSİR.....	201
5.5. MOLEKULLARARASI QARŞILIQLI TƏSİR ENERJİSİ. LENNARD-CONS POTENSİALI.....	202
5.6. HİDROGEN RABİTƏSİ.....	204
5.7. MADDƏNİN AQREQAT HALLARI	207
5.8. QAZ HALINDAN MAYE HALINA KEÇİD. TƏCRÜBİ İZOTERMLƏR.....	211
5.9. BİRİNCİ NÖV FAZA KEÇİDİ.....	215
5.10. REAL QAZIN HAL TƏNLİYİ. VAN DER VAALS TƏNLİYİ.....	215
5.11. VAN DER VAALS İZOTERMLƏRİ. BÖHRAN HAL	222
5.12. MAKSVELL QAYDASI	228
5.13. GƏTİRİLMİŞ HAL TƏNLİYİ.....	230
5.14. REAL QAZIN DAXİLİ ENERJİSİ.....	231
5.15. REAL QAZIN BOŞLUĞA GENİŞLƏNMƏSİ	233
5.16. COUL-TOMSON EFFEKTİ.....	234
5.17. QAZLARIN MAYELƏŞMƏSİ	243
5.18. MAYELƏRDƏ SƏTHİ GƏRİLMƏ	248
5.19. İKİ MÜXTƏLİF MAYENİN SƏRHƏD SƏTHİNDƏ TARAZLIQ ŞƏRTİ. KƏNAR BUCAQ.	260
5.20. BƏRK CİSİM-MAYE SƏRHƏD SƏTHİNDƏ TARAZLIQ ŞƏRTİ	263
5.21. SƏTHİN ƏYRİLİYİ İLƏ ƏLAQƏDAR MEYDANA GƏLƏN TƏZYİQ	267
5.22. KAPİLLYARLIQ	272
5.23. ADSORBSİYA. SƏTHİ FƏAL MADDƏLƏR.	275
5.24. MAYELƏRİN BUXARLANMASI VƏ QAYNAMASI.....	276
5.25. DOYMUŞ BUXAR TƏZYİQİNİN TEMPERATURDAN ASILILIĞI. KLAUZİUS-KLAPEYRON TƏNLİYİ	286
5.26. MAYELƏRİN QAYNAMASI	291
5.27. MAYENİN İFRAT QIZMASI. BUXARIN İFRAT DOYMASI.....	294
5.28. MAYE KRİSTALLAR. MAYE KRİSTALLARIN NÖVLƏRİ.....	301

5.29. MƏHLULLAR.....	306
5.30. MƏHLUL ÜZƏRİNDƏKİ DOYMUŞ BUXAR TƏZYİQİ. RAUL QANUNU	309
5.31. HENRİ QANUNU	311
5.32. MƏHLULUN QAYNAMA TEMPERATURU	312
5.33. OSMOTİK TƏZYİQ	313

VI FƏSİL

BƏRK CİSİMLƏR	315
6.1. MOLEKULUN SİMMETRİYA ELEMENTLƏRİ.....	316
6.2. ASİMMETRİK MOLEKUL. AYNA SİMMETRİYASI	322
6.3. KRİSTAL QƏFƏSİ.....	324
6.4. KRİSTALLOQRAFİK KOORDİNAT SİSTEMİ. KRİSTAL MÜSTƏVİSİ, MİLLER İNDEKSLƏRİ.....	335
6.5. KRİSTALDAXİLİ QÜVVƏLƏR. KRİSTAL QƏFƏSİNİN QURULUŞU İLƏ FİZİKİ XASSƏLƏRİ ARASINDAKI ƏLAQƏ	337
6.6. KRİSTALIN DEFEKT LƏRİ	342
6.7. BƏRK CİSMİN İSTİLİK TUTUMU	346
6.8. BƏRK CİSMİN İSTİLİK TUTUMUNUN KVANT NƏZƏRİYYƏSİ ..	349
6.9. BƏRK CİSMİN İSTİLİK TUTUMUNUN DEBAY NƏZƏRİYYƏSİ ..	354
6.10. KRİSTALLAŞMA. ƏRİMƏ VƏ SUBLİMASİYA.....	359
6.11. FAZA DİAQRAMLARI. ÜÇORTAQLI NÖQTƏ	369
6.12. ANOMAL MADDƏLƏR. POLİMORFİZM.....	371
6.13. İKİNCİ NÖV FAZA KEÇİDLƏRİ	372
6.14. HELİUM I $\Rightarrow$ HELİUM II FAZA KEÇİDİ	374

VII FƏSİL

KİNETİK HADİSƏLƏR (KÖÇÜRMƏ HADİSƏLƏRİ).....	379
7.1. QƏRARLAŞMIŞ İSTİLİKKEÇİRMƏ	381
7.2. QEYRİ-STASİONAR İSTİLİKKEÇİRMƏ	389
7.3. DİFFUZİYA	392
7.4. STASİONAR DİFFUZİYA.....	393
7.5. QARŞILIQLI DİFFUZİYA.....	396

7.6. QEYRİ-STASİONAR DİFFUZİYA	399
7.7. TERMODİFFUZİYA	402
7.8. DAXİLİ SÜRTÜNMƏ. ÖZLÜLÜK	406
7.9. KÖÇÜRMƏ ƏMSALLARI ARASINDA ƏLAQƏLƏR	410
7.10. KÖÇÜRMƏ TƏNLIYI	413
7.11. MAYELƏRDƏ KÖÇÜRMƏ HADİSƏLƏRİ	414
7.12. BƏRK CİSİMLƏRDƏ KÖÇÜRMƏ HADİSƏLƏRİ	418
7.13. SEYRƏKLƏŞDİRİLMİŞ QAZLARDA KÖÇÜRMƏ HADİSƏLƏRİ ..	420
7.14. EFUZİYA. MOLEKULYAR EFUZİYA	424
7.15. İSTİLİK EFUZİYASI	426
7.16. İZOTERMİK EFUZİYA	428
7.17. RADİOMETRİK HADİSƏ	429
 ƏDƏBİYYAT	 431

ÖN SÖZ

Fizika ixtisasına yiyələnmək istəyən gənclərin ixtisas üzrə dünya görüşünün formalaşmasında Ümumi fizikanın müstəsna rolu var. Orta məktəbdə bu və ya digər fiziki hadisələr haqqında ümumi biliklər əldə etmiş gənclər, ümumi fizikanın köməkliyi ilə universitetdə bu hadisələrin dərinliklərinə varmaqla, onları təfsilatı ilə öyrənir, hadisələrin riyazi modellərini qurmaqla biliklərini daha da dərinləşdirir, özlərini daha mürəkkəb fiziki hadisələri dərk etməyə, daha yüksək səviyyəli nəzəri kursları öyrənməyə hazırlayırlar. Ona görə də, tələbələrin istifadə edəcəyi dərslilər istər elmi, istərsə də pedaqoji yöndən bu yüksək tələbata cavab verəcək səviyyədə olmalıdır. Bu səbəbdən, “Ümumi fizika” üzrə dərslilik yazmaq arzusunda olan hər kəs, öz üzərinə götürdüyü yüksək məsuliyyəti lazımınca dərk etməli, dərslili yazmağa başlamazdan əvvəl öz elmi-pedaqoji imkanlarını və bu sahədəki səriştəliliyini dərinlən nəzərdən keçirməli və yalnız müsbət qənaətə gəldikdən sonra belə məsul işə başlamalıdır. Əlyazma hazır olduqdan sonra isə, onu, yalnız səriştəli mütəxəssislərin süzgəcindən keçirdikdən sonra çapa təqdim etmək olar. Bunlar mənim şəxsi qənaətim olduğundan, Ümumi fizikanın “Molekulyar fizika” bölməsi üzrə dərslilik yazmağa başlamazdan əvvəl, bu tələblərə özünütənqid mövqedən yanaşdıqdan sonra fəaliyyətə başladım. Əlyazma hazır olduqdan sonra, onu birbaşa aidiyyəti olan mütəxəssislərə verərək, onlardan tənqidi qeyd və məsləhətlərini bildirmələrini xahiş etdim. Sərəncamınızda olan bu dərslilik, məhz belə ciddi süzgəclərdən keçdikdən sonra işıq üzə görmüşdür. Bununla bərabər, oxucuların tənqid və təkliflərinin ola biləcəyini də istisna etmirəm. Belə təklifləri mənə göndərəcək oxuculara əvvəlcədən minnətdarlığımı bildirirəm.

Dərsliliyin əsasını, “Molekulyar fizika” üzrə 50 ilə yaxın müddətdə Bakı Dövlət Universitetinin fizika fakültəsində, 5 il İstanbul və Ərzurum Atatürk universitetlərinin Fən fakültələrində, 2007-2008-ci tədris ilində isə Qafqaz universitetinin “Riyaziyyat və fizika” bölümündə oxuduğum mühazirələr təşkil edir.

Dərsliliyin ərsəyə gəlməsində, müəllifdən başqa digər şəxslərin də əməyi danılmazdır. Kitabın yazılması və nəşrə hazırlanması zamanı öz qeydləri və faydalı məsləhətləri ilə onun səviyyəsinin yüksəlməsinə kömək etmiş BDU-nun “Bərk cisimlər fizikası” kafedrasının müdiri, akademik Bəhram Əsgərova, “Optika və molekulyar fizika” kafedrasının müdiri, fizika-riyaziyyat

elmləri doktoru, prof. Faiq Əhmədova, “Maddə quruluşu” kafedrasının müdiri, fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, prof. Eldar Məsimova, “Kristalloqrafiya, mineralogiya və geokimya” kafedrasının müdiri, geologiya-mineralogiya elmləri doktoru, prof. Məmməd Çıraqova və fizika-riyaziyyat elmləri namizədi, dosent Hakim Abbasova dərin təşəkkürümü bildirirəm.

Dərslərin elmi redaktoru, fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, prof. Adil Mahmudova əlyazmanı redaktə edərkən çəkdiyi böyük zəhmətə və verdiyi faydalı məsləhətlərə görə dərin minnətdarlığımı bildirirəm. Kitabı çapa hazırlayarkən dizayn və tərtib işlərində göstərdikləri köməyə görə BDU-nun əməkdaşları, fizika-riyaziyyat elmləri namizədi, dos. Lalə Vəliyevaya, fizika-riyaziyyat elmləri namizədi Məcid Qocayevə, BDU nəzdindəki “Fizika Problemləri” elmi-tədqiqat institutunun əməkdaşları Ülker Ağayeva və Xavər Həsənovaya, Qafqaz universitetinin əməkdaşları Ramil Hacıyevə və Sahib Kazımova təşəkkür edirəm.

Prof. Niftalı Qocayev

Qafqaz Universiteti,
Bakı Dövlət Universiteti.
Bakı, 2008-ci il.

Təhsil millətin gələcəyidir

*Təhsil hər bir dövlətin, ölkənin,
cəmiyyətin həyatının, fəaliyyətinin
mühüm bir sahəsidir. Cəmiyyət
təhsilsiz inkişaf edə bilməz.*

Heydər ƏLİYEV

*Azərbaycan Respublikasının
Ünvanlı Lideri*

*Təhsil Azərbaycanın davamlı
inkişaf strategiyasının ən öncül
istiqamətlərindən biridir*

*Təhsil hər bir ölkənin gələcəyini
müəyyən edir.*

İlham ƏLİYEV

*Azərbaycan Respublikasının
Prezidenti*

I FƏSİL

BƏZİ QISA MƏLUMATLAR

1.1. MOLEKULAR FİZİKANIN MÖVZUSU

Mexanikada cisim, yalnız həcmi və kütləsi ilə xarakterizə olunur, onun daxili quruluşunu və halını müəyyən edən digər parametrlər - temperatur, təzyiq və sair mexanika üçün əhəmiyyət kəsb etmir. Mexanikada cismə müəyyən həcmli səlt maddə kimi baxılır. Cismin kütləsi və ona təsir edən yekun qüvvə məlum olduqda, tərtib olunmuş hərəkət tənliyini başlanğıc şərtlər daxilində həll etməklə, cismin hərəkətini xarakterizə edən bütün fiziki kəmiyyətləri müəyyən etmək olur. Lakin, elə fiziki hadisələr var ki, onları öyrənmək üçün maddənin daxili quruluşunu və onun halını müəyyən edən makroskopik parametrləri - temperatur, təzyiq, daxili enerji və sairələri bilmək, həmçinin, bunlar arasında əlaqə yaratmaq lazım gəlir. Fizikanın bu bölməsi *molekulyar fizika* adlanır. Bir qədər konkret desək, molekulyar fizika - maddənin daxili quruluşuna və onu təşkil edən hissəciklərin (*atom və molekulaların*) hərəkət qanunlarına əsaslanaraq onun xassələrini, müxtəlif aqrekat halları arasında baş verən keçidlərin qanunauyğunluqlarını, müəyyən xarici təsirlər nəticəsində baş verən fiziki hadisələri və sairələri öyrənməklə məşğuldur. Molekulyar fizika bəhsində elə fiziki hadisələrlə rastlaşırıq ki, onları öyrənmək üçün, hətta atom və molekulaların özlərinin də daxili quruluşlarını bilmək lazım gəlir. Molekul və atomun daxili quruluşu yuxarı kurslarda tədris olunan atom fizikası və kvant mexanikasında təfəsilatı ilə öyrənildiyindən, həmin anlayışlara ehtiyac duyulan yerlərdə onlar haqqında yalnız hazır məlumatları verməklə kifayətlənəcəyik.

Molekulyar fizika, çoxlu sayda hissəciklərdən (*atom və molekullardan*) ibarət olan sistemləri və bu sistemlərdə baş verən hadisələri öyrəndiyinə görə, belə sistemlər üçün səciyyəvi olan bəzi məsələlər üzərində dayanmaq lazımdır. Onu da qeyd edək ki, sistemin çoxlu sayda hissəciklərdən ibarət olması, onun daxilində baş verən prosesləri öyrənmək üçün xüsusi metodlardan istifadə etmək zəruriyyəti yaradır. Bu səbəbdən, mümkün olan belə metodlar haqqında qısa məlumat verək. Həmin metodlar aşağıdakılardır: ***dinamik metod, statistik metod və termodinamik metod.***

Dinamik metod. İlk baxışda bizə elə gəlir ki, guya çoxlu sayda hissəciklərdən ibarət sistemlərdə baş verən hadisələri öyrənmək çətin iş deyildir. Doğrudan da, qarşıya qoyulan məsələni həll etmək üçün, sistemi təşkil edən hissəciklərdən hər birinin kütləsini və ona təsir edən yekun qüvvəni bilmək kifayətdir. Çünki, hissəciklərin hər biri üçün hərəkət tənliyini (*Nyutonun 2-ci qanununun riyazi ifadəsini*) tərtib etdikdən sonra alınan diferensial tənliklər sistemini başlanğıc şərtlər daxilində həll etməklə, sistemə daxil olan hissəciklərdən hər birinin yerdəyişmə vektorunun zamandan asılılığı, yəni $\vec{r} = \vec{r}(t)$ asılılığı müəyyən oluna bilər. $\vec{r}(t)$ -dən zamana görə birinci tərtib törəmə alsaq, maddi hissəciyin sürətini, ikinci tərtib törəmə alsaq isə təcilini təyin edə bilərik. Bu kəmiyyətləri bildikdən sonra maddi hissəciyin impulsunu (*hərəkət miqdarını*), kinetik enerjisini və onun hərəkətini xarakterizə edən digər fiziki kəmiyyətləri müəyyən etmək olar. Məsələnin belə həll metodu ***dinamik metod*** adlanır.

Dinamik metod ilk baxışda cəzbedici görünür. Lakin, deyilənləri axıra-dək icra etmək o qədər də asan məsələ deyildir. Bu yolda qarşıma iki ciddi çətinlik çıxır. Bunlardan biri, baxılan sistemlərin (*cisimlərin*) çoxlu sayda hissəciklərdən ibarət olmasıdır - ən kiçik makroskopik sistem olan 1 qram-mol maddə təxminən 10^{23} molekuldan ibarətdir. Bu sistemi dinamik üsulla öyrənmək üçün, bütün molekulaların koordinat (x_i, y_i, z_i) və impulslarını (K_x, K_y, K_z) müəyyənləşdirmək lazımdır. Qarşıya qoyulan bu məsələni həll etmək üçün 6×10^{23} tənlik tərtib edərək, onları həll etmək lazımdır. Tərtib olunan çoxlu sayda diferensial tənliklərdən ibarət mürəkkəb sistemi həll etmək üçün, hər molekulun halını müəyyənləşdirən başlanğıc şərtlərini – müəyyən bir anda molekulaların koordinat və impulslarının qiymətlərini bilməliyik. Bu isə özü-özlüyündə çox müşkül məsələdir. Bu çətinliyi nümayiş etdirən sadə bir misala nəzər salaq. Tutaq ki, normal şəraitdəki 1 sm^3 qaz molekulalarının, yəni təxminən $2,7 \times 10^{19}$ sayda molekulun hərəkətini öyrənmək tələb olunur. Hər molekul 3 fəza koordinatı (x, y, z) və sürətinin 3 toplananı ilə, yəni 6

kəmiyyətlə xarakterizə olunur. Deməli, baxdığımız sistemin (1 sm^3 qazın) hər hansı andakı halını xarakterizə etmək üçün $6 \times 2,7 \times 10^{19}$ sayda kəmiyyət müəyyən etmək lazımdır. Bir saniyədə 1 milyon əməliyyat aparan kompüterdən istifadə etsək, qarşımıza qoyduğumuz bu məsələni illər boyunca fasiləsiz işləməklə həll edə bilərik. Bu isə, praktik cəhətdən tamamilə əlverişsiz olmaqla yanaşı, ağıla sığmayan işdir. Ən yaxşı halda, müasir kompüterlərdən istifadə etməklə, təxminən milyon molekuldan ibarət olan sistemin hərəkətini dinamik metodla öyrənmək mümkündür. Deməli, hissəciklərinin sayı milyondan qat-qat çox olan sistemlərin öyrənilməsi ilə məşğul olan molekulyar fizika üçün dinamik metod tamamilə əlverişsizdir.

İkinci çətinlik birincidən az əhəmiyyətli deyildir. Məsələ ondadır ki, hətta müasir kompüterlərlə mümkünsüz məsələni həll edə bilsək də, yəni hədsiz dərəcədə çoxlu sayda molekulların koordinat və impulslarından ibarət nəhəng cədvəl tərtib etsək də, bu cədvəl bir şeyə yaramaz. Çünki, əldə etdiyimiz rəqəmlər “dəryasından” istifadə etməklə, sistemin halını xarakterizə edən makroskopik parametrlər (həcm, təzyiq, temperatur) arasındakı əlaqələri müəyyən etmək, praktik olaraq mümkün deyildir.

Statistik metod. Yuxarıdakı qısa şərhədən göründüyü kimi, dinamik metod çoxlu sayda hissəciklərdən ibarət olan sistemdə gedən prosesləri öyrənmək üçün tamamilə əlverişsizdir. Başqa sözlə desək, belə sistemlərdə gedən fiziki prosesləri öyrənmək üçün, sistemi təşkil edən hər bir hissəciyi, yalnız onu xarakterizə edən fərdi fiziki kəmiyyətlərlə təsvir etməklə hissəciyin fərdi hərəkətini müəyyənləşdirmək yolu - dinamik metod yaramır.

Çoxlu sayda hissəciklərdən ibarət sistemləri, ayrı-ayrı hissəciklərə aid fərdi kəmiyyətlərlə deyil, hissəciklər toplusuna, yəni bütövlüklə sistemə xas olan kəmiyyətlərlə xarakterizə etdikdə, ümid verici nəticələr alınır. Belə sistemlər statistik qanunlara tabedir. Sistemi təşkil edən hissəciklərin sayı çox olduqca, statistik yolla əldə edilən nəticələr daha etibarlı olur. Statistik sistemlərdə mövcud olan qanunlar, ehtimal nəzəriyyəsinə əsaslanaraq statistik metodla müəyyənləşdirilir. Bu metodla az miqdarda hissəciklərdən ibarət sistemlərdə gedən fiziki prosesləri öyrənmək olmaz. Statistika, sistemi təşkil edən hissəciklərdən hər biri, hissəciklər toplusunun orta xarakteristikaları ilə təsvir olunur. Məsələn, statistik metodda söhbət ayrı-ayrı hissəciklərin (*fərdi hissəciklərin*) enerjisindən deyil, bir hissəciyə düşən orta enerjiden gedir.

Termodinamik metod. Bir az əvvəl qeyd etdiyimiz kimi, statistik metodla yalnız çoxlu sayda hissəciklərdən ibarət olan sistemləri tədqiq etmək

olar, başqa sözlə, statistik metodun əsasını sistemdəki hissəciklər sayının kifayət qədər çox olması təşkil edir. Bu növ sistemlərdə baş verən fiziki hadisələri başqa metodla da öyrənmək mümkündür.

Müəyyən olunmuşdur ki, sistemdə baş verən hadisələrin daxili mexanizminə fikir vermədən də, sistemi bütövlükdə xarakterizə edən makroskopik fiziki kəmiyyətləri və onlar arasındakı əlaqələri müəyyən etmək mümkündür. Belə yanaşma üsulu **termodinamik metod** adlanır.

Termodinamik metodun mümkünlüyü, sistemin çoxlu sayda hissəciklərdən ibarət olmasındadır. Bu mümkünlük onunla əlaqədardır ki, çoxlu sayda hissəciklərdən ibarət sistemin termodinamik tarazlıq halında, sistemin halını xarakterizə edən makroskopik parametrlər, onu təşkil edən hissəciklərin koordinat və impulslara görə ilkin paylanma detallarına qarşı həssas deyildir. Termodinamik tarazlıqdakı sistemin təcrübi yolla ölçülmüş parametrləri (*temperatur, təzyiq və sair*) sistemin orta xarakteristikaları olmaqla yanaşı, hal parametrləridir. Sistemin makroskopik xarakteristikası olan hal parametrləri onun, yalnız verilmiş konkret halını xarakterizə edir, onun bu hala haradan və hansı yolla gəlməsindən asılı deyildir. Məsələn, sistemin temperaturu 15 kelvindirə, sistemin soyudulma, yaxud qızdırılma yolu ilə, izotermik, yoxsa adiabatik və sair proseslərdən hansını icra etməklə bu hala gəlməsinin 15 kelvinə heç bir daxili yoxdur. Vacib olanı odur ki, verilmiş anda sistemin temperaturu 15 kelvindir. Eyni sözləri, təzyiq haqqında da demək olar. Deyilənlərdən də göründüyü kimi, p və T tarazlıqda olan makrosistemin halını təsvir edən hal parametrləridir.

Termodinamik metodda, sistemin halını xarakterizə edən müəyyən makroskopik kəmiyyətlər – temperatur, təzyiq, daxili enerji və sair arasında mövcud olan əlaqələr müəyyənləşdirilir. Məsələn, müəyyən qaz kütləsini üç makroskopik fiziki kəmiyyətlə - həcm, temperatur və təzyiqlə xarakterizə edərək, təcrübi yolla bunlar arasında əlaqə yaratmaq mümkündür: Boyle-Mariot, Gey-Lüssaq və sair qanunlar, məhz bu kəmiyyətlər arasında əlaqə yaradan qanunlardır.

Bir az əvvəl qeyd etdiyimiz kimi, haqqında söhbət etdiyimiz məsələləri statistik metodla da həll etmək mümkündür. Deməli, statistik və termodinamik metodlar eyni məsələləri müxtəlif yollarla həll edən metodlardır. Onu da unutmaq olmaz ki, bu metodlardan hər birinin özünə məxsus xüsusiyyətləri var. Məsələn, termodinamikada $pV = RT$ ifadəsi təcrübi yolla, statistik fizikada isə nəzəri olaraq ($p = nkT$ şəklində) müəyyənləşdirilir.

Buradakı hər iki ifadə eyni məna daşıyır. Doğrudan da, N - bir mol qazdakı molekulaların sayını, V isə 1 mol qazın həcmi ifadə etdiyindən, vahid həcmdəki molekulaların sayı: $n = N/V$ olar. $Nk = R$ yazsaq, $P = nkT/V = RT/V$, yəni $pV = RT$ olur.

1.2. ATOM VƏ MOLEKULLARIN QURULUŞU HAQQINDA QISA MƏLUMAT

Maddə, atom və molekulardan ibarət olduğundan, onun daxilində gedən proseslərin bu hissəciklərin quruluşu ilə əlaqədar olan tərəflərini öyrənmək üçün, atom və molekulaların quruluşu haqqında məlumatımız olmalıdır. Bunu nəzərə alaraq, atom və molekulaların quruluşu haqqında gələcəkdə bizə lazım olacaq bəzi məlumatlarla tanış olaq.

Molekul, maddənin kimyəvi xassələrini özündə cəmləşdirən ən kiçik hissəciyidir. Bu tərifin mənasını daha aydın başa düşmək üçün bir misala nəzər salaq. Aydındır ki, suyun ən kiçik hissəcikləri elektron, proton və neytrondur. Lakin, bunlar nə təklikdə, nə də birlikdə suyun kimyəvi xassələrini özündə əks etdirmir. Hətta, bir-biri ilə kimyəvi rabitə əmələ gətirməyən bir sərbəst oksigendən və iki hidrogendən ibarət atomlar toplusu da su deyildir. Suyun kimyəvi xassələrini özündə cəmləşdirən ən kiçik hissəcik, yalnız H_2O kimyəvi birləşməsidir ki, buna da **su molekulu** deyilir. Eyni sözləri digər molekulalar, məsələn, CO_2 karbon qazı molekulu, C_6H_6 benzol molekulu və sair molekulalar haqqında da demək olar.

Məlum olduğu kimi, molekul öz növbəsində atomlardan ibarətdir. Ona görə də, ilk söhbətimizi atomun quruluşu haqqındakı məlumatdan başlamaq məsləhətdir. Atom - elementin kimyəvi xassələrini özündə cəmləşdirən ən kiçik hissəciyidir. Daxili quruluşuna fikir verməsək, atomu, radiusu təxminən 10^{-8} sm olan kürə kimi təsəvvür edə bilərik. Lakin, atom, ümumi halda ayrı-ayrı hissəciklərdən - elektron, proton və neytronlardan təşkil olunmuş mürəkkəb sistemdir. Atom, radiusu 10^{-13} sm olan müsbət yüklü nüvədən və onun ətrafında müəyyən qayda ilə paylanmış elektronlardan ibarətdir. Atom bütövlükdə neytraldır, çünki nüvənin yükü ədədi qiymətcə elektronların yekun yükünün miqdarına bərabərdir.

Nüvə də bəsit olmayıb, mürəkkəb quruluşa malikdir - müsbət yüklü protonlardan və yük daşımayan neytronlardan ibarətdir. Neytron və proton nüvə hissəcikləri olduğundan, onlar **nuklon** adlandırılır. Bu ad *nucleus* (ingiliscə *nüvə deməkdir*) sözündən tərtib olunmuşdur. Eyni yüklü hissəciklərin, yəni

protonların, radiusu 10^{-13} sm olan çox kiçik həcmdə yerləşməsi ilk baxışda qəribədir, çünki protonlar bir-birini itələdiyindən, onlar belə yaxın məsafədə yerləşərək dayanıqlı sistem əmələ gətirməməlidir. Bəs belədirsə, protonları bir-birinə bağlayan hansı qüvvədir? Bu sualın qismən cavabı “Mexanika”¹ kursunda verilmişdir. Orada qeyd olunduğu kimi, təbiətdə 4 növ *fundamental qüvvə* mövcuddur. Bunlardan biri, məhz nüvə qüvvəsidir. Nüvə qüvvəsi, nuklonlar arasında təsir göstərən qısa radiuslu (*yaxın təsirli*) güclü cazibə qüvvəsidir. Protonlar arasındakı nüvə cəzb qüvvəsi, onlar arasındakı elektrostatik itələmə qüvvəsindən müqayisə olunmayacaq dərəcədə böyük olduğundan, protonlar bir-birini itələmir, əksinə cəzb edir.

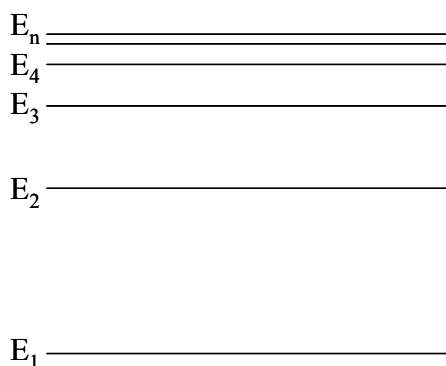
Atom elementar hissəciklərdən təşkil olunduğundan, onun daxili quruluşu klassik mexanika qanunları ilə deyil, tədqiqat obyektini mikrohissəciklər olan *kvant mexanikası* qanunları ilə öyrənilir.

Kvant mexanikasına görə, atom ixtiyari enerjiyə deyil, yalnız müəyyən enerjilərə malik ola bilər - diskret enerji hallarında olur. Atomun hər enerji halını sxematik olaraq bir üfüqi xətlə təsvir etsək, onun enerji səviyyələrini (*atomun enerji spektrini*) şəkil 1.1-dəki kimi təsvir etmək olar. Burada, E_0 - əsas (*həyəcanlanmamış*) halın, E_1, E_2, E_3 və sair isə uyğun olaraq, 1-ci, 2-ci, 3-cü və sair həyəcanlanmış halların enerjiləridir. Şəkil 1.1-dən də göründüyü kimi, həyəcanlanmış halların sıra nömrələri artdıqca, qonşu enerji səviyyələri arasındakı fərq azalır. Atoma, ixtiyari iki səviyyə arasındakı enerji fərqi bərabər miqdarda enerji verildikdə, o nisbətən aşağı enerji səviyyəsindən müvafiq yuxarı enerji səviyyəsinə keçər. Tərsinə, atom nisbətən yuxarı enerji səviyyəsindən aşağı enerji səviyyəsinə keçdikdə, bu səviyyələrin enerjiləri fərqi bərabər miqdarda enerji verir. Bu enerji, ya elektromaqnit dalğası şəklində şüalanır (*atomun şüalanması*), ya da zərbə vasitəsilə digər atoma verilir (*şüalanmasız keçid*).

Molekul, iki və daha çox atomdan ibarət olan daha mürəkkəb sistemdir. Buna daxil olan atomlar bir-birinə kimyəvi rabitələrlə bağlıdır. Molekul elementar hissəciklərdən ibarət olduğundan, onun quruluş və xassələri kvant mexanikasına əsaslanaraq öyrənilir. Müəyyən olunmuşdur ki, molekulun da enerjisi kvantlanır, yəni molekullar istənilən enerjiyə deyil, yalnız müəyyən diskret enerjilərə malikdir. Lakin, molekul atoma nəzərən daha mürəkkəb sistem olduğundan, onun malik ola biləcəyi enerjilər toplusu - molekulun enerji spektri atomunkuna nəzərən daha mürəkkəbdir. Həç bir hesablama

¹ N.M. Qocayev. Ümumi fizika kursu, 1-ci cild, Mexanika, Bakı-2007.

aparmadan deyə bilərik ki, molekul daxilində bir-biri ilə bilavasitə kimyəvi rabitə əmələ gətirməyən atomlar arasındakı qarşılıqlı təsir nəzərə alınmadıqda, molekulun enerjisi, onu təşkil edən atomların enerjilərinin additiv cəminə bərabərdir. Bu qeydləri nəzərə alaraq, molekulun enerjisini müəyyən edək. Sadə mülahizələrə istinad etməklə, molekulun enerjisinin aşağıdakı



Şəkil. 1.1. Atomun enerji səviyyələri.

tərkib hissələrdən ibarət olduğunu söyləyə bilərik:

1. Molekulu təşkil edən atomların enerjiləri,
2. Molekul daxilində bir-biri ilə kimyəvi rabitə əmələ gətirən atomların bir-birinə nəzərən rəqsi hərəkətinin enerjisi,
3. Molekulun bir bütöv olaraq oxlar ətrafında fırlanma enerjisi.

Molekulun tam enerjisini müəyyənləşdirən üç növ enerjinin birincisi atomun *elektron enerjisi*dir ($E_{el.}$) - diskret enerji səviyyələrində yerləşmiş elektronların enerjisidir. Bundan başqa, molekula daxil olan atomlar öz tarazlıq vəziyyətləri ətrafında rəqs etdiyindən, bu hərəkətlə də əlaqədar enerji mövcuddur. Enerjinin bu toplananı *rəqs enerjisi* (E_r) adlanır. Nəhayət, molekul üçölçülü hissəcik olmaqla, həm də *fırlanma enerjisinə* (E_f) malikdir. Haqqında söhbət etdiyimiz bu üç növ enerji arasındakı qarşılıqlı təsirin nəzərə alınmadığı halda, molekulun yekun enerjisi aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$E = E_{el} + E_r + E_f$$

Kvant mexanikasına görə, elektron, rəqs və fırlanma enerjilərindən hər biri kvantlanır hər üç növ enerji diskret qiymətlər alır. Lakin, 3 müxtəlif

enerji növünün spektrləri müxtəlif quruluşa malikdir. İsbat olunmuşdur ki, fırlanma enerji səviyyələri rəqs enerji səviyyələrinə nəzərən daha sıx, rəqs enerji səviyyələri isə elektron enerji səviyyələrinə nəzərən daha sıx yerləşir. Bir qədər konkret desək, iki qonşu elektron səviyyəsi arasında təxminən 10 rəqs enerji səviyyəsi, iki rəqs səviyyəsi arasında isə təxminən 10 fırlanma enerji səviyyəsi yerləşir, yəni $\Delta E_{el} \gg \Delta E_r \gg \Delta E_f$. Başqa sözlə desək, iki qonşu fırlanma səviyyəsi arasında keçid yaratmaq üçün lazım olan enerji ən az, iki elektron səviyyəsi arasında keçid yaratmaq üçün lazım olan enerji isə ən böyükdür.

1.3. MOLEKULLARARASI QARŞILIQLI TƏSİR

İki neytral atom, yaxud molekul bir-birinə yaxınlaşdıqda, müəyyən məsafədən (*atom, yaxud molekulun diametri tərtibində olan məsafədən*) başlayaraq bir-birini cəzb etməyə başlayır. Oxucu, bu cəzbətmə qüvvəsinin ümumdünya cazibə qüvvəsi olduğunu düşünə bilər. Belə düşünmə, ilk baxışda təbii olsa da, yanlışdır. Müəyyən kütləyə malik molekullar arasında həmişə mövcud olan ümumdünya cazibə qüvvəsi hiss olunmayacaq dərəcədə kiçik olduğuna görə, haqqındı söhbət apardığımız cazibənin səbəbini başqa yerdə axtarmaq lazımdır.

Bildiyimiz kimi, istər atomlar, istərsə də molekullar yüklü elementar hissəciklərdən ibarət mürəkkəb sistemlərdir. Ona görə də, atom və molekullar arasında çox zəif ümumdünya cazibə qüvvəsi ilə yanaşı, həm də elektromaqnit təbiətli cazibə qüvvəsi mövcuddur. Müəyyən olunmuşdur ki, söhbətini etdiyimiz bu cazibə qüvvəsi, qarşılıqlı təsirdə iştirak edən maddi hissəciklər arasındakı məsafənin 7-ci dərəcəsi ilə tərs mütənasibdir:

$$F_c = -\frac{A}{r^7}.$$

Burada, A - mütənasiblik əmsalı, r isə qarşılıqlı təsirdə olan hissəciklərin mərkəzləri arasındakı məsafədir. Göründüyü kimi, bu qüvvə mərkəzi qüvvədir. Ümumiyyətlə, mərkəzi qüvvə (*yalnız təsir məsafəsindən asılı olmaqla təsir xətti mərkəz adlanan nöqtədən keçən qüvvə*) ilə onun yaratdığı potensial sahə arasında qüvvənin cazibə, yaxud itələmə olmasından asılı olmayaraq, $F = -dU / dr$ asılılığı mövcuddur. Bunu nəzərə aldıqda, iki atom (*yaxud, iki molekul*) arasında mövcud olan qarşılıqlı təsir enerjisi:

$$U_c = - a / r^6$$

olur. Burada a - atomun (*yaxud, molekulun*) elektron quruluşu ilə əlaqədar mütənasiblik əmsalıdır. Bununla yanaşı, müəyyən məsafədən başlayaraq, qarşılıqlı təsirdə olan atomlar (*yaxud, molekul*) arasında həm də itələmə qüvvəsi təsir etməyə başlayır. Bu qüvvə də elektrik təbiətlidir - atomlar bir-birinə kifayət qədər yaxınlaşdıqda, onların elektron buludları bir-birini örtüyünə ("*ıç-ıçə girdiyinə*") görə və nüvələr bir-birinə kifayət qədər yaxınlaşdıqdan, atomlar arasında güclü itələmə qüvvəsi meydana gəlir. Bu qüvvənin məsafədən asılılığı

$$F_{it.} = \frac{B}{r^{13}}$$

kimi ifadə olunur. Burada, B -mütənasiblik əmsalıdır. Göründüyü kimi, neytral atom, yaxud molekul arasındakı itələmə qüvvəsi, onlar arasındakı cazibə qüvvəsinə nəzərən məsafədən daha kəskin asılıdır. Qüvvə ilə potensial enerji arasındakı asılılığa nəzər salsaq, qarşılıqlı təsir (itələmə) enerjisinin atomlararası məsafədən asılılığının

$$U_{it.} = b / r^{12}$$

İfadəsi ilə təsvir olunduğuna inanırıq. Burada b - atomun (*yaxud, molekulun*) növündən asılı olan sabit kəmiyyətdir.

Atomun (*yaxud, molekulun*) radiusu dedikdə nə başa düşəcəyimizə bir qədər aydınlıq gətirək. Şübhəsiz ki, bu hissəciklər müəyyən radiuslu sərt kürə deyildir. Radius anlayışı, atomlararası (*yaxud, molekullararası*) məsafənin azalmasından asılı olaraq, çox kəskin artan itələmə qüvvəsinin varlığı ilə əlaqədardır. Bu qüvvənin varlığı hesabına atomlar (*yaxud, molekul*) bir-birinə, praktik olaraq, yalnız müəyyən məsafəyədək yaxınlaşa bilər. Ona görə də, bizə elə gəlir ki, guya atomlardan (*yaxud, molekulardan*) hər biri onların yaxınlaşa bildiyi ən qısa məsafənin yarısına bərabər radiuslu kürədir. Başqa sözlə desək, atomlar (*yaxud, molekul*) arasında mövcud olan cazibə qüvvəsi, onların müəyyən həcmə malik olması ilə əlaqədardır. Deyilənlərdən belə nəticəyə də gəlmək olar: bir halda ki, atomun radiusu iki atomun bir-birinə mümkün olan qədər yaxınlaşması ilə əlaqədardır, onda belə çıxır ki, atomun radiusu temperaturdan asılı olmalıdır - mühitin temperaturu yüksəldikcə, onu təşkil edən atomların radiusu kiçilməlidir. Bu mülahizə məntiqə uyğundur. Doğrudan da, mühitin temperaturu yüksəldikcə, onu təşkil edən atomların istilik hərəkətinin kinetik enerjisi artır və bu səbəbdən, nisbətən böyük enerjiyə malik atomlar bir-birinə daha çox yaxınlaşa bilər ki, bu da atomun radiusunun kiçilməsi deməkdir. Həqiqətdə də belə olur.

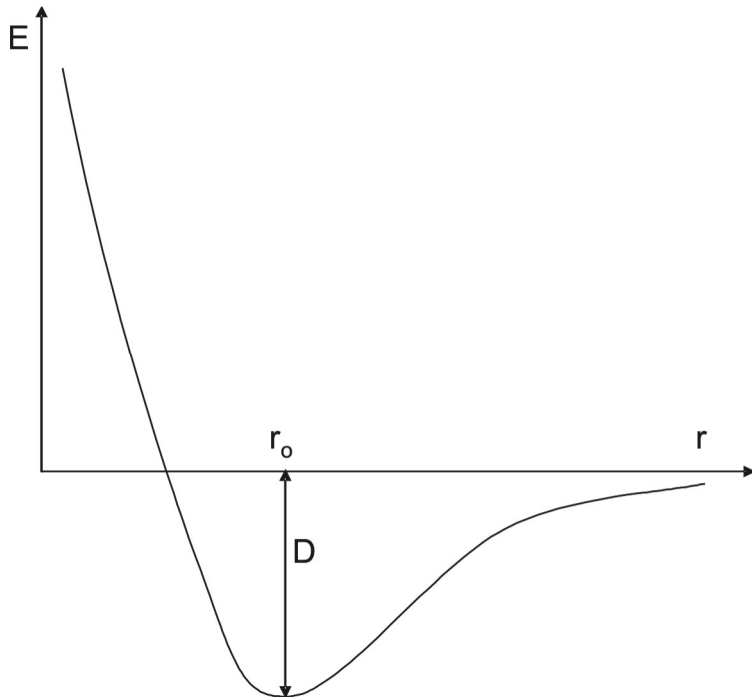
Lakin, atomlararası itələmə qüvvəsi o qədər böyükdür ki, atomların kinetik enerjisinin artması, bu qüvvəni dəf etməkdə zorluq çəkir və ona görə də, atomlar əvvəlkinə nəzərən bir-birinə çox az yaxınlaşır, başqa sözlə desək, atomun radiusu temperaturdan asılı olaraq dəyişir, lakin, bu dəyişmə çox cüzi olur.

Beləliklə, qarşılıqlı təsirdə olan neytral atomlar (yaxud, molekullar) arasında eyni zamanda həm cazibə, həm də itələmə qüvvələri mövcuddur. Hər iki qüvvə eyni zamanda təsir etdiyindən, sistemin yekun qarşılıqlı təsir enerjisi:

$$U = U_c + U_{it} = -a / r^6 + b / r^{12}.$$

Bu potensial enerji, elmi ədəbiyyatlarda **Lenard-Cons potensialı** adlanır.

Qarşılıqlı təsir enerjisinin məsafədən asılılığı şəkil 1.2-də təsvir olunmuşdur. Əyrinin minimumuna uyğun gələn məsafədə itələmə və cazibə qüvvələri bir-birini tarazlaşdırır. Bu məsafə atomun (yaxud molekulun) diametri olaraq qəbul olunur.



Şəkil 1.2. Atomlararası qarşılıqlı təsir enerjisinin məsafədən asılılıq əyrisi

Cazibə və itələmə qüvvələrinin, qarşılıqlı təsirdə iştirak edən maddi hissəciklər arasındakı məsafədən asılılıq xarakteri müxtəlif olduğuna görə, daha konkret desək, itələmə qüvvəsi cazibə qüvvəsinə nəzərən məsafədən asılı olaraq daha kəskin dəyişdiyinə görə, nisbətən uzaq məsafələrdə (*hissəciklər arasındakı məsafə, onların diametrindən hissə olunacaq dərəcədə böyük olduğu hallarda*) cazibə, nisbətən yaxın məsafələrdə isə itələmə qüvvəsi üstünlük təşkil edir. Bunun səbəbi, itələmə qüvvəsinin ($F_{it} \sim 1 / r^{13}$) cazibə qüvvəsinə ($F_c \sim 1/r^7$) nəzərən məsafədən daha kəskin asılı olmasıdır. Atomlararası məsafənin dəyişməsi ilə əlaqədar, neytral atomlar (*yaxud, molekul*) arasındakı qarşılıqlı təsir enerjisi, onlar arasındakı müəyyən bir məsafədə - cazibə və itələmə qüvvələrinin qiymətə bir-birinə bərabər olduğu məsafədə, minimal qiymət alır. Bu vəziyyətdə qarşılıqlı təsirdə olan iki maddi hissəcik - iki atom (*yaxud iki molekul*) arasındakı məsafənin yarısı atomun (*yaxud, molekulun*) **van der vaals radiusu**, enerjinin minimum qiyməti isə **van der vaals enerjisi** adlanır. Bu enerji, qarşılıqlı təsirdə olan hissəciklər arasındakı van der vaals rabitəsini qırmaq üçün lazım olan enerji olduğuna görə, van der vaals dissosiasiya enerjisi də adlanır.

Atomun (*yaxud, molekulun*) radiusu haqqındakı qeydlərimizi, qarşılıqlı təsir enerjisinin atomlararası məsafədən asılılıq qrafikinə nəzər salmaqla davam etdirək. Qarşılıqlı təsirdə olan hissəciklər - atomlar (*yaxud, molekul*) arasındakı itələmə qüvvəsi, bu hissəciklər arasındakı məsafənin qısalmasından asılı olaraq çox kəskin artdığına görə, potensial enerji ayrısının itələməni ifadə edən qismini r oxuna perpendikulyar istiqamətdə yönələn düz xətlə əvəz edə bilərik. Bu o deməkdir ki, qarşılıqlı təsirdə olan hissəciklərin mərkəzləri, hissəciyin diametrindən qısa məsafəyə qədər yaxınlaşa bilməz, başqa sözlə, atom və yaxud molekul sərt kürə kimi təsəvvür olunur. Bildiyimiz kimi, iki sərt kürənin mərkəzləri bir-birinə, kürə diametrindən kiçik məsafədə yaxınlaşa bilməz. Bunlar arasındakı ən qısa məsafə kürənin diametrinə bərabərdir.

1.4. MADDƏNİN AQQEQAT HALLARI

Aqqeqat halı dedikdə, maddənin qaz, maye və bərk cisim halları başa düşülür². Bu halların mövcudluğu, bir-biri ilə rəqabətdə olan iki faktorla əlaqə-

² Aqqeqat sözü ingiliscə “bağlayıram” mənasını daşıyan *aggreo* sözündən tərtib olunmuşdur. Maddənin dördüncü aqqeqat halı plazma “Molekulyar fizika” kursunda tədris olunmadığından, burada onun haqqında söhbət aparılmır.

dardır. Aqreqat halları haqqında daha təfəsilatlı məlumat almaq üçün, həmin faktorlara nəzər salaq.

Məlum olduğu kimi, atom və molekullar daimi qarma-qarışıq (xaotik) hərəkətdədir. Təbiidir ki, hərəkətdə iştirak edən istənilən maddi hissəcik müəyyən kinetik enerjiyə malikdir. Bu enerjiyə **xaotik hərəkətin (istilik hərəkətinin) kinetik enerjisi** deyilir. Xaotik hərəkətin kinetik enerjisi atomlar (*molekullar*) arasında təsir göstərən van der vaals cazibə qüvvəsini qırmağa çalışır. Bu səbəbdən, maddənin üç aqreqat halından hansında olması, xaotik hərəkətin kinetik enerjisi ilə van der vaals cazibə enerjisi arasındakı nisbətdən asılıdır.

Sistemi təşkil edən hər bir molekulun (*yaxud, atomun*) daimi xaotik hərəkəti nəticəsində malik olduğu kinetik enerji, iki qonşu molekul (*yaxud, atom*) arasındakı van der vaals cazibə enerjisindən böyük olduqda, molekullar arasındakı van der vaals cazibəsi zəifləyir, yaxud qırılır. Bu səbəbdən, belə sistemi təşkil edən hissəciklər - atom, yaxud molekullar, praktik olaraq sərbəst hissəciklər kimi davranırlar. Sistemin belə halına **qaz halı** deyilir. Molekulları arasındakı cazibə çox zəif olduğundan, qaz müəyyən forma və müəyyən həcmə malik olmur - hansı qaba yerləşdirsək, onun formasından və həcmindən asılı olmayaraq, bütün qabı doldurur.

Xaotik hərəkətin bir molekula düşən orta kinetik enerjisi, iki molekul arasında mövcud olan van der vaals cazibə enerjisi tərtibində olduğu halda, molekullar sərbəst deyil, bir-birinə bağlı olmaqla, nisbi hərəkətdə iştirak edir. Bu zaman, molekullar arasındakı məsafənin orta qiyməti sabit qalır. Belə molekulardan təşkil olunmuş sistemin həcmi sabit qalır (*molekullar arasındakı məsafənin orta qiyməti sabit qaldığına görə*), lakin, sistem müəyyən bir formaya malik olmayaraq, yerləşdiyi qabın formasını alır. Belə maddə **maye** adlanır.

İki qonşu molekul arasında mövcud olan van der vaals cazibə enerjisi, bir molekula düşən orta kinetik enerjiden böyük olduqda, molekullar (*yaxud, atomlar*) bir-birinə bağlı olmaqda davam edir və onlar arasındakı məsafə sabit qalır. Mayelərdən fərqli olaraq, bu halda həm də molekulların tarazlıq vəziyyətləri də fəzada öz yerlərini dəyişmir. Belə atom, yaxud molekullardan ibarət sistem **bərk cisim** adlanır.

Hər aqreqat halının xarici əlamətləri ilə yanaşı, onlara uyğun daxili əlamətləri də var. Bu əlamətlər də, haqqında geniş söhbət etdiyimiz van der vaals cazibə enerjisi ilə, xaotik hərəkətin orta kinetik enerjisi arasındakı nisbətlə əlaqədardır.

Qaz molekulları tam mənada daimi xaotik hərəkətdədir. Hər hansı bir toqquşmadan digər qonşu toqquşmaya qədər qaz molekulları, praktik olaraq heç bir qarşılıqlı təsirdə olmadan, sərbəst hərəkət edir. Onu da qeyd etmək lazımdır ki, ixtiyari iki molekulun bir-biri ilə toqquşma müddəti, iki qonşu toqquşma arasında molekulun hərəkət müddətindən müqayisə olunmayacaq dərəcədə kiçikdir. Hər toqquşma nəticəsində molekulun hərəkət istiqaməti dəyişir. Bütün bunların nəticəsi olaraq, qaz nə müəyyən formaya, nə də müəyyən həcmə malik deyildir - qabın həcmnin böyük və kiçikliyindən, həmçinin, onun formasından asılı olmayaraq, qaz qabı tam doldurur. Başqa sözlə, molekullar tam xaotik hərəkət etdiyindən, qazın həcmi və forması, yalnız onun yerləşdiyi qabın həcmi və forması ilə müəyyən olunur.

Qeyd edildiyimiz kimi, maye molekulları qaz molekullarına nəzərən bir-birinə daha yaxın yerləşir. Qaz molekulları hər toqquşmadan sonra sərbəst hərəkət edərək, fəzada öz yerlərini arasıkəsilmədən nizamsız dəyişdiyi halda, maye molekulları öz tarazlıq vəziyyətləri ətrafında xaotik rəqsi hərəkət icra etməklə yanaşı, xaotik olaraq, bir tarazlıq vəziyyətindən digərinə “sıçrayır”. Bu “sıçramalar” nəticəsində maye müəyyən formaya malik olmayıb, yerləşdiyi qabın formasını alır. Lakin, mayelərdə iki molekul arasındakı qarşılıqlı təsir enerjisi təxminən hər molekula düşən orta kinetik enerjiyə bərabər olduğundan, yəni molekullar arasındakı cəzb qüvvəsi, qazdakına nəzərən yetərincə böyük olduğuna görə, qazdan fərqli olaraq, maye müəyyən həcmə malikdir.

Maye kütləsinin müəyyən bir formaya malik olmayıb, yalnız yerləşdiyi qabın formasını alması haqqında söylənilən fikir etirazla qarşılanı bilər. Bu etirazın səbəblərindən biri, çəkisizlik şəraitində maye damcısının müəyyən formaya - kürə şəklinə malik olmasıdır. Doğrudan da, çəkisizlik şəraitində maye damcısı kürə şəklində olur. Lakin, bu fakt dediklərimizə zidd deyildir. Doğrudan da, çəkisizlik şəraitində Yerin cazibə qüvvəsinin təsiri “yox edildiyinə” görə, mayelərdə təsir göstərən səthi gərilmə qüvvəsi rəqabətsiz qalır. Bu şəraitdə səthi gərilmə qüvvəsi maye kütləsinin formasını müəyyənləşdirməkdə həlledici rol oynayır. Səthi gərilmə qüvvəsi öz təsiri ilə, verilmiş maye kütləsinə ən kiçik səthə malik şəklə salmağa çalışır. Həndəsədən məlum olduğu kimi, eyni həcmli müxtəlif formalardan, səthinin sahəsi ən kiçik olanı kürədir. Deməli, çəkisizlik şəraitində Yerin cazibə qüvvəsinin təsiri “yox edildiyindən”, təsir göstərən yeganə qüvvə səthi gərilmə qüvvəsi olduğuna görə, maye damcısı kürə şəklini alır. Bu hadisəni çəkisizlik şəraitində olan kosmonavtlar müşahidə etmişlər.

Bərk cismin atom, yaxud molekulı arasında qarşılıqlı cəzb qüvvəsi, mayelərdəkinə nəzərən daha böyük olduğuna görə, bərk cisim həm müəyyən həcmə, həm də müəyyən formaya malikdir. Bərk cismi təşkil edən hissəciklər (*atom, yaxud molekul*) öz tarazlıq vəziyyətləri (*kristal qəfəsinin diyyun nöqtələri*) ətrafında rəqs edir. Yeri gəlmişkən, bu növ rəqsi hərəkətlə əlaqədar bir incəliyə nəzər salaq. İlk baxışda elə görünə bilər ki, guya, bərk cisimləri təşkil edən hissəciklərin hərəkəti xaos xarakter daşıyır, başqa sözlə, bərk cisimlərdə hissəciklərin tarazlıq vəziyyəti ətrafındakı rəqsləri nizamlı hərəkətdir. Lakin, nəzərdən qaçırmamaq olmasın ki, rəqslərin tarazlıq vəziyyətləri fəzada öz yerlərini dəyişmədiyinə baxmayaraq, rəqslərin baş vermə istiqaməti arasıkəsilmədən xaos olaraq dəyişir. Bərk cisimlərdə hərəkətin xaosluğu təkə bununla bitmir. Tarazlıq vəziyyəti ətrafında baş verən rəqslərin təkə rəqs istiqamətləri deyil, həm başlanğıc fazaları, həm də amplitudları arasıkəsilmədən xaos olaraq dəyişir. Onu da əlavə edək ki, rəqslərin baş vermə istiqamətinin dəyişmə müddəti, rəqs perioduna nəzərən çox kiçikdir. Bu isə o deməkdir ki, müəyyən bir istiqamətdə baş verən rəqsi hərəkət öz istiqamətini ani olaraq dəyişmir, hər istiqamətdə kifayət sayda rəqslər icra olunduqdan sonra, rəqs yeni bir istiqamətdə icra olunmağa başlayır.

*Elm uzaq Çində də olsa, ona sahib olmaq
üçün yola çıxmaqdan çəkinməyin.*
Həzrəti Məhəmməd Peyğəmbər

II FƏSİL

İDEAL QAZIN STATİSTİK NƏZƏRİYYƏSİ (MOLEKULYAR- KİNETİK NƏZƏRİYYƏ)

2.1. MOLEKULYAR-KİNETİK NƏZƏRİYYƏNİN ƏSAS MÜDDƏALARI

Təbiətdə mövcud olan bütün maddələrin xassələri, onların daxili quruluşları ilə müəyyən olunur. Bu səbəbdən, maddənin quruluşunu öyrənmək ən mühüm problemlərdən biridir. Deyilənlərdən də göründüyü kimi, bu problemin həlli, hələ qarşıya qoyulan ümumi məsələnin - quruluşla xassə arasındakı əlaqələrin müəyyənləşdirilmə məsələsinin tam həlli olmasa da, bu yolda atılan ilk məntiqi addımdır.

Maddə quruluşu haqqında ilk fikir eramızdan əvvəl IV əsrdə yunan mü-təfəkkiri Demokrit tərəfindən irəli sürülmüşdür. Demokritə görə, maddənin ən kiçik və bölünməz hissəciyi atomlardır. Yunanca tərcüməsi “bölünməz” olan atom sözünün bir termin kimi qəbul olunma səbəbi də, məhz budur. Maddə quruluşu haqqında o dövr üçün çox ciddi sayılan bu fikir nə Demokritin özü, nə də onun ardıcılıları tərəfindən inkişaf etdirilməmişdir – atomların təbiəti və onların bir-biri ilə qarşılıqlı münasibətləri haqqında heç bir fikir söylənməmişdir.

Maddə quruluşu haqqındakı atomistik ideyalar, fizikanın elmi əsasları-nın qoyulduğu sayılan XVII əsrdən inkişaf etməyə başlamışdır. Elə bu vaxtdan etibarən maddə quruluşunun molekulyar-kinetik nəzəriyyəsinin tə-məli qoyulmağa başlamışdır. Uzun müddət bu sahədə aparılan tədqiqat işlə-rinin nəticəsi olaraq XIX əsrin II yarısında molekulyar-kinetik nəzəriyyə, əsas etibarı ilə Maksvel, Bolsman və Klauzius tərəfindən inkişaf etdirilərək mükəmməl şəkllə salınmışdır.

Molekulyar-kinetik nəzəriyyənin əsasını, çoxlu sayda təcrübi faktların ümumiləşdirilməsindən əldə edilmiş aşağıdakı müddəalar təşkil edir:

- 1. Bütüün maddələr çoxlu sayda atom və molekullardan ibarətdir.*
- 2. Maddələri təşkil edən atom və molekullar daimi xaosik hərəkətdədir.*
- 3. Molekullar (və ya atomlar) arasında qarşılıqlı təsir mövcuddur.*

Molekulyar-kinetik nəzəriyyənin əsas müddəalarını təsdiq edən təcrübi faktlardan yalnız ikisi - diffuziya hadisəsi və Broun hərəkəti haqqında qısa məlumat verməklə kifayətlənmək olar.

Bir-biri ilə təmasda olan cisimlər (bərk-bərk, bərk-maye, bərk-qaz, maye-maye, maye-qaz və qaz-qaz) heç bir xarici təsir olmadan, özbaşına bir-birinə nüfuz edə bilər. Bu hadisə **diffuziya** adlanır. Maddələri təşkil edən atom, yaxud molekullar daimi xaosik hərəkət etməsəydilər, sözsüz ki, diffuziya hadisəsi baş verə bilməzdi.

Maddə hissəciklərinin arasıkəsilmədən xaosik hərəkət etmə hadisəsi təcrübi olaraq 1827-ci ildə ingilis botaniki Broun tərəfindən müşahidə olunmuşdur. O, suya tökdüyü boya qırıntılarının hərəkətini izləyərək, bu xırda hissəciklərin daimi xaosik hərəkətdə olduqlarını müşahidə etmişdir. İlk baxışda elə düşünmək olar ki, guya bu cür hərəkətin - broun hərəkətinin yaranmasına səbəb, küçədə hərəkət edən nəqliyyat vasitələrinin, yaxud buna bənzər mümkün ola biləcək digər təsirlərin təcrübə otağında meydana gətirdiyi titrəmələr ola bilər. Belə bir iddianın doğru olub-olmadığını yoxlamaq üçün, Broun öz təcrübəsini heç bir xarici təsirin olmadığı şəraitdə aparmaqla isbat etmişdir ki, bu cür faktorlar broun hərəkətinə heç bir təsir göstərmir.

Boya qırıntılarının broun hərəkəti etməsinin səbəbi, onu əhatə edən su molekullarının arasıkəsilmədən qarmaqarışıq hərəkətidir. Belə hərəkət nəticəsində, sudakı boya hissəciklərinə hər tərəfdən arasıkəsilmədən nizamsız zərbələr endirilir. Broun hərəkəti edən hissəciklərin ölçüləri kiçik olduqda, qarşılıqlı əks tərəflərdən vurulan zərbələrin sayı arasındakı fərq, bu xırda hissəciyi hərəkət etdirməyə kifayət edir. Zərbələrin istiqaməti arasıkəsilmədən xaosik dəyişdiyinə görə, hissəciklərin hərəkət istiqaməti də buna uyğun olaraq nizamsız şəkildə dəyişir - hissəciklər broun hərəkəti edir. Deməli, broun hərəkətinin arasıkəsilmədən xaosik baş verməsinin səbəbi, maye molekullarının arasıkəsilmədən xaosik hərəkət etməsidir. Bir qədər sonra broun hərəkətinin nəzəriyyəsi şərh edilərkən, bu məsələlərə daha dərin və ətraflı fikir veriləcəkdir.

2. 2. İDEAL QAZ MODELİ

Fiziki hadisələri öyrənmək üçün, bir qayda olaraq, riyazi modelləşdirmədən istifadə olunur – tədqiq olunan obyekt, yaxud proses onun obrazı, yəni riyazi modeli ilə əvəz olunur. Model, obyekt, yaxud prosesin bütün xassələrini özündə əks etdirməlidir. Model qurularkən, tədqiq edilən obyektin tabe olduğu qanunlar da nəzərə alınmalıdır.

Hər bir mürəkkəb hadisənin öyrənilməsi, onun sadələşdirilmiş modelindən başlanır. Yalnız, bundan sonra hadisənin meydana gəlməsində rol oynayan digər cəhətlər nəzərə alınır. Məsələn, mexanikada cismin mürəkkəb hərəkətini öyrənməzdən əvvəl, maddi nöqtənin hərəkəti, daha sonra cismin irəliləmə hərəkəti, bunun ardınca onun sırf fırlanma hərəkəti öyrənilir. Belə ardıcılığın mahiyyəti ondan ibarətdir ki, bərk cismin irəliləmə hərəkətini, onun hər hansı bir nöqtəsinin irəliləmə hərəkəti ilə, mürəkkəb hərəkətini isə, sırf irəliləmə və sırf fırlanma hərəkətlərinin cəmi ilə ifadə etmək olar. Eyni sözləri maddə quruluşunun öyrənilməsi ilə əlaqədar də demək olar. Maddənin quruluş və xassələrini öyrənmək işini ən sadə haldan - qazdan başlamaq daha məqsədəuyğundur.

Sıxlığına və bununla əlaqədar fiziki xassələrinə görə, qazları iki sinfə bölmək olar: *ideal və real qazlar*. Qazın sıxlığı elə ola bilər ki, onun molekulları arasındakı orta məsafə, molekulun radiusundan çox böyük olmasın. Bu halda molekulların ölçülərini və onlar arasındakı qarşılıqlı təsiri nəzərə almamaq mümkün deyildir. Belə qaz *real qaz* adlanır. Lakin, qazın sıxlığı elə kiçik ola bilər ki, onun molekulları arasındakı orta məsafə, molekulun radiusuna nəzərən çox böyük olsun. Bu halda molekulların hər birini maddi nöqtə kimi qəbul etmək olar. Bundan əlavə, molekullar arasındakı məsafə kifayət qədər böyük olduqda, onlar arasındakı qarşılıqlı təsirin yox dərəcəsində olması da nəzərə alınmalıdır. Belə qaza *ideal qaz* deyilir.

İdeal qaz üçün qəbul etdiyimiz model bəzi reallıqları özündə əks etdirmir. Qazın sıxlığı kiçik olduqca, molekullararası toqquşmaların ehtimalı da azalır, lakin sıfır olmur. Deməli, hətta qazın sıxlığı ideal qaz şərtini ödəyəcək dərəcədə kiçik olduqda da, daimi xotik hərəkət nəticəsində molekullar bir-biri ilə toqquşa bilər. Toqquşma isə, əslində qarşılıqlı təsir deməkdir. Axı, əvvəlki fəsildə qeyd etdiyimiz kimi, atom və molekullar sərt kürə deyil ki, onlar bilavasitə bir-birinə təmas edərək toqquşsun. Fiziki mahiyyətinə görə, toqquşma, qarşılıqlı təsir nəticəsində hissəciyin öz əvvəlki hərəkət sürətinin dəyişməsi hadisəsidir. Bu qeydləri nəzərə alsaq, ideal qazda da

molekullar arasında qarşılıqlı təsirin müəyyən mənada mövcud olması nəticəsinə gəlirik. Lakin, bu təsir, yalnız molekulların bir-biri ilə toqquşma anında mövcuddur.

Molekul, hər bir toqquşmadan növbəti toqquşmaya qədər sərbəst hərəkət edir. İdeal qazda bu hərəkət üçün sərf olunan zaman, bir toqquşmaya sərf olunan zamandan kifayət qədər böyükdür. Bu səbəbdən, formal olaraq, toqquşmanı nəzərə almamaq olar. Əslində isə qəbul olunan modeldə, dolayısı yolla da olsa, toqquşma nəzərə alınmışdır: axı, molekulların xaosik hərəkəti, onların toqquşmaları ilə əlaqədardır. Toqquşma olmasaydı, molekullar öz hərəkət istiqamətlərini xaosik olaraq necə dəyişə bilərdi? Deməli, dolayısı yolla da olsa, ideal qaz molekullarının toqquşmaları nəzərə alınır.

Belə yanaşma, hadisənin mahiyyətini özündə saxlayan, səbəbinə isə fikir vermədən, qazın quruluşu haqqında model yaratma yanaşmasıdır. Gələcəkdə də görəcəyimiz kimi, verilmiş qaz kütləsinin istilik tarazlığı deyilən halının (*verilmiş qaz kütləsinin bütün həcmi boyu temperaturunun və təzyiqinin eyni olduğu hal*) və Maksvel-Bolsman paylanması yaranması, bilavasitə qaz molekullarının toqquşması ilə əlaqədardır.

Müşahidələr nəticəsində müəyyən olunmuşdur ki, istilik tarazlığı (*termodinamik tarazlıq*) halına gəlmiş sistem, özbaşına tarazlıq halından çıxıb bilməz. Başqa sözlə, termodinamik tarazlıqda olan sistemin molekulları arasında mövcud olan toqquşmalar, bu tarazlığı poza bilməz. Bu tarazlığı yaranan, məhz molekullar arasında mövcud olan daimi xaosik hərəkətdir!

Molekulların istilik hərəkəti xaosik olduğundan, toqquşma prosesində hər bir molekulun sürəti həm qiymətcə, həm də istiqamətcə dəyişir. Lakin, bu dəyişmələr sürətlərə görə paylanma qanununu dəyişdirmir, çünki istilik hərəkətində molekulların “kimliyini” müəyyən edən yeganə əlamət, onun malik olduğu sürətdir. Deməli, istilik hərəkəti zamanı cərəyan edən yeganə hadisə, molekullar arasında baş verən sürət mübadiləsi olduğundan, verilmiş temperaturda sürətlərin molekullar arasında paylanma qanunu dəyişmir. Bu isə o deməkdir ki, qazın halını xarakterizə edən makroskopik parametrlər, sürətlərin molekullar arasında paylanma detallarına qarşı həssas deyildir.

Beləliklə, dediklərimizi nəzərə alaraq, ideal qaz üçün belə bir quruluş modeli qəbul etmək olar:

1. İdeal qaz maddi nöqtələr sistemidir.
2. İdeal qaz molekulları, yalnız bir-biri ilə və yerləşdiyi qabın divarı ilə toqquşduğu anda qarşılıqlı təsirdə olur.

3. İdeal qaz molekulları iki qonşu toqquşma arasında sərbəst, yəni bərabərsürətli düzxətli hərəkət edir.
4. İdeal qaz molekullarının hər bir toqquşma müddəti, iki qonşu toqquşma arasında molekulun sərbəst hərəkət müddətindən çox kiçikdir.

Bir daha qeyd edək ki, ideal qaz molekulları arasında baş verən toqquşmalar, əvvəlcədən mövcud olan istilik tarazlığını poza bilmədiyinə görə, bu toqquşmaları formal olaraq yox kimi qəbul etmək olar. İdeal qaza qarşılıqlı təsirdə olmayan maddi nöqtələr sistemi kimi baxa bilməmizin səbəbi də, məhz budur.

2.3. TEMPERATUR ANLAYIŞI. İSTİLİK TARAZLIĞI

Müxtəlif dərəcədə qızdırılmış iki cisim təsəvvür edək. Təbiidir ki, bu cisimlərdən hər birinin molekulları arasıkəsilmədən xaoitik hərəkət (istilik hərəkəti) edir. Belə hərəkət, molekullar arasında təmas yaradır. Məhz, belə təmas nəticəsində, istilik (*molekulların xaoitik hərəkətinin kinetik enerjisi*) nisbətən isti cisimdən soyuq cismə verilir. Enerjinin qarşılıqlı mübadiləsi, hər iki cismin eyni istilik vəziyyətinə gəlməsinədək (*bir qədər sonra tanış olacağımız temperatur deyilən parametrin, hər iki maddə üçün bərabər olmasına qədər*) davam edir. ***Heç bir xarici təsir olmadan, özbaşına davam edən bu növ proses nəticəsində meydana gələn son hal, istilik tarazlığı halı adlanır.***

İstilik tarazlığı halında olan sistem daxilində enerjinin makroskopik daşınma prosesi baş vermir. Lakin, bu heç də o demək deyildir ki, istilik tarazlılığı halında olan sistemin atomları (*yaxud, molekulları*) öz xaoitik hərəkətlərini dayandırır. Daimi xaoitik hərəkət sistemin bütün hallarında, o cümlədən istilik tarazlığı halında mövcuddur. İstilik tarazlığı halında da, atom və molekullar daimi toqquşur və bu toqquşmalar nəticəsində enerji mübadiləsi baş verir. Lakin, belə mübadilələr, enerjinin makroskopik (*qaz həcminin müəyyən bir makro hissəsindən, digər makro hissəsinə daşınma*) deyil, mikroskopik daşınmasına gətirir, yəni toqquşmalar nəticəsində enerji, yalnız bir molekuldan digər molekula ötürülür.

İstilik tarazlığı halı bütün sistemlərin ən təbii, yəni ən “rahat” halıdır. Özbaşına buraxılmış və təcrid (*izolə*) olunmuş hər bir sistem, bunun üçün səciyyəvi olan müəyyən zamandan sonra, labüd olaraq istilik tarazlığı halına gəlir. Hər bir konkret istilik tarazlığı halı, bu halda olan cismin qızma dərəcə-

si ilə xarakterizə olunur. Bu səbəbdən, cisimlərin makroskopik xarakteristikası olan qızma dərəcəsini səciyyələndirə bilən yeni bir fiziki kəmiyyət daxil etmək ehtiyacı yaranır. Bu kəmiyyət temperatur adlanır. Beləliklə, ***temperatur, ayrı-ayrı atom və yaxud molekulları deyil, onlardan təşkil olunmuş sistemi bütövlükdə xarakterizə edən makroskopik fiziki kəmiyyətdir.***

Yürütdüyümüz mülahizələrdən də görüldüyü kimi, istilik tarazlığında olan sistem üçün daxil etdiyimiz yeni fiziki kəmiyyət - temperatur, bu sistemin bütün nöqtələrində eynidir. Təbiidir ki, temperatur müəyyən real təmələ dayanmayan, mücərrəd bir kəmiyyət ola bilməz. Temperatur, cismi təşkil edən molekulaların istilik hərəkəti ilə birbaşa əlaqədar kəmiyyət vasitəsilə təyin olunmalıdır ki, cismin qızma dərəcəsinin xarakteristikası olsun. Digər tərəfdən, bu kəmiyyət istilik tarazlığında olan cisimlərin bütün hissələrində eyni olmalıdır. Molekulyar-kinetik nəzəriyyənin əsas tənliyini çıxarkən görərik ki, belə kəmiyyət olaraq bir molekula düşən orta kinetik enerji (*söhbət xotik irəliləmə hərəkətinin orta kinetik enerjisindən gedir*) qəbul olunur.

Termodinamik tarazlıqdan söhbət apararkən, bir incəliyə nəzər salmaq lazımdır. Verilmiş qaz kütləsinin bütün nöqtələrində temperaturun eyni olması, sistemin termodinamik tarazlıq halında olması mənasına gəlmir. Çünki, termodinamik tarazlığın mövcud olması üçün bu şərt zəruridir, lakin kafi deyildir. Kafi şərt, sistemin bütün nöqtələrində təzyiqin də eyni olmasıdır. Belə olmadığı halda, qaz kütləsi təzyiqin nisbətən yüksək olduğu hissələrdən nisbətən az olan hissələrə hərəkət edir - makroskopik qaz axını meydana gəlir. Başqa sözlə desək, müxtəlif nöqtələrində təzyiqi müxtəlif olan sistem daxilində makroskopik daşınma prosesi meydana gəlir ki, bu da sistem daxilində tarazlığın mövcud olmamağı deməkdir. Belə makroskopik daşınma prosesi, sistemin hər yerində təzyiqin bərabərləşməsinədək, yəni tarazlıq halında olmayan sistemin tarazlıq halına gəlməsi anınadək davam edir. Beləliklə, ***termodinamik tarazlıq halında sistemin bütün nöqtələrində temperatur və təzyiq eyni olmalıdır.*** Belə olduqda, sistemdə heç bir stasionar axın və ya cərəyan meydana gəlməz – sistem termodinamik tarazlıq halında qalmaqda davam edir.

2. 4. QAZIN TƏZYİQİ

Bundan əvvəlki paragrafda qazın təzyiqi deyilən fiziki kəmiyyətin adını çəkdik, lakin bu kəmiyyətin mahiyyətinə və qaz təzyiqinin yaranma mexanizminə fikir vermədik. İndi, molekulyar-kinetik nəzəriyyəyə əsaslanaraq, bu məsələnin təhlilinə keçək.

Qaz molekulları daimi xaotik hərəkət etdiyinə görə, onlar yerləşdiyi qabın divarlarına arasıkəsilmədən zərbələr endirir. Hərəkət edən hər bir qaz molekulu, onun kütləsi və sürəti ilə təyin olunan müəyyən impulsa (hərəkət miqdarına) malikdir. Ona görə də, qabın divarına zərbələr endirən qaz molekulları divara müəyyən impuls verir. Qabdakı qaz molekullarının sayı kifayət qədər böyük olduqda, divara endirilən zərbələr müntəzəm xarakterli olur, yəni qab divarının hər yerinə müntəzəm zərbələr endirilir. Bu isə o deməkdir ki, qaz yerləşdiyi qabın divarına təzyiq göstərir.

Qabdakı molekulların sayı bir, iki, üç, on, iyirmi və sair, yəni az sayda olduqda, təzyiqdən söhbət gedə bilməz, çünki bu halda qab divarının elə hissələri olur ki, oralara molekullar zərbə endirmir. Beləliklə, göründüyü kimi, ***təzyiq, ayrı-ayrı qaz molekullarına deyil, yalnız və yalnız kifayət qədər çoxlu sayda molekullardan ibarət qaz kütləsinə aid makroskopik kəmiyyətdir.***

Qazın təzyiqini müəyyən edən ifadəni çıxarmazdan əvvəl, bizə orta məktəbdən məlum olan $p = \frac{F}{S}$ (burada S - səthin sahəsi, F isə bu səthə perpendikulyar istiqamətdə təsir edən qüvvədir) ifadəsinə əsasən təzyiqin ölçüsünü - dimenzionunu və ölçü vahidlərini müəyyən edək. Bütün fiziki kəmiyyətlərin dimenzionu əsas vahidlərin müəyyən olunduğu kəmiyyətlərin – kütlə, zaman və uzunluğun dimenzionları ilə müəyyən olunur. Əsas vahidlərin dimenzionu orta mötərizə daxilində yazılan L (uzunluq), M (kütlə) və T (zaman) hərfləri ilə ifadə olunur. Məsələn, sürətin dimenzionu (ölçüsü) $[v] = \frac{[l]}{[t]} = \frac{L}{T} = LT^{-1}$, təcilin dimenzionu $[a] = \frac{[v]}{[t]} = \frac{L}{T^2} = LT^{-2}$, qüvvənin dimenzionu $[F] = [m][a] = MLT^{-2}$, təzyiqin dimenzionu $[P] = [F]/[S] = ML^{-1}T^{-2}$ kimi göstərilir.

Təzyiqin ölçü vahidləri: Beynəlxalq Vahidlər Sistemində (BS) $N/m^2 = Pa$ (pasqal). Pasqal çox kiçik olduğundan, bundan 10^6 dəfə böyük vahiddən istifadə olunur. Təzyiqin sistemxarici vahidlərindən də geniş istifadə olunur. Onlar aşağıdakılardır:

Fiziki atmosfer (f.a.) : hündürlüyü 76 sm olan cıvə sütununun oturacağı göstərdiyi təzyiq 1 fiziki atmosfer qəbul olunmuşdur. Bu təzyiq $p = \rho gh$ düsturu ilə təyin olunur. $\rho_{civə} = 13,6 \text{ q/sm}^3$, $g = 980 \text{ sm/san}^2$, $h = 76 \text{ sm}$ olduğunu nəzərə alsaq, $1 \text{ f.a.} = 101\,326 \text{ Pa} \approx 1 \text{ bar}$.

Texniki atmosfer (t.a.): sahəsi 1 sm^2 olan səthə normal istiqamətdə tətbiq olunmuş 1 kQ qüvvənin göstərdiyi təzyiq, 1 texniki atmosfer qəbul olunmuşdur. Bu səbəbdən, $1 \text{ t.a.} = 1 \text{ kQ /sm}^2 = 98066,6 \text{ Pa} \approx 0,98 \text{ bar}$.

Tor: şaquli istiqamətdə yerləşdirilmiş 1 mm hündürlüklü cıvə sütununun oturacağı göstərdiyi təzyiq Torriçellinin şərafinə 1 tor adlanır. Qiymətə çox kiçik kəmiyyət olduğundan, tor yalnız çox kiçik təzyiqləri ölçmə zamanı istifadə olunur.

2.5. MOLEKULAR-KİNETİK NƏZƏRİYYƏNİN ƏSAS TƏNLİYİ

Molekulyar-kinetik nəzəriyyənin müddəalarına əsaslanaraq, ideal qazın təzyiqini hesablayaq. Qazın qaba göstərdiyi təzyiq, qaz molekullarının divara vurduğu zərbələrlə əlaqədar olduğundan, hesablamalara başlamazdan əvvəl təzyiqin qabın formasından və molekullar tərəfindən qabın divarına endirilən zərbələrin xarakterindən asılı olub-olmamağını müəyyənləşdirmək lazımdır.

Qaz molekullarının hərəkəti xaotik olduğundan, bütün istiqamətlərdə bərabər sahəli səthlərə vurulan zərbələrin sayı, orta hesabla eynidir. Bu səbəbdən, təzyiq istiqamətdən asılı deyildir. Ona görə də, təzyiqi hesablamaq üçün, qabın hansı formaya malik olmasının və onun divarının hansı hissəsini nəzərdən keçirmənin fərqi yoxdur.

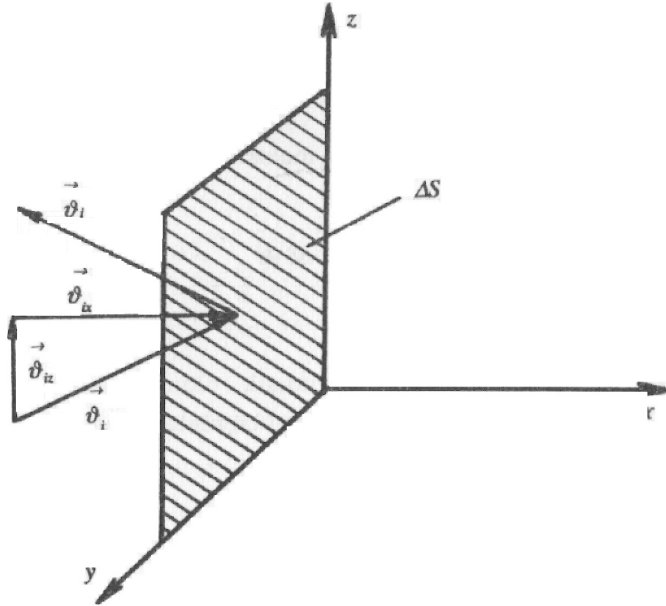
Qeyd etdiyimiz kimi, qaz molekulları tərəfindən qabın divarına endirilən zərbələrin xarakterinin, yəni onların elastik, yaxud qeyri-elastik olmasının, qaz təzyiqinə nə kimi təsir göstərüb-göstərmədiyini də müəyyənləşdirməliyik. Asanlıqla inana bilərik ki, qazın təzyiqi, zərbənin xarakterindən asılı deyildir. Doğrudan da, biz qazı, yalnız termodinamik tarazlıq halında öyrəndiyimizə görə, o yerləşdiyi qabla termodinamik tarazlıqda olmalıdır. Qaz yerləşdiyi qabla termodinamik tarazlıqda olduğundan, onun temperaturu divarın temperaturuna bərabərdir. Bu səbəbdən də, qaz molekullarının divara elastik, yaxud qeyri-elastik zərbələr endirməsi, termodinamik tarazlığı poza bilməz. Deməli, zərbənin elastik, yaxud qeyri-elastik olmasının təzyiqə təsiri yoxdur. Elə buna görə də, zərbənin xarakteri haqqında heç bir məhdudlaşdırıcı şərt qəbul etmədən, təzyiqi hesablaya bilərik.

Qazın təzyiqi, molekulların divara vurduğu zərbələrin elastik, yaxud qeyri-elastikliyindən asılı olmadığına görə, hesablamaları sadələşdirmək

naminə ən sadə hala baxaq - zərbələrin elastik olduğunu qəbul edək. Digər tərəfdən, qaz təzyiqinin qabın formasından asılı olmadığını da nəzərə alsaq, yeni bir sadələşdirici şərt qəbul edə bilərik. Bu məqsədlə, qazın yerləşdiyi qabın kub şəklində olduğunu fərz edək. Hərəkətin xotikliyinə görə, kubun bütün üzlərinə göstərilən təzyiq eynidir. Ona görə də, təzyiqi hesablayarkən, kubun hansı üzünü nəzərdən keçirmənin fərqi yoxdur.

Beləliklə, həll etmək istədiyimiz məsələnin sadə şəkildə qoyuluşu müəyyənənmiş olur: kub şəkilli qabda yerləşmiş və qabla istilik tarazlığında olan qazın təzyiqini hesablamaq tələb olunur.

Qaz molekulları həm bir-biri ilə, həm də yerləşdiyi qabın divarı ilə toqquşur. Qeyd etdiyimiz kimi, divarla toqquşmalar elastik qəbul oluna bilər, yəni bu toqquşmalar zamanı, hər molekul üçün düşmə bucağı qayıtma³ bucağına bərabər olmaqla yanaşı, sürətin ədədi qiyməti də dəyişməz qalır. Molekulların hərəkəti və bununla əlaqədar toqquşmaları xotik olduğundan, qazın göstərdiyi təzyiqin bütün istiqamətlərdə eyni olduğunu (*təzyiqin izotropluğu*) da bir daha qeyd edək.



Şəkil 2.1. Molekulların qabın divarına zərbələri

³ Molekulun divara doğru hərəkət istiqaməti ilə divarın normalı arasındakı bucaq düşmə, divardan qayıtma istiqaməti ilə normal arasındakı bucaq isə qayıtma bucağı adlanır.

Deyilənləri nəzərə alaraq, qabın yz müstəvisi ilə üst-üstə düşən divarına göstərilən təzyiqi hesablayaq. Sahəsi ΔS olan divar səthini nəzərdən keçirək (*şəkil 2.1*). Sürəti $\vec{v}_i$ olan molekul divara elastik zərbə endirərək, ona müəyyən impuls verir. Bu impulsu təyin etmək üçün $\vec{v}_i$ sürətini x, y və z oxları üzrə toplananlara ayıraq. y və z oxları üzrə toplananlar ΔS səthinə paralel olduğundan, həmin səthə bu toplananlarla əlaqədar təzyiq göstərmir. Ona görə də, şəkildə bu toplananlar göstərilməmişdir. Molekulların divara vurduğu zərbələr nəticəsində meydana gələn təzyiq, yalnız v_{ix} toplananı (ΔS səthinə perpendikulyar toplanan) ilə əlaqədar olduğundan, söhbət, yalnız bu toplanandan gedəcəkdir.

Zərbə elastik olduğundan, v_{ix} toplananı qiymətcə dəyişmir, istiqaməti isə tərsinə dönür. Bircins molekulardan ibarət qazın bir molekulunun kütləsini m ilə işarə etsək, hər zərbə nəticəsində divara verilən impulsun miqdarı $2mv_{ix}$ olur. Sürəti v_{ix} olan molekulların vahid həcmdəki sayını n_i ilə işarə etsək, bu növ molekulların Δt zaman müddətində ΔS səthinə verdiyi impulsun qiyməti $2mv_{ix}\Delta S n_i \Delta t v_{ix} = 2mv_{ix}^2 n_i \Delta S \Delta t$ olur. Təkcə i növ deyil, bütün növ molekulların Δt zaman müddətində ΔS səthinə verdiyi impulsun qiymətini tapmaq üçün, qazı təşkil edən bütün molekul növləri (N) üzrə cəmləmə əməliyyatı aparmalıyıq. Onda,

$$\Delta K = 2m\Delta S\Delta t \sum_i v_{ix}^2 n_i .$$

Hərəkət xaosik olduğundan, x oxunun müsbət və mənfi istiqamətlərində hərəkət edən (*sürətləri v_x və $-v_x$ olan*) molekulların sayı bərabərdir. ΔS səthinə göstərilən təzyiq, yalnız x oxunun müsbət istiqamətində hərəkət edən molekullarla əlaqədar olduğundan, impuls üçün aldığımız ifadəni 2-yə bölməliyik. Onda,

$$\Delta K = m\Delta S\Delta t \sum_i v_{ix}^2 n_i .$$

İndi, n -ə vurub, n -ə bölməklə, cəm işarəsi altındakı ifadəni bizə lazım olan şəkllə salaq:

$$\sum_i v_{ix}^2 n_i = n \frac{\sum_i v_{ix}^2 n_i}{n} = n \overline{v_x^2}$$

Burada, n vahid həcmdəki molekulaların sayı, $\overline{v_x^2}$ isə sürətin kvadratının sayı görə orta qiymətidir. $\overline{v_x^2}$ ifadəsinin kvadrat kökü, yəni $\sqrt{\overline{v_x^2}}$ **orta kvadratik sürət, yaxud istilik sürəti** adlanır və adətən $\overline{v_x}$ kimi işarə olunur: $\overline{v_x} = v_{ist.} = \sqrt{\overline{v_x^2}}$. Aldığımız $\sum_i v_{ix}^2 n_i = n \overline{v_x^2}$ ifadəsini ΔK -da nəzərə alsaq,

$$\Delta K = m \Delta S \Delta t n \overline{v_x^2}$$

olduğunu görürük. Digər tərəfdən, hərəkətin xaosikliyi ilə əlaqədar x, y, z istiqamətləri eyni hüquqlu olduğundan, $\overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2}$.

$$\text{Onda, } \overline{v^2} = \overline{v_x^2} + \overline{v_y^2} + \overline{v_z^2} = 3 \overline{v_x^2} \text{ və buradan } \overline{v_x^2} = \frac{1}{3} \overline{v^2}.$$

Beləliklə,

$$\Delta K = \frac{1}{3} n m \overline{v^2} \Delta S \Delta t = \frac{2}{3} n \frac{m \overline{v^2}}{2} \Delta S \Delta t.$$

Buradan,

$$p = \frac{\Delta F}{\Delta S} = \frac{\Delta K}{\Delta S \Delta t} = \frac{2}{3} n \frac{m \overline{v^2}}{2}$$

və

$$p = \frac{2}{3} n \overline{E_k}. \quad (2.1)$$

Burada, $\overline{E_k} = \frac{m \overline{v^2}}{2}$ - xaosik irəliləmə hərəkəti zamanı **bir molekula düşən orta kinetik enerjidir**. (2.1) tənliyi **molekulyar-kinetik nəzəriyyənin əsas tənliyi** adlanır.

Orta kvadratik sürət ($\overline{v} = \sqrt{\frac{2 \overline{E_k}}{m}}$) anlayışına müəyyən aydınlıq gətirmək

lazımdır. Biz bu sürəti təyin edərkən, bütün molekulaların sürətləri kvadratlarının cəmini, molekulaların ümumi sayına böldük. Belə təyin olunan orta kəmiyyətə **ədadi orta** kəmiyyət deyilir. Bununla yanaşı, kəmiyyətlərin zamana görə də orta qiymətini təyin etmək mümkündür. Məsələn, hər hansı bir molekulun hərəkətini müəyyən bir zaman intervalında izləsək, xaosik

hərəkət nəticəsində baş verən toqquşmalar hesabına onun sürətinin nizamsız şəkildə dəyişdiyini müşahidə edərik. Lakin, bu dəyişmələr, verilən temperaturdakı orta ədədi kvadratik sürəti dəyişdirə bilməz, çünki belə dəyişmə temperaturun özünün dəyişməsinə gətirərdi. Deməli, *zamana və saya görə* təyin *olunan orta kvadratik sürətlər eynidir*. Bu səbəbdən, zamana, yaxud saya görə orta kvadratik sürət yerinə, sadəcə orta kvadratik sürət anlayışından istifadə olunacaqdır. Onu da qeyd edək ki, bu bərabərlik, yalnız sürətə aid deyildir. Ümumiyyətlə, xaoslu hərəkəti xarakterizə edən istənilən fiziki kəmiyyət, məsələn orta kvadratik yerdəyişmə də, bu xassəyə malikdir, yəni zamana və saya görə təyin edilmiş orta kvadratik yerdəyişmə eynidir.

2.6. MOLEKULYAR-KİNETİK NƏZƏRİYYƏNİN ƏSAS TƏNLIYİNDƏN ALINAN NƏTİCƏLƏR

İndi, molekulyar-kinetik nəzəriyyənin əsas tənliyi olan (2.1) ifadəsini təhlil edək.

1. Qəbul etdiyimiz ideal qaz modelinə nəzər salsaq, belə yanlış nəticəyə gələ bilərik: ideal qaz yalnız yerləşdiyi qabın divarına təzyiq göstərir, qaz daxilində isə təzyiq sıfır olmalıdır, çünki qəbul etdiyimiz modelə görə, ideal qaz molekulları arasında qarşılıqlı təsir yoxdur və molekullar, yalnız yerləşdiyi qabın divarı ilə toqquşur. Lakin, molekulyar-kinetik nəzəriyyənin əsasını təşkil edən incə bir təfəssilatı fikir versək, təzyiqin yalnız divarda deyil, həm də qaz daxilində də mövcud olduğuna və qabın divarına göstərilən təzyiq üçün aldığımız ifadənin, həm də qaz daxilindəki təzyiqi də ifadə etdiyinə inana bilərik. Doğrudan da, ideal qazda molekullararası toqquşmaları sadəlik naminə nəzərə almadıq. Lakin, mövcud olan reallığı sadəlik naminə kefirmiz istəyən şəkildə təhrif etməyə haqqımız yoxdur. Yalnız, hadisənin mahiyyətinə və alınan son nəticəyə formal baxımdan təsir göstərməyən reallığa göz yuma bilərik. Belə hərəkət etdiyimiz halda, atığımız addımı əsaslandırmalıyıq. Bu yerdə qarşıya çox təbii bir sual çıxır: hansı səbəbə görə, qaz molekulları arasındakı toqquşmaları nəzərə almadan, düzgün nəticələr əldə edə bilirik?

Biz ideal qazı termodinamik tarazlıq halında öyrənirik. Qazın termodinamik tarazlıq halına gəlmə səbəbi isə, xaoslu hərəkət edən molekulların bir-biri ilə toqquşmalarıdır. Deməli, qazı termodinamik tarazlıqda qəbul edirik-sə, onun molekulları arasındakı toqquşmaların varlığını qəbul etmiş oluruq. Ona görə də, termodinamik tarazlıq halındakı qaz molekulları arasındakı

toqquşmaların nəzərə alınmamağı, formal xarakter daşıyan sadələşdirici bir addımdır.

İndi, ideal qaz daxilində təzyiqin mövcud olma səbəbini izah edək. Qaz termodinamik tarazlıq halında götürüldüyünə və bu tarazlığı yaradan molekullar arasında daimi toqquşmalar olduğuna görə, verilmiş qaz kütləsinin bir makroskopik hissəsini, qalan hissəsi üçün “divar” qəbul edə bilərik.

Divara göstərilən təzyiq $p = \frac{2}{3} n \overline{E_k}$ olduğundan, qaz daxilindəki təzyiq də $p = \frac{2}{3} n \overline{E_k}$ olacaqdır, yəni ideal qaz daxilindəki təzyiq, qabın divarına göstərilən təzyiqə bərabərdir.

2. Aldığımız (2.1) ifadəsindən göründüyü kimi, təzyiq verilmiş qaz kütləsini təşkil edən molekulların hamısı ilə əlaqədar olan orta kəmiyyətlə, konkret desək $\overline{E_k}$ ilə əlaqədardır. Bu əlaqə mühüm bir nəticəyə gətirir: ***təzyiq, ayrı-ayrı molekullara aid mikroskopik kəmiyyət deyil, bütöv qaz kütləsinə aid makroskopik kəmiyyətdir.***

3. Təcrübi yolla müəyyən olunmuşdur ki, qapalı qabdakı qaz qızdıqca, onun təzyiqi artır. Digər tərəfdən, (2.1) ifadəsindən göründüyü kimi, verilmiş qaz kütləsi üçün vahid həcmdəki molekulların sayı (n) sabit olduğundan, təzyiqin artması, yalnız bir molekula düşən orta kinetik enerjinin artması ilə əlaqədar olmalıdır. Deməli, ***bir molekula düşən orta kinetik enerji, qazın temperaturunu müəyyən edən kəmiyyət kimi qəbul oluna bilər.*** Bunu etməzdən əvvəl, sadəlik naminə (2.1) ifadəsinə daxil olan $2/3$ əmsalından “yaxa qurtaraq”, yəni temperatur olaraq $\overline{E_k}$ deyil, $\frac{2}{3} \overline{E_k}$ kəmiyyətini qəbul edək. Beləliklə, qazın temperaturu dedikdə,

$$\theta = \frac{2}{3} \overline{E_k}. \quad (2.2)$$

kəmiyyəti başa düşüləcəkdir.

Ayındır ki, belə qəbul olunmuş temperatur (θ), enerji vahidləri ilə ölçülməlidir. Temperaturun enerji vahidləri ilə ölçülməsi praktik çətinliklərə gətirir – bu halda temperaturu çox kiçik ədədlərlə ölçmək məcburiyyətində qalıyıq. Məsələn, temperaturu enerji vahidləri ilə ölçsək, otaq temperaturu $\theta = 3 \times 10^{-14}$ erq olar. Göründüyü kimi, bu çox kiçik kəmiyyətdir. Digər tərəf-

dən, bildiyimiz kimi, tarixən temperatur dərəcələrlə (*atmosfer təzyiqində, təmiz suyun donma və qaynama temperaturları arasındakı fərqi yüzə biri 1 dərəcə qəbul olunmuşdur*) ölçülür. Bu iki səbəbə görə, temperaturun enerji vahidləri ilə ölçülməsindən imtina olunmuşdur.

Yuxarıdakı qayda ilə qəbul etdiyimiz temperaturu ($\theta = \frac{2}{3} \overline{E_k}$) dərəcələrlə ölçmək üçün, enerji vahidini dərəcəyə çevirən əmsaldan istifadə etmək lazımdır. Bolsman sabiti adlandırılan bu əmsal k hərfi ilə işarə olunur. Beləliklə,

$$\theta = kT$$

yaza bilərik. Bunu (2.2) –də nəzərə alsaq, $kT = \frac{2}{3} \overline{E_k}$ olur. Buradan

$$\overline{E_k} = \frac{3}{2} kT \quad (2.3)$$

alırıq. (2.3) ifadəsinə daxil olan T dərəcələrlə ölçülür. (2.3) ifadəsindən göründüyü kimi, yürütdüyümüz mülahizələr əsasında qəbul etdiyimiz qaydaya əsasən, temperatur aşağıdakı xassələrə malik olmalıdır.

a) Temperatur, bir molekula düşən orta kinetik enerji ilə müəyyən olunduğundan, o bütün qaz kütləsini xarakterizə edən makroskopik kəmiyyətdir.

b) Kinetik enerji həmişə müsbət kəmiyyət olduğundan, (2.3) ifadəsi ilə təyin olunan temperatur da hökmən müsbət kəmiyyət olmalıdır. Onu da başa düşmək lazımdır ki, temperaturun hökmən müsbət olması, təbiətin labüd qanunu deyildir. Bunun yeganə səbəbi, temperaturun, məhz (2.3) ifadəsi ilə təyin olunmasıdır. Nəhayət, onu da qeyd edək ki, (2.3) ifadəsi termodinamik tarazlıq halı üçün çıxarıldığına görə, temperatur da, yalnız termodinamik tarazlıq halında olan sistemi xarakterizə edən kəmiyyətdir.

3. (2.3) ifadəsindən göründüyü kimi, **temperatur, molekulların xaotik irəliləmə hərəkətinin orta kinetik enerjisi ilə müəyyən olunur**. Aydın ki, molekulların xaotik irəliləmə hərəkəti dayandığı halda, belə təyin olunmuş temperatur sıfıra bərabər olar. Başlanğıcı, məhz bu nöqtə ($T=0$ nöqtəsi) olmaq şərti ilə tərtib olunan temperatur şkalası **mütləq temperatur şkalası**, bu şkala ilə təyin olunan temperatur isə **mütləq temperatur** adlanır. Mütləq temperatur şkalasının hər dərəcəsi Lord Kelvinin şərəfinə **kelvin (K)** adlanır.

Temperaturun ölçü vahidləri və ölçülmə qaydaları haqqında ətraflı məlumat bir qədər sonra veriləcəkdir. Hələlik, yalnız onu qeyd edək ki, söhbət

molekulların xaotik irəliləmə hərəkətindən getdiyinə və bu hərəkət, ancaq klassik mexanika qanunları çərçivəsində təsvir olunduğuna görə, temperatur haqqındakı söhbətlərimiz də, yalnız klassik mexanika çərçivəsi daxilində doğrudur. Bununla yanaşı, məlumdur ki, molekul mürəkkəb daxili quruluşa malikdir və bu quruluş kvant mexanikası vasitəsilə müəyyənləşdirilir. Ona görə, çox qısa şəkildə bu məsələ ilə əlaqədar bir nəticəni yada salaq.

Bir az əvvəl qeyd etdiyimiz kimi, mütləq sıfırda molekulların istilik hərəkəti (*irəliləmə və fırlanma hərəkətləri*) dayanır. Lakin, bu temperaturda molekulu təşkil edən atomların molekul daxili rəqsi hərəkəti tam dayanmır - mütləq sıfırda da rəqsi hərəkət mövcuddur. Mütləq sıfır temperaturda mövcud olan bu cür rəqslər **sıfırıncı rəqs** adlanır. Sıfırıncı rəqs enerjisi, molekulun istilik hərəkəti enerjisinə nəzərən çox kiçik olduğundan, klassik mexanika hadisələrində onun təsiri nəzərə çarpmayacaq dərəcədədir.

Yeri gəlmişkən, (2.3) düsturu ilə əlaqədar tarixə nəzər salaq. Termodinamikanın yaradıcılarından biri olan məşhur alman alimi Rudolf Klauzius, hələ 1875-ci ildə nəşr olunmuş «İstilik adlanan hərəkətin təbiəti haqqında» adlı məqaləsində qeyd etmişdir ki, istilik enerjisi hərəkət edən molekulların kinetik enerjisidir.

4. (2.3)-ü (2.1)-də nəzərə alsaq,

$$p = nkT \quad (2.4)$$

alınır. (2.4)-dən göründüyü kimi, **ideal qazın təzyiqi, mütləq temperatur və vahid həcmdəki molekulların sayı ilə düz mütənasibdir**.

(2.4) ifadəsindən ideal qazın hal tənliyini, yəni onun halını xarakterizə edən p, V, T parametrləri arasındakı əlaqəni müəyyən edən tənliyi də ala

bilərik. Doğrudan da, $n = \frac{N}{V}$ olduğundan,

$$pV = NkT. \quad (2.5)$$

İdeal qazın hal tənliyi adlanan bu ifadədəki bir incəliyə nəzər salaq. Hal tənliyinə qazın fərdiliyi (*növü*) ilə əlaqədar heç bir parametr daxil deyildir. Bu o deməkdir ki, (2.5) tənliyi, növündən asılı olmayaraq, bütün ideal qazların halını təsvir edə bilər. Aldığımız bu nəticədə qeyri-adi bir şey yoxdur. Axı, qazları bir-birindən fərqləndirən onların molekullarının ölçüləri və molekulları arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvələridir. Biz isə, (2.5) ifadəsini çıxarkən, qaz molekullarının ölçülərini və molekullarası qarşı-

lıqlı təsir qüvvəsini, başqa sözlə desək qaz molekulalarının fərdiliyini nəzərə almadıq. Bu səbəbə görə də, (2.5) ifadəsi, növündən asılı olmayaraq, istənilən növ molekulardan ibarət bütün ideal qazlar üçün doğrudur.

İdeal qazın hal tənliyindən, daha əvvəllər təcrübi faktlar əsasında müəyyənləşdirilmiş Boyle-Mariot (*sabit temperaturda* $pV = \text{sabit}$), Gey-Lüssaq (*sabit təzyiqdə* $\frac{V}{T} = \text{sabit}$) və Şarl (*sabit həcmdə* $\frac{p}{T} = \text{sabit}$) qanunlarını xüsusi hal kimi almaq olar. Çox sadə olan bu çıxarış oxuculara tapşırıılır.

Qaz qanunlarını qrafik şəklində təsvir edərkən, hadisənin əsl mahiyyətini yaddan çıxarmamalıyıq. Məsələ ondadır ki, qrafik üzərindəki hər nöqtə qazın bir halını xarakterizə edir, yəni bu nöqtəyə hal parametrlərinin (p, V, T) zamandan asılı olmayaraq sabit qalan müəyyən bir qiymətlər toplusu uyğun gəlir. Qazın belə halı **qərarlı (stasionar) hal** adlanır. Bu hal eyni zamanda tarazlıq halıdır. Deməli, qazı təsvir edən qrafiklər, məsələn izoterm, izobar və izoxor, arasıkəsilmədən bir-birinin ardınca gələn tarazlıq halları toplusundan ibarət prosesi ifadə edir. Belə proses **tarazlıqlı proses** adlanır. Tarazlıqda olmayan prosesləri qrafiklə təsvir etmək olmaz, çünki belə proses zamanı halı xarakterizə edən parametrlər sabit qalmayıb, zamandan asılı olaraq dəyişir.

5. Qazın hal tənliyinə, molekulaların ümumi sayını ifadə edən N kəmiyyəti daxildir. Bu kəmiyyəti tapmaq çətinliklərlə əlaqədardır. Ona görə də, ideal qazın hal tənliyini elə şəkllə salmaq lazımdır ki, ona N daxil olmasın. Aydındır ki, N qazın kütləsi (M) ilə əlaqədardır: $M = mN$. Burada, m bir molekulun kütləsidir. Digər tərəfdən, qazın molekulyar kütləsi (*nisbi molekulyar kütlənin, yəni qaz molekulu kütləsinin, karbon atomu (C^{12} izotopu) kütləsinin $1/12$ hissəsinə nisbətinin qramlarla ifadəsi*) $\mu = mN_A$. Burada N_A - bir mol⁴ qazdakı molekulaların sayıdır və Avoqadro ədədi adlanır. Aldığımız bu iki ifadənin nisbətini götürsək

$$\frac{M}{\mu} = \frac{mN}{mN_A} = \frac{N}{N_A}$$

olur. Buradan $N = \frac{MN_A}{\mu}$ alırıq. N - in bu ifadəsini (2.5)- də yerinə yazsaq və $kN_A = R$ olduğunu nəzərə alsaq,

⁴ Maddənin qramlarla ifadə olunmuş nisbi kütləsinə qram-mol, yaxud qısaca mol deyilir.

$$pV = \frac{M}{\mu} RT . \quad (2.6)$$

Burada, M/μ nisbəti, verilmiş V həcmindəki molların sayıdır. (2.6) ifadəsi **Mendeleyev-Klapeyron tənliyi** adlanır. Həmin tənliyi 1 mol qaz üçün yazmaq istəsək, $M = \mu$ olduğunu nəzərə almalıyıq. Onda

$$pV_0 = RT . \quad (2.7)$$

Burada V_0 bir mol qazın həcmi, R isə universal qaz sabitidir.

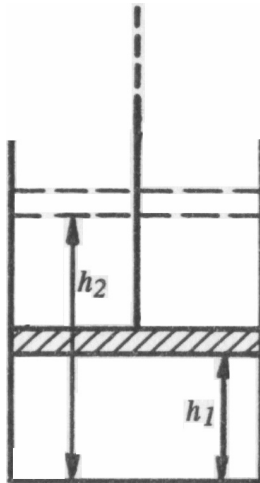
(2.7) ifadəsindən görüldüyü kimi, sabit təzyiq və sabit temperaturda, istənilən qazın bir molunun həcmi sabit kəmiyyətdir. Normal şəraitdə ($T=273,15$ K, $p = 1$ atm.) istənilən qazın 1 molunun həcmi

$V_0 = RT / p = (8,31 \times 273 \text{ kJ/mol}) / 1,01 \times 10^5 \text{ N/m}^2 = 2,24 \times 10^{-2} \text{ m}^3/\text{mol} = 22,4 \text{ litr/mol}$ olur. Buna əsaslanaraq, vahid həcmdəki molekulların sayını tapa bilərik:

$$n_0 = N_A / V_0 = 6,02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1} / (2,24 \times 10^{-2} \text{ m}^3 \text{ mol}^{-1}) = 2,7 \times 10^{25} \text{ m}^{-3} = 2,7 \times 10^{19} \text{ sm}^{-3}$$

Bu say, yəni $n_0 = 2,7 \times 10^{19} \text{ sm}^{-3}$ **Loşmidt ədədi** adlanır.

İndi, qəbul etdiyimiz universal qaz sabitinin (*Avoqadro ədədi ilə Bolsman sabitinin hasilinə bərabər olan kəmiyyətin*) fiziki mənasını izah edək. Bu məqsədlə, mütəhərrik qapağı olan silindr şəkilli qab içərisində temperaturu T , təzyiqi isə p olan 1 mol miqdarında qaz təsəvvür edək (şəkil 2.2)



Şəkil 2.2. Qaz genişlənmərkən görülmə iş

Qabın en kəsiyinin sahəsi S olsun. Qazın temperaturunu izobarik olaraq ($p = \text{sabit}$) 1^0 artıraraq. Onda $T_{\text{son}} = T + 1$ olar. Bu proses nəticəsində qaz genişləndiyindən, qabdakı qaz sütununun hündürlüyü h_1 -dən h_2 -yə qədər yüksəlir: $\Delta h = h_2 - h_1$. Sabit təzyiqdə baş verən belə genişlənmə zamanı görülmə iş,

$$A_p = F(h_2 - h_1) = p S \Delta h = p \Delta V_0 \quad (2.8)$$

olur. Beləliklə, sabit təzyiqdə bir mol qazın ΔV_0 qədər genişlənməsi zamanı görülmə işin miqdarı $p \Delta V_0$ olur. Həcmnin dəyişməsinə (ΔV_0) tapmaq üçün, (2.7) düsturunu, sabit təzyiqdə temperaturu 1^0 artırılan qaza tətbiq etsək,

$$pV_0' = R(T + 1) \quad (2.9)$$

alırıq. Burada V_0' - təzyiqi p , temperaturu isə $T + 1$ olan 1 mol qazın həcmidir. (2.9)-dan (2.7)-ni tərəf-tərəfə çıxsaq,

$$p \Delta V_0 = R \quad (2.10)$$

alırıq. Bu düsturdan təyin etdiyimiz $\Delta V_0 = \frac{R}{p}$ ifadəsini (2.8)-də yerinə yazsaq, $A_p = R$ olduğunu görürük. Deməli, **universal qaz sabiti (R), 1 mol qazı sabit təzyiqdə 1^0 qızdırmaq üçün lazım olan işin ədədi qiymətinə bərabərdir.** $N_A = 6,02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ olduğundan, universal qaz sabiti üçün

$$R = 8,314 \times 10^7 \text{ erg}/(\text{mol} \times \text{dərəcə}) = 8,314 \text{ J}/(\text{mol} \times \text{dərəcə}) \cong 2 \text{ kal}/(\text{mol} \times \text{dərəcə})$$

alırıq.

Avoqadro ədədinin universal kəmiyyət olduğunu əvvəlcə də qeyd etmişdik. Bu kəmiyyət, istənilən maddənin 1 moluna daxil olan molekulların sayını ifadə edir. Söylədiyimiz bu fikri çox asanlıqla təsdiq edə bilərik. Bu məqsədlə molekulunun kütlələri, uyğun olaraq m_1 və m_2 , molekulyar kütlələri isə μ_1 və μ_2 olan iki müxtəlif növ maddə təsəvvür edək. Biz əvvəlcədən bu maddələrə daxil olan molekullar sayının bir-birinə bərabər olduğunu bilmədiyimizə görə, molekullar sayını uyğun olaraq N_{A1} və N_{A2} ilə işarə edək. Molekulyar kütlənin tərifini yadımıza salsaq, $\mu_1 = m_1 N_{A1}$ və

$$\mu_2 = m_2 N_{A2}. \text{ Buradan } \frac{\mu_1}{\mu_2} = \frac{m_1}{m_2} \frac{N_{A1}}{N_{A2}}. \text{ Digər tərəfdən, nisbi kütlə anlayışının}$$

nə olduğunu yada salsaq, $\frac{\mu_1}{\mu_2} = \frac{m_1}{m_2}$ olduğunu söyləyə bilərik. Bunu nəzərə alsaq, $N_{A1} = N_{A2} = N_A$ olduğunu görürük. Bizə də, məhz bunu isbat etmək, yəni Avogadro ədədinin universal kəmiyyət olduğunu göstərmək lazım idi.

İdeal qazın hal tənliyinə əsaslanaraq müxtəlif qazlardan ibarət qaz qarışığı təzyiqinin, bu qarışığı təşkil edən ayrı-ayrı qazların parsial təzyiqləri cəminə bərabər olduğunu (*Dalton qanunu*) isbat etmək olar. Bu məqsədlə verilmiş qabdakı qaz qarışığı molekullarının ümumi sayını N , birinci, ikinci və sair növ qaz molekullarının sayını isə $N_1, N_2, \dots, N_i$ ilə (burada i -qarışığı təşkil edən qazların növləridir) işarə edək. Onda $N = N_1 + N_2 + \dots + N_i$. Bunu (2.5)-də nəzərə alsaq,

$$pV = NkT = (N_1 + N_2 + \dots + N_i)kT. \quad (2.11)$$

(2.11) ifadəsinin hər iki tərəfini V -yə bölsək,

$$p = (n_1 + n_2 + \dots + n_i)kT. \quad (2.12)$$

Burada $n_i = \frac{N_i}{V}$ qarışığın tərkibindəki i növ qazın sıxlığıdır (vahid həcmdəki molekulların sayıdır). Verilmiş i növ qaz, qarışığın həcminə (V) bərabər həcmdə yerləşdikdə, onun təzyiqi (parsial təzyiqi) $p_i = n_i kT$ olduğundan, (2.12)-ni belə yazıya bilirik:

$$p = p_1 + p_2 + \dots + p_i \quad (2.13)$$

Aldığımız bu ifadə Dalton qanunu adlanır. Həmin qanuna görə qaz qarışığının ümumi təzyiqi, qarışığı təşkil edən qazların parsial təzyiqləri cəminə bərabərdir. Buradan göründüyü kimi, qaz qarışığına daxil olan komponentlərdən (qaz növlərindən) hər biri digərindən asılı olmayaraq təzyiq göstərir. Bir daha qeyd edək ki, qarışığın tərkibindəki hər hansı növ qazın parsial təzyiqi dedikdə, həmin növ qazın təklikdə qarışığın tutduğu V həcmi təkə tutduqda yaratdığı təzyiq başa düşülür.

2.7. TEMPERATURUN ÖLÇÜLMƏSİ. TEMPERATUR VAHİDLƏRİ.

Temperatur, istilik tarazlığı halındakı sistemləri xarakterizə edən makroskopik fiziki kəmiyyətdir. İstilik tarazlığında olan sistemin bütün nöqtələ-

rində temperatur eynidir. Sistemin temperaturu additiv toplanan kəmiyyət deyildir - cismin temperaturu onun ayrı-ayrı nöqtələrinin temperaturları cəminə bərabər ola bilməz. Cismin digər makroskopik xarakteristikalarından olan kütlə və həcm isə additivlik xassəsinə malikdir. Cismin kütləsi, onu təşkil edən hissələrin kütlələri cəminə, həcmi isə bu hissələrin həcmələri cəminə bərabərdir.

Kəmiyyətlərin additiv toplanma xassəsinə malik olması, onların ölçülməsi işində mühüm əhəmiyyət kəsb edir. Bu növ kəmiyyətlər uyğun ölçü vahidi seçərək, müqayisə yolu ilə təyin oluna bilər. Məsələn, müəyyən bir kütlə vahidi seçərək, cismin neçə belə vahiddən ibarət olduğunu müəyyənləşdirməklə, onun həmin vahidlərlə ifadə olunmuş kütləsini tapmış oluruq. Eyni mülahizələri həcm haqqında da yürüdə bilərik. Müəyyən bir həcm vahidi seçərək, cisim həcmının neçə belə vahidlərdən ibarət olduğunu və beləliklə də cismin həcmi tapmaqla bilərik. Deyilənləri additiv toplanma xassəsinə malik olmayan temperatura aid edə bilmərik.

Temperaturu birbaşa təyin etmək mümkün deyildir, onu təyin etmək üçün dolaylı yol axtarmaq lazımdır.

Temperatur cismin qızdırılma dərəcəsini müəyyən edən kəmiyyət olduğundan, onu ölçmək üçün cismin istilik xassələrindən, məsələn istidən genişlənmə xassəsindən istifadə etmək olar. Bunun üçün, əvvəlcə istilik xassəsindən istifadə edəcəyimiz cismi seçmək lazımdır. Belə cisim **termometrik maddə** adlanır. İkinci addımda cismin qızdırılma dərəcəsindən asılı olan xassəsinə müəyyən edən parametri seçməliyik. Bu parametr **termometrik kəmiyyət (parametr)** adlanır. Termometrik kəmiyyət olaraq, qızdırma nəticəsində dəyişən istənilən parametr, məsələn cismin həcmi, xətti ölçüləri, elektrik xassələrini xarakterizə edən kəmiyyətlərdən (*elektrik keçiriciliyi, kontakt elektrik hərəkət qüvvəsi*) biri və s. seçilə bilər. Termometrik maddə qaz olduqda, termometrik kəmiyyət olaraq qazın təzyiqini (*sabit həcmdə*), yaxud həcmi (*sabit təzyiqdə*) seçə bilərik. Termometrik maddəni və termometrik kəmiyyəti seçərkən, ölçmə işinin sadəliyi və praktikliyi nəzərə alınmalıdır.

Nəhayət, temperaturu ölçmək üçün ölçü vahidi seçmək lazımdır. Adamlara adların qoyulması şərti (*hər kəsə, hazırda daşdığı addan fərqli bir adda qoyula bilər*) olduğu kimi, temperatur vahidi də şərtidir. Bir qayda olaraq, insanlara ürəyə yatan ad qoymağa çalışırlar. Fizikada kəmiyyətlərin ölçü vahidini seçərkən də belə edirlər çalışırlar ki, şərti olaraq seçilən ölçü vahidi, praktik baxımdan əlverişli olsun.

Cisim qızdırıldıqda, onun xətti ölçüləri və bu səbəbdən də həcmi dəyişdiyindən, temperaturu uzunluq, yaxud həcm vahidləri ilə ölçə bilərik. Sabit həcmdəki qazı qızdırdıqda, onun təzyiqi də müvafiq olaraq artır. Bu səbəbdən, temperaturu təzyiq vahidləri ilə də ölçmək olar. Lakin, bunlara baxmayaraq, temperatur üçün müstəqil ölçü vahidi seçilmişdir.

Temperatur vahidi seçmək üçün, müəyyən bir temperaturda, yaxud iki müxtəlif temperaturda cismin istilik parametrini müəyyənləşdirmək lazımdır. Bu temperaturlar **reper nöqtələri** adlanır.

Hər hansı cismin temperaturunu ölçmək üçün, onu seçdiyimiz termometrik maddə ilə təmasa gətirmək lazımdır. Təmasda olan iki cisim istilik tarazlığı halına gəldikdə, onların temperaturlarının eyni olduğunu söyləyə bilərik. Yalnız, bu halda termometrik maddənin istilik xassələrinə əsaslanaraq təyin etdiyimiz temperatur, ölçmək istədiyimiz temperatur olacaqdır.

Termometrik maddə, termometrik kəmiyyət və reper nöqtələri (*yaxud, nöqtəsi*) müəyyən şərtlər ödəməlidir. Termometrik maddə temperatura həssas olmalı, temperaturunu ölçmək istədiyimiz maddə ilə təmasa gətirildikdə, mümkün qədər qısa müddətdə istilik tarazlığı halına gələ bilməli və mümkün olduqca, daha geniş temperatur intervalında temperaturun ölçülməsinə imkan verməlidir. Bu baxımdan ən ucuz və ehtiyatı ən çox olan maddə - su əlverişsizdir. Termometrik maddəsi su olan termometr çox kiçik temperatur intervalında (*buzun ərimə temperaturu ilə suyun qaynama temperaturları arasında*) işləyə bilər. Bundan fərqli olaraq, termometrik maddəsi qaz olan termometrlər geniş imkanlara sahibdir.

Temperaturla termometrik kəmiyyət arasında birqiymətli əlaqənin mövcud olması üçün, termometrik kəmiyyət temperaturdan asılı olaraq monoton dəyişməlidir, yəni müxtəlif oblastlarda temperaturun eyni miqdarda dəyişməsi zamanı, termometrik kəmiyyətin bu oblastlarda dəyişmələri bir-birinə bərabər olmalıdır. Su, termometrik maddə olaraq bu baxımdan da əlverişli deyildir. Çünki, suyu donma temperaturundan başlayaraq 4°S -yə qədər qızdırdıqda, onun sıxlığı kiçilmək əvəzinə, tədricən böyüyərək, 4°S -də ən böyük qiymət alır. Bu nöqtədən başlayaraq, temperaturun artması ilə suyun sıxlığı get-gedə azalır.

Reper nöqtələri elə seçilməlidir ki, onların təkrar yenidən alınması, praktik cəhətdən əlverişli və asan olsun.

Bu ilkin qeydlərdən sonra, söylədiyimiz bütün məlumatlara əsaslanaraq, temperaturun ölçülmə işinə keçək. Reper nöqtələri olaraq normal təzyiqdə

suyun donma və qaynama temperaturalarını götürək. Termometrik maddə olaraq kiçik radiuslu şüşə boruya doldurulmuş civədən istifadə edək. Civənin termometrik maddə olaraq seçilməsi təsadüfi deyildir. Bunun geniş temperatur oblastında (*normal atmosfer təzyiqində və - 39⁰S-dən +550⁰S-dək*) maye halında qalması, civəli termometrin geniş temperatur oblastında ölçü cihazı olaraq işlədilə bilməsi üçün əlverişli şərait yaradır. Beləliklə, içinə civə tökülmüş kiçik radiuslu şüşə borudan termometr kimi istifadə edə bilərik. Lakin, bu qurğunun termometr olması üçün, bəzi əlavə işlər də görməliyik. İçərisinə civə tökülmüş şüşə boru, normal təzyiqdə donmaqda olan su ilə (*əriməkdə olan buzla*) təmasa gətirilir və əriməkdə olan buzla boru arasında istilik tarazlığı yarananaqədək (*borudakı civə sütununun hündürlüyü sabitləşənədək*) gözlənilir. Tarazlıq vəziyyətində borudakı civə sütununun hündürlüyünü h_d ilə işarə edək. Sonra həmin borunu normal təzyiq altında qaynamaqda olan suya salaraq, yenə də istilik tarazlığının yaranması anınaqədək (*hündürlüyü get-gedə yüksəlməkdə olan civə sütunu hündürlüyü sabitləşənədək*) gözləyirik. Borudakı civə sütununun bu hündürlüyünü h_q ilə işarə edək. $h_q - h_d = \Delta h$ məsafəsini n sayda bərabər hissələrə bölərək, $\Delta h / n$ parçasını şərti olaraq temperatur vahidi - dərəcə qəbul edə bilərik. Normal şəraitdə buzun ərimə temperaturunu şərti olaraq bir rəqəmlə, məsələn $t_1 = 0$ işarə etməklə, düzəltdiyimiz bu növ təcrübi temperatur şkalası vasitəsilə temperaturu təyin edə bilərik. Aparılan bu əməliyyat bütövlükdə **termometrin dərəcələnmə əməliyyatı** adlanır.

Reper nöqtələrinin (*uyğun t_1 və t_2 temperaturlarının*) və n -in seçilməsi tamamilə ixtiyaridir. **Selsi** adlanan temperatur şkalasında $t_1=0$, $t_2=100$, $n=100$, **Ryomer** şkalasında $t_1=0$, $t_2=80$, $n=80$, **Farenhey**t şkalasında isə $t_1=32$, $t_2=212$, $n=180$ seçilmişdir. Hazırda istifadə etdiyimiz selsi şkalasının hər bölgəsi 1⁰ S-yə uyğun gəlir. Ryomer və Farenhey t şkalalarının dərəcələri ilə Selsi şkalası dərəcəsi arasındakı əlaqələr belədir:

$$t_R = 0,8 t_S, \quad t_F = 32 + 1,8 t_S.$$

Müxtəlif termometrik maddələrin istilik xassələri müxtəlif olduğuna görə, hətta reper nöqtələri eyni seçilmiş müəyyən bir şkalada temperaturun qiyməti termometrik maddənin növündən asılı olur. Bu qeyri-müəyyənliyi aradan qaldırmaq üçün, əlverişli termometrik maddə seçərək, uyğun termometr düzəldilir və sonra bütün digər termometrlər əsas olaraq qəbul olunmuş bu termometrə görə dərəcələnilir.

Termometrik maddənin əlverişli olması nə deməkdir? Bu maddə aşağıdakı şərtləri ödəməlidir:

1. Termometrik maddə ilə işləyən termometr geniş temperatur intervalında istifadə oluna bilməlidir.
2. Ölçmə işinin əlverişli və dəqiq olmasına imkan verməlidir.
3. Ölçülərin asanlıqla təkrarlana bilməsinə imkan verməlidir.
4. Termometrik maddənin istifadə olunma imkanı geniş olmalıdır.
5. Termometrik maddə asan qoruna bilməlidir və s.

Sadaladığımız bu tələbləri ödəyən ən əlverişli maddə ideal qazdır.

Termometrik maddəsi ideal qaz olan temperatur şkalası **ideal qaz şkalası** adlanır. Bu şkalada reper nöqtələri olaraq normal şəraitdə suyun donma və qaynama temperaturları seçilir.

Qeyd etdiyimiz kimi, ideal qaz termometrində termometrik kəmiyyət qazın həcmi (*sabit təzyiqdə*), yaxud təzyiqi (*sabit həcmdə*) ola bilər. Təzyiqin termometrik kəmiyyət götürülməsi daha əlverişlidir. Bu kəmiyyətə əsaslanan termometr düzəltmək üçün, qapalı qab daxilinə ideal qaz doldurub, onun təzyiqini ölçə bilən manometrdən istifadə etmək olar. Qazı qızdırdıqca, temperaturdan asılı olaraq onun təzyiqi də artır. Təzyiqin dəyişməsinə əsasən qaz temperaturunun dəyişməsinə ölçə bilmək üçün, sabit həcmdəki ideal qazın təzyiqi ilə temperaturu arasında mövcud olan asılılıq xarakterini müəyyənləşdirməliyik. Əlbəttə, oxucu soruşa bilər ki, bu növ asılılığı ifadə edən Şarl qanunu mövcud olduğu halda, nə üçün biz qazın təzyiqi ilə temperaturu arasında yeni bir asılılıq düsturu axtarmalıyıq? Sualın cavabı aydındır. Axı, biz temperaturu, məhz təzyiqə görə ölçmək istədiyimizə üçünə Şarl qanunundan istifadə etməyə ixtiyarımız yoxdur. Hələ, temperaturun nə olduğunu bilməyə-bilməyə, onun təzyiqdən necə asılı olduğunu hansı əsasla söyləyə bilərik?

Beləliklə, qarşımızda qazın təzyiqi ilə temperaturu arasındakı asılılığı ifadə edən düstura əsaslanaraq, temperatur şkalası müəyyənləşdirmək məsələsi durur. Bu yoldakı ilk məsələ, sabit həcmdəki qazın təzyiqi ilə temperaturu arasındakı asılılığı müəyyənləşdirməkdir. Bu asılılıq, ümumi şəkildə $T = f(p)$ şəklində yazıla bilər. $T = f(p)$ asılılığını daha aşkar şəkildə ifadə etmək üçün, real mövcud olan bir fakta nəzər salmaq lazımdır: həcm sabit olduqda, temperaturun hər bir qiymətinə, təzyiqin yalnız bir qiyməti uyğun gəlir, başqa sözlə temperatur təzyiqi birqiymətli müəyyən edir. Bu səbəbdən, T ilə p arasındakı asılılığın xətti olacağına hökm verə bilərik. Əks təqdirdə, təzyiqlə temperatur arasındakı əlaqə birqiymətli olmazdı, baş-

qa sözlə temperaturun hər bir qiymətinə, təzyiqin iki və daha çox qiyməti uyğun gələrdi ki, bu da həqiqətə uyğun deyildir.

Prinsipcə, heç bir xəta etmədən və yalnız sadəlik naminə, sabit həcm-dəki ideal qazın təzyiqi ilə temperaturu arasında bircins xətti asılılığın mövcud olduğunu qəbul edə bilərik: $T = s p$. Burada s -sabit kəmiyyətdir.

Belə olduqda, $p_d = s T_d$ və $p_q = s T_q$ yazı bilərik. Onda, $\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1}$. Təcrübi

yolla müəyyən olunmuşdur ki, $\frac{p_2}{p_1} = 1,3661$. Deməli, $\frac{T_2}{T_1} = 1,3661$ olmalıdır.

Qəbul etdiyimiz şərtə görə, 1^0 dedikdə, $T_q - T_d = 100$ qəbul etdiyimiz ifadənin 0,01 hissəsi başa düşülür. Beləliklə, T_q və T_d üçün 2 tənlik tərtib etmiş oluruq.

$$\frac{T_q}{T_d} = 1,3661,$$

$$T_q - T_d = 100.$$

Bu tənliklər sistemini həll edərək, verilmiş temperatur şkalası ilə ölçülən uyğun temperaturlar üçün $T_q = 373,15$ və $T_d = 273,15$ alırıq. Belə tərtib olunan temperatur şkalası ilə istənilən cismin temperaturunu ölçmək olar. Bunun üçün, qaz termometrini həmin cisimlə təmasa gətirdikdən sonra, onlar arasında istilik tarazlığı yarananaqədək gözləmək lazımdır. İstilik tarazlığı halına gəlmiş qazın p təzyiqini ölçdükdən sonra, cisimlə istilik tarazlığında olan qazın, yəni cismin özünün temperaturunu aşağıdakı məlum düsturla hesablamaq olar:

$$T = 273,15 \frac{p}{p_q} \quad (2.14)$$

Lakin, qeyd etmək lazımdır ki, reper nöqtələri olaraq T_d və T_q temperaturlarını seçmək əlverişli deyildir. T_d və T_q temperaturlarının təkrarən alınması və ölçülmə dəqiqliyi təmin edici deyildir. Bu baxımdan, suyun üçortaqlı nöqtəsi (*buz, su və buxarın eyni zamanda tarazlıqda olduğu temperatur*) daha əlverişli olduğundan, Beynəlxalq Vahidlər Sistemində (BS-də) bu nöqtəni reper nöqtəsi qəbul edərək, temperatur şkalası yaradılmışdır. Üçortaqlı nöqtə T_d -dan 0,01 dərəcə böyük olduğundan, $T_u = 273,16$ dərəcə olur. Bu şkalada temperatur vahidi olaraq üçlü nöqtə ilə mütləq sıfır arasındakı fərqi $\frac{1}{273,16}$ hissəsi qəbul olunmuşdur. Kelvinin şərafinə, bu

vahid 1K adlandırılmışdır. Müəyyən edilmiş bu şkala ilə ölçülən temperatur

$$T = 273,16 \text{ } p / p_{\text{ü}} \quad (2.15)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada $p_{\text{ü}}$ - suyun üçlü nöqtəsindəki temperaturda qazın təzyiqi, T isə, təzyiqi p olan qazın temperaturudur.

Müəyyən etdiyimiz bu şkala, **mütləq temperatur şkalası, yaxud termodinamik temperatur şkalası** adlanır. Mütləq temperatur şkalası ilə Selsi şkalasının bölgü addımları - dərəcələri eynidir. Bu şkalalara əsasən təyin olunan temperaturalar arasında aşağıdakı əlaqə mövcuddur: $T = t + 273,16$.

Temperaturun ölçülmə məsələsini prinsipial baxımdan həll etdik. İndi isə, məsələnin praktik reallaşması üzərində dayanacaq.

İdeal qaz termometri həmcə böyük cihaz olduğundan, praktikada ondan ölçü cihazı kimi deyil, bir neçə Kelvindən başlayaraq min Kelvinə qədər intervalda işləyə bilən termometrləri dərəcələmək üçün istifadə olunur. Çox kiçik və çox yüksək temperaturaları qaz termometrləri vasitəsilə ölçmək mümkün deyildir. Mütləq sifra yaxın temperaturalarda qazın təzyiqi o qədər kiçik olur ki, təzyiqlə temperatur arasındakı əlaqəni müəyyən etmək mümkün olmur. Çox yüksək temperaturalarda isə, bir tərəfdən qaz ideallıqdan çıxır, digər tərəfdən termometrin hazırlandığı material belə yüksək istiliyə tab gətirmə bilmir. Bu səbəbdən, temperaturun hansı bölgədə ölçülməsindən asılı olaraq, müvafiq termometrik maddədən və müvafiq termometrik kəmiyyətdən istifadə olunur. Məsələn, mütləq sifra yaxın temperaturaları ölçmək üçün, termometrik kəmiyyət olaraq maddənin maqnit xassələrini xarakterizə edən kəmiyyətlərdən istifadə oluna bilər. Çox yüksək temperaturaları ölçdükdə isə, termometrik maddə olaraq temperaturunu ölçmək istədiyimiz cismin özü, termometrik kəmiyyət olaraq isə onun şüalandırma qabiliyyəti⁵ istifadə oluna bilər.

Orta temperaturaları ölçmək üçün, konkret temperatur bölgəsindən asılı olaraq və praktik cəhətdən əlverişliliyinə əsaslanaraq, uyğun termometrik maddə (*əsas etibarilə mayelər*) seçilir. Müəyyən bir maye ilə işləyən termometrin işləmə intervalını genişləndirmək üçün, bu mayeni qapalı qab daxilində yerləşdirərək, onu yüksək təzyiqə məruz qoyurlar. Təzyiqin artması ilə mayenin qaynama temperaturu yüksəldiyindən, maye üzərinə edilən təzyiqin qiymətindən asılı olaraq, termometrin işləmə intervalını yüksək temperatur tərəfə xeyli genişləndirmək mümkündür.

⁵ N.M. Qocayev. Ümumi fizika kursu, , 4-cü cild, Optika, 14-cü fəsil. Bakı, 1983

2.8. BROUN HƏRƏKƏTİNİN NƏZƏRİYYƏSİ

Təcrübi faktlar əsasında müəyyən olunmuşdur ki, broun hissəciklərinin hərəkət sürəti⁶, maddənin (*broun hissəcikləri maddəsinin*) növündən asılı deyildir. Bundan əlavə, müəyyən olunmuşdur ki, broun hissəciklərinin hərəkət sürəti, onların yerləşdiyi mühit (*qaz, yaxud maye*) temperaturunun artması ilə artır, lakin mühitin özlülüyünün və hissəciklərin ölçülərinin artması ilə, azalır. Daha sonra, müəyyən olunmuşdur ki, qaz və ya maye daxilindəki yabançı hissəciklərin - broun hissəciklərinin qarmaqarışq hərəkət edib-etməməyi, birbaşa bu hissəciklərin ölçüləri ilə əlaqədardır. Bir qədər konkret desək, ölçüləri 10^{-4} - 10^{-5} santimetrdən kifayət qədər böyük olan hissəciklər broun hərəkəti edə bilmir. Lakin, ölçüləri 10^{-4} - 10^{-5} sm və bundan kiçik olan hissəciklər (*təbiidir ki, belə kiçik hissəciklər çoxlu sayda atom və molekulardan ibarətdir*) broun hərəkəti edir.

Broun hərəkəti və onu xarakterizə edən kəmiyyətlər molekulyar-kinetik nəzəriyyə ilə müəyyən oluna bilər. Bu məqsədlə, əvvəlcə çoxlu sayda hissəciklərdən ibarət statistik sistemdə meydana gələn flüktasiya (*orta qiymətdən kənara çıxmalar*) ilə əlaqədar bir hadisəyə nəzər salaq.

Fərz edək ki, qaz (*yaxud, maye*) daxilində, ölçüləri 10^{-4} - 10^{-5} santimetrdən böyük olan yabançı hissəciklər var. Mühit molekulaları xaosik istilik hərəkəti etdiyinə görə, onlar yabançı hissəciklərin səthinə hər tərəfdən zərbələr endirir. Hissəciyin ölçüləri kifayət qədər böyük olduğundan, onun qarşı üzələrinə endirilən zərbələrin orta sayı, praktik olaraq bir-birinə bərabərdir. Bu səbəbdən, hissəciklərə təsir edən yekun qüvvə nəzər alınmayacaq dərəcədə kiçik olduğundan, hissəciyi hərəkət etdirə bilmir. Lakin, hissəciklərin ölçüləri kifayət qədər kiçik olduqda, onların yerləşdiyi mühit molekulaları hərəkətinin xaosikliyi nəticəsində, əks tərəflərdən vurulan zərbələrin sayı bir-birindən hiss olunacaq dərəcədə fərqlənir. Nəticədə hissəciyə təsir edən yekun qüvvə meydana gəlir. Hissəciyin ölçüləri kiçik olduqca, əks tərəflərdən vurulan zərbələr sayının bir-birindən fərqi də böyüyür və bu səbəbdən də, meydana gələn yekun qüvvənin bu kiçik hissəciyi hərəkət etdirə bilmə ehtimalı artır. Haqqında danışdığımız bu hadisə, yəni *kiçik hissəciyin qarşılıqlı əks tərəflərdəki eyni sahəli səth parçalarına endirilən zərbələr sayının, orta saydan kənara çıxmaları (orta saydan böyük, yaxud kiçik olmaları) flüktuasiya adlanır*. Broun zərrəciklərinin yerləşdiyi mühit molekulaları daimi xaosik hərəkət etdiyindən və molekul toqquşmalarının qısamüddətli

⁶ Söhbət, broun hissəciklərinin irəliləmə hərəkətindən gedir.

olduğundan, broun zərrəcikləri səthinə endirilən zərbələr də qısa müddətli və xaotik olur. Məhz bu səbəbə görə, yekun qüvvə qısa müddətli təsir etməklə yanaşı, istiqamətini hər növbəti anlarda xaotik dəyişir. Maye (və yaxud qaz) daxilindəki kiçik yabançı hissəciklərin bu cür davranışı, həmin hadisəni 1827-ci ildə kəşf edən ingilis botanika alimi R. Brounun şərəfinə **broun hərəkəti** adlandırılmışdır.

Deyilənləri yekunlaşdıraraq, broun hərəkətinin yaranma səbəbini xülasə şəklində belə şərh edə bilərik. Broun hərəkətini birbaşa icra edən qaz və yaxud maye mühitinin molekulaları deyil, bu mühitə gətirilmiş və çoxlu sayda molekulardan ibarət olan kənar cisim hissəcikləridir. Bu hissəciklərin broun hərəkəti etməsinin səbəbi isə, mühit molekulalarının daimi və xaotik hərəkətinin nəticəsi olaraq, kənar cisim hissəciklərinin səthinə vurduqları zərbələrdir. Flüktuasiya hadisəsi nəticəsində müəyyən bir anda qarşı üzlərdən birinə endirilən zərbələrin sayı, digər üzə endirilən zərbələrin sayından fərqli olduğundan, hissəciyə təsir edən yekun qüvvə yaranır. Bu səbəbdən, kənar cisim hissəciyi yekun qüvvə istiqamətində hərəkət edir. Mühit molekulalarının hərəkəti daimi və xaotik olduğundan, hər növbəti anlarda zərbələrin üstünlük təşkil edən istiqaməti də xaotik dəyişir. Məhz, bu səbəbdən də, mühitə daxil edilmiş kənar cisim hissəciklərinin hərəkət istiqamətləri xaotik dəyişir.

Broun hərəkətinin nəzəriyyəsi ilk dəfə 1905-ci ildə Albert Eynşteyn və 1906-cı ildə bundan xəbərsiz olan Mixael Smoluxovski tərəfindən verilmişdir. Biz adları çəkilən alimlərin birbaşa özlərinin çıxarışlarını deyil, tələbələr üçün daha asan başa düşülə bilən sadə çıxarılışı şərh edəcəyik.

Sadəlik naminə broun hissəciklərinin kürə şəklində olduğunu qəbul edək. Broun hissəciyinin radiusu R , onun yerləşdiyi mayenin özlülüyü isə η olsun. Aydındır ki, hər bir broun hissəciyinə qarşılıqlı əks istiqamətlərə yönəlmiş iki qüvvə təsir edir. Bu qüvvələrdən biri maye molekulalarının zərbələri nəticəsində meydana gələn $\vec{F}$, digəri isə mayenin özlülüyü ilə əlaqədar təsir edən $\vec{F}_s = -6\pi\eta R\dot{\vec{r}}$ stoks qüvvəsidir. Buradakı $\dot{\vec{r}}$, broun hissəciyinin xaotik irəliləmə hərəkətinin sürətidir. Söylədiklərimizi nəzərə alaraq, kütləsi m olan bir broun hissəciyinin hərəkət tənliyini aşağıdakı kimi yazıya bilərik:

$$m\ddot{\vec{r}} = \vec{F} - 6\pi\eta R\dot{\vec{r}}. \quad (2.16)$$

Burada, $\vec{r}$ - verilmiş t anında, başlanğıc nöqtədən, broun hissəciyinin yerləşdiyi nöqtəyə çəkilmiş radius-vektordur. Məqsədimiz (2.16) tənliyini

həll edərək, broun hissəciyinin radius-vektorunu (*yerdəyişmə vektorunu*) tapmaqdır.

Alacağımız nəzəri nəticəni təcrübi nəticələrlə müqayisə edə bilmək üçün, (2. 16) vektorial tənliyini hər hansı bir koordinat oxu, məsələn, x oxu üzrə proyeksiyalayaq:

$$m \ddot{x} = F_x - 6\pi\eta R \dot{x}. \quad (2.17)$$

x yerdəyişməsini $t = 0$ anından etibarən hesablayaq. (2. 17) tənliyini broun hissəciklərinin hər biri üçün yazaraq, aldığımız tənliklər sistemini həll etməklə, hər broun hissəciyinin x_i yerdəyişməsini təyin edə bilərik. Aldığımız bu nəticələrə əsasən orta yerdəyişməni ($\bar{x}$) hesablamaq olar. Müəyyən zaman intervalında, müxtəlif broun hissəciklərinin müxtəlif istiqamətlərdə yerdəyişmələr icra etmələrinə baxmayaraq, hərəkət tam xotik olduğundan, qarşılıqlı əks istiqamətlərdəki yerdəyişmələr qiymətə bir-birinə bərabər olur. Bu səbəbdən, həmin zaman intervalında orta yerdəyişmə sifirə bərabər olur, yəni $\bar{x} = 0$. Ona görə də, broun hərəkətini xarakterizə etmək üçün, orta qiyməti sıfırdan fərqli olan başqa bir kəmiyyətdən - yerdəyişmənin kvadratından istifadə olunur. Beləliklə, (2.17) tənliyi üzərində elə dəyişikliklər aparmalıyıq ki, tənliyə x deyil, x^2 daxil olsun. Bu məqsədlə, tənliyin hər iki tərəfini x -ə vuraq:

$$m x \ddot{x} = x F_x - 6\pi\eta R x \dot{x} \quad (2.17')$$

Tənliyi arzu edilən şəkllə salmaq üçün, belə bir bərabərliklərdən istifadə edək:

$$\frac{d(x^2)}{dt} = 2 x \dot{x},$$

$$\frac{d^2(x^2)}{dt^2} = 2x \ddot{x} + 2 \dot{x}^2.$$

Buradan,

$$x \dot{x} = \frac{1}{2} d(x^2)/dt$$

$$x \ddot{x} = \frac{1}{2} \frac{d^2(x^2)}{dt^2} - \dot{x}^2.$$

Bunları (1. 17') - də yerinə yazsaq,

$$\frac{1}{2}m \frac{d^2(x^2)}{dt^2} - m \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 = -3\pi\eta R \frac{d(x^2)}{dt} + xF_x. \quad (2.18)$$

(2.18) tənliyi bir broun hissəciyi üçün tərtib edilmiş hərəkət tənliyidir. Qalan broun zərrəcikləri üçün də eyni qayda ilə hərəkət tənliyi tərtib olunur. Alınan bu tənlikləri tərəf-tərəfə toplayaraq, hər tərəfi broun hissəciklərinin ümumi sayına bölsək, hissəciklərin sayına görə orta qiymət alarıq. Beləliklə, (2.18) tənliyini broun hissəciklərinin sayına görə ortaladıqda,

$$\frac{1}{2}m \overline{\frac{d^2(x^2)}{dt^2}} - m \overline{\left(\frac{dx}{dt} \right)^2} = -3\pi\eta R \overline{\frac{d(x^2)}{dt}} + \overline{xF_x}. \quad (2.19)$$

(2.19) - da ortalama saya görə aparıldığından, zamana görə törəmənin orta qiyməti, orta qiymətin zamana görə törəməsinə bərabər olur. Digər tərəfdən, hərəkət xaosluq olduğuna görə, həm x , həm də F_x kəmiyyətləri eyni sayda müsbət və mənfi qiymətlər aldığından, $\overline{xF_x} = 0$ olur. Bütün bunları nəzərə alsaq,

$$\frac{1}{2}m \overline{\frac{d^2(x^2)}{dt^2}} - m \overline{\left(\frac{dx}{dt} \right)^2} = -3\pi\eta R \overline{\frac{d(x^2)}{dt}}. \quad (2.20)$$

(2.20) ifadəsinin sol tərəfindəki ikinci həddi arasıdır. Hərəkət xaosluq olduğundan, $\overline{\left(\frac{dx}{dt} \right)^2} = \overline{v_x^2} = \frac{1}{3} \overline{v^2}$ və onda, $m \overline{\left(\frac{dx}{dt} \right)^2} = \frac{1}{3} m \overline{v^2} = \frac{2}{3} \frac{m \overline{v^2}}{2}$. Buradakı $\frac{m \overline{v^2}}{2}$ bir broun hissəciyinə düşən orta kinetik enerjidir. Bu enerji ilə əlaqə-

dar xüsusi izahata ehtiyac var. Söhbət temperaturu T olan mühit daxilindəki hər broun hissəciyinə düşən orta kinetik enerjinin, mühit molekulunun birinə düşən orta kinetik enerjiyə bərabər götürülməsindən gedir⁷. Bununla əlaqədar, oxucu qarşısına çox təbii bir sual çıxır: necə olur ki, bir molekulaya düşən orta kinetik enerji, minlərcə molekulardan ibarət maddə parçasının

(broun hissəciyinin) orta kinetik enerjisinə, yəni $\frac{3}{2} kT$ -yə bərabər olur? Bu

təbii suala cavab vermək üçün, bir daha molekulyar-kinetik nəzəriyyəyə müraciət edək. Molekulyar-kinetik nəzəriyyənin əsas tənliyini çıxararkən, molekulara bir-biri ilə qarşılıqlı təsirdə olmayan maddi nöqtələr toplusu

⁷ Söhbət, xaosluq irəliləmə hərəkətindən gedir.

kimi baxdıq. Mühitə daxil edilmiş broun hissəciklərinin konsentrasiyası (*vahid həcmdəki broun hissəciklərinin sayı*), adətən çox kiçik olduğuna görə, onlara bir-biri ilə qarşılıqlı təsirdə olmayan maddi nöqtələr toplusu, yəni ideal qaz kimi baxa bilərik. Broun zərrəciklərindən ibarət olan “qaz”, onun yerləşdiyi mühitlə termodinamik tarazlıqdadır. Bu səbəbdən, “broun qazının” temperaturu mühitin temperaturuna bərabərdir. Belə olduğu halda, hər bir broun hissəciyinə düşən orta kinetik enerji, broun zərrəciyinin yerləşdiyi mühitin bir molekuluna düşən orta kinetik enerjiyə, yəni $\frac{3}{2}kT$ yə bərabər olmalıdır ki, bu da qoyulan sualın cavabıdır. Bu qeydləri nəzərə alaraq,

$$\overline{m\left(\frac{dx}{dt}\right)^2} = \frac{1}{3} \overline{mv^2} = \frac{2}{3} \frac{\overline{mv^2}}{2} = \frac{2}{3} \frac{3}{2} kT = kT .$$

Bunu (2.20) ifadəsində nəzərə alsaq,

$$\frac{1}{2} m \frac{\overline{d^2(x^2)}}{dt^2} - kT = -3\pi\eta R \frac{\overline{d(x^2)}}{dt} . \quad (2.21)$$

Bu tənliyi həll etmək üçün $\frac{\overline{d(x^2)}}{dt} = q$ əvəzləməsini qəbul edək. Onda,

$$\frac{m}{2} \dot{q} - kT = -3\pi\eta R q .$$

Bu tənliyi həll etmək üçün, hər iki tərəfi $3\pi\eta R$ -ə bölərək, dəyişənlərə görə qruplaşdıraraq:

$$\frac{dq}{q - kT / 3\pi\eta R} = - \frac{6\pi\eta R}{m} dt .$$

$\frac{kT}{3\pi\eta R}$ sabit kəmiyyət olduğundan, $dq = d\left(q - \frac{kT}{3\pi\eta R}\right)$ yazaraq, sol tərəfi sıfırdan q -yə qədər, sağ tərəfi isə sıfırdan t -yə qədər integrallasaq,

$$\int_0^q \frac{d\left(q - kT / 3\pi\eta R\right)}{q - kT / 3\pi\eta R} = - \int_0^t \frac{6\pi\eta R}{m} dt .$$

İntegrallama əməliyyatını icra etsək,

$$\ln(q - \frac{kT}{3\pi\eta R}) - \ln(-\frac{kT}{3\pi\eta R}) = -\frac{6\pi\eta R}{m}t.$$

Buradan,

$$q = \frac{\overline{d(x^2)}}{dt} = \frac{kT}{3\pi\eta R} \left[1 - \exp\left(-\frac{6\pi\eta R t}{m}\right) \right]. \quad (2.22)$$

Real şərtlər nəzərə alınmaqla, (2. 22)-ni sadələşdirək. Broun hissəciyinin radiusu 10^{-4} sm-dən kiçik olduğundan, $m = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho \approx 4 \times 10^{-12}$ qram olur. Broun hissəciklərinin yerləşdiyi mühitin su olduğunu nəzərə alsaq, $\rho \cong 1 \frac{q}{sm^3}$, $\eta \approx 10^{-2} q/(sm \times san.)$ qiymətlərindən istifadə edə bilərik. Müşahidə müddəti $t > 10^{-5}$ saniyə olduğundan, $\exp(-\frac{6\pi\eta R t}{m}) \ll 1$ olur. Bu səbəbdən, (2. 22)-nin sağ tərəfindəki ikinci həddi ata bilərik. Onda,

$$\frac{\overline{d(x^2)}}{dt} = \frac{kT}{3\pi\eta R}. \quad (2.23)$$

Müşahidə müddəti sonlu olduğundan, diferensial işarəsindən artım (Δ) işarəsinə keçə bilərik: $dt \Rightarrow \Delta t$, $dx^2 \Rightarrow \Delta x^2$. Onda

$$\overline{\Delta x^2} = \frac{kT}{3\pi\eta R} \Delta t. \quad (2.24)$$

(2.24) ifadəsi, broun hissəciyinin Δt zaman müddətində orta kvadratik yerdəyişməsinin x oxu üzrə proyeksiyasını təyin edən düsturdur. Aydındır ki, bu yerdəyişmənin z və y oxları üzrə proyeksiyaları da (2. 24) düsturu ilə müəyyən olunur. Bu düstur ilk dəfə bir-birindən asılı olmayaraq Eynşteyn və Smoluxovski tərəfindən nəzəri yolla çıxarılmışdır.

(2.24)-ü təhlil etməzdən əvvəl qeyd edək ki, bu ifadədəki orta qiymət, hissəciklərin sayına görə orta qiymətdir, yəni $\overline{\Delta x^2}$ - müəyyən Δt müddətində bütün broun hissəciklərinin orta kvadratik yerdəyişmələrinin x oxu üzrə proyeksiyaları cəminin, broun hissəciklərinin ümumi sayına nisbətidir:

$$\overline{\Delta x^2} = \frac{\sum_{i=1}^N \Delta x_i^2}{N}.$$

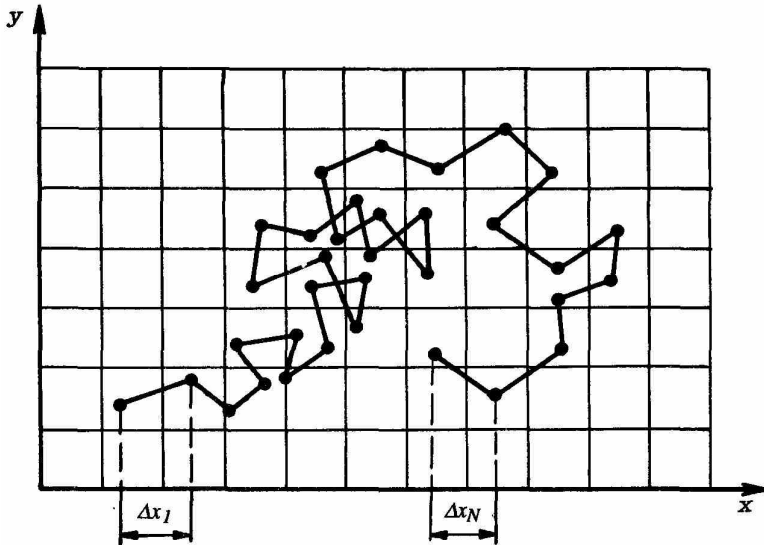
Bir qədər əvvəl qeyd etdiyimiz kimi, bu orta qiymət - hissəciklərin sayına görə hesablanmış orta qiymət, zamana görə orta qiymətə bərabərdir.

Baxdığımız xüsusi halda, müəyyən bir broun hissəciyinin dalbadal gələn eyni Δt zaman müddətindəki orta kvadratik yerdəyişmələrinin müəyyən bir istiqamətdə, məsələn x oxu istiqamətindəki proyeksiyaları müşahidə olunur.

İndi (2. 24) -ün təhlili və bu təhlildən alınan nəticələrin analizinə keçək.

Fransa fizikaşünası Jan Perren (1870-1942) nəzəri yolla alınmış (2.24) ifadəsini təcrübi yolla yoxlamaq üçün 1908-ci ildən başlayaraq tədqiqatlar aparmağa başlamışdır. Bu tədqiqatların sonu olaraq o, 1909-cu ildə (2.24) ifadəsinin doğruluğunu təcrübi olaraq təsdiq etmişdir.

Bildiyimiz kimi, (2.24) ifadəsini çıxararkən istinad olunan yeganə fakt, molekulyar-kinetik nəzəriyyənin əsasını təşkil edən məlum müddəalar idi. Ona görə də, (2.24) ifadəsinin təcrübi təsdiqi birbaşa molekulyar-kinetik nəzəriyyənin təsdiqi deməkdir.



Şəkil 2. 3. Broun hərəkəti

Perren, zamana və hissəciklərin sayına görə orta qiymətlərin eyni olması faktını əsas götürərək, belə bir sadələşdirmədən istifadə etmişdir: o, mikroskop vasitəsilə müəyyən bir broun hissəciyinin dalbadal gələn bərabər Δt zaman fasilələrindəki (*Perren $\Delta t = 30$ saniyə seçmişdir*) orta kvadratik yerdəyişmələrin qiymətlərini ölçməyi təklif etmişdir. Ölçmə aparmaq məqsədilə o, mikroskopun okulyarı qarşısındakı müşahidə sahəsində qarşılıqlı perpendikulyar xətlər sistemindən ibarət koordinat toru yaratmışdır. Bu tordan istifadə edərək, ixtiyari Δt zaman müddətində baş verən orta kvadratik yerdəyişməni təyin etmək olar. Şəkil 2.3-dəki hər kiçik düz xətt parçaları, müşahidə obyektini olaraq seçilmiş konkret broun hissəciyinin eyni Δt zaman fasilələrindəki yerdəyişmələridir. Bu yerdəyişmələrin x oxu üzərindəki proyeksiyaları $\Delta x_1, \Delta x_2, \Delta x_3, \dots, \Delta x_N$ olsun. Aydındır ki, broun hissəciyinin Δt zaman müddətində getdiyi yol düz xətt ola bilməz. Şəkil 2.3-də göstərilən hər bir düz xətt parçası, Δt zaman fasiləsinin başlanğıc və son anlarında broun hissəciyinin olduğu nöqtələri birləşdirən düz xətdir. Əslində, bu düz xətlərdən hər biri çoxlu sayda daha kiçik boylu xətlərin bir-birinə birləşərək əmələ gətirdiyi qırıq xətlər toplusundan ibarətdir.

Perren, təcrübə vasitəsilə təyin etdiyi $\Delta x_1, \Delta x_2, \Delta x_3, \dots, \Delta x_N$ kəmiyyətlərinə əsasən, orta kvadratik yerdəyişməni aşağıdakı kimi təyin etmişdir:

$$\overline{\Delta x^2} = \frac{\sum_{i=1}^N \Delta x_i^2}{N} = \frac{\Delta x_1^2 + \Delta x_2^2 + \dots + \Delta x_N^2}{N}.$$

Perren, $\overline{\Delta x^2}$ üçün təcrübi yolla aldığı bu qiyməti və $T, R, \Delta t, \eta, \pi$ -nin məlum qiymətlərini (2.24) ifadəsində yerinə yazaraq k (*Bolsman sabiti*) üçün digər təcrübələr vasitəsilə müəyyən edilmiş qiymətlərə tam uyğun gələn qiymət almışdır. Bu uyğunluq, molekulyar-kinetik nəzəriyyənin təcrübi yolla təsdiq olunmasında mühüm rol oynamışdır.

2.9. FIRLANMA BROUN HƏRƏKƏTİ

Broun hissəcikləri, onların yerləşdiyi mühit molekullarının arasıkəsilmədən baş verən xaotik hərəkəti nəticəsində vurduğu zərbələr hesabına xaotik fırlanma hərəkəti də icra edə bilər. Hər iki növ broun hərəkəti - irəliləmə və fırlanma broun hərəkətləri həmin hissəciklərin səthinə vurulan zərbələr sayının orta qiymətdən kənara çıxmaları, yəni zərbələr sayının flütuasiyası hesa-

bına baş verir. İrəliləmə broun hərəkəti əvvəlki paraqrafda təhlil olunduğundan, bu paraqrafda yalnız fırlanma broun hərəkətini təhlil edəcəyik.

Ümumiyyətlə, fırlanma hərəkəti və bu hərəkətin hansı qüvvənin təsiri ilə baş verməsi “Ümumi Fizika Kursu”nun “Mexanika” bölməsində⁸ təhlil olunmuşdur.

Fırlanma broun hərəkəti, 1932-ci ildə Kappler tərəfindən təklif olunmuş sadə bir təcrübə vasitəsilə müşahidə olunmuşdur. Bu təcrübənin qoyuluşunu belə təsvir etmək olar. Kvarsdan hazırlanmış nazik ipin ucuna şaquli vəziyyətdə kiçik güzgü asılmışdır. Güzgünün, hətta ən cüzi fırlanma hərəkətini müşahidə edə bilmək üçün, onun üzərinə yönəldilmiş işıq şüasından istifadə olunur. Güzgünün fırlanması (*dönməsi*) nəticəsində, onun səthindən əks olunan işıq şüası istiqamətinin meyl bucağını təyin etmək üçün, güzgü səthindən əks olunan şüa, bölgüləri olan ölçü şkalası üzərinə göndərilir. Bu üsulla aparılan təcrübələrlə, güzgünün fırlanma broun hərəkəti nəticəsində, onun asıldığı ipin burulduğu müşahidə olunmuş, burulma bucağı təyin olunmuşdur.

İndi, fırlanma broun hərəkətinin nəzəriyyəsi ilə məşğul olaq. Güzgü, tarazlıq vəziyyətindən hər hansı φ bucağı qədər döndükdə, burulma modulu G olan ipin potensial enerjisi $\frac{G}{2} \varphi^2$ olur. Güzgüyə digər qüvvələr təsir etmədikdə, o burulma elastik qüvvəsinin təsiri ilə harmonik rəqs edir. Harmonik rəqsi hərəkətdə orta kinetik enerji orta potensial enerjiyə bərabər olduğunu və hər sərbəstlik dərəcəsinə düşən enerji miqdarının $\frac{1}{2} kT$ olduğunu nəzərə alsaq, $G \overline{\varphi^2} = kT$ olur. Burada T və G məlum kəmiyyətlərdir. $\overline{\varphi^2}$ -ni təcrübə vasitəsilə təyin etsək, $k = G \overline{\varphi^2} / T$ düsturu ilə k -ni hesablamaq olar. Bolsman sabiti üçün alınan bu qiymət, digər təcrübələrdən alınmış qiymətlərlə üst-üstə düşərsə, fırlanma broun hərəkəti təsdiqlənmiş olar. Beləliklə, təcrübə vasitəsilə $\overline{\varphi^2}$ -ni təyin etməliyik. Bu məqsədlə, bir-birinin ardınca gələn bərabər zaman intervallarının sonunda güzgüdən əks olunan şüanın şkala üzərindəki vəziyyətlərini qeyd etmək lazımdır. Qeyd olunmuş bu vəziyyətlərə əsaslanaraq, şaquli istiqamətdə yerləşmiş güzgünün seçilmiş hər hansı bir vəziyyətinə nəzərən koordinatlarını

⁸ N.M.Qocayev. Ümumi fizika kursu, 1-ci cild., Mexanika, Bakı, 2007.

($\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_N$) təyin etmək mümkündür. Təcrübədən alınan nəticələrə əsasən hesablamalar nəticəsində Bolsman sabiti üçün alınmış qiymətin digər üsullarla alınmış qiymətə uyğun gəlməsi, fırlanma broun hərəkətini təsdiqləmişdir.

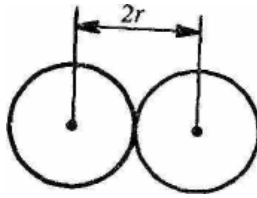
2.10. MOLEKULAR HƏRƏKƏTİN XARAKTERİSTİKALARI

Molekulyar-kinetik nəzəriyyənin əsas tənliyini çıxararkən, tarazlıq halındakı qaz molekulları arasında mövcud olan toqquşmaları nəzərə almadıq. Orada da qeyd etdiyimiz kimi, molekullarası toqquşmaların aşkar şəkildə nəzərə alınmamağı, bu toqquşmaların mövcud olmamağı demək deyildir. Əslində, tarazlıq halının yaranma səbəbi, molekullarası toqquşmaların mövcud olmasıdır.

Molekulyar-kinetik nəzəriyyənin əsas tənliyini çıxararkən, qazın tarazlıq halında olduğunu qəbul etdiyimizə və molekullarası toqquşmaların tarazlıq halını poza bilmədiyinə görə, bu toqquşmaları aşkar şəkildə nəzərə almamaqla səhv etmədik. Əslində, tarazlıq halının mövcudluğunun qəbul olunması, toqquşmaların dolayı yolla nəzərə alınması deməkdir. Bununla bərabər, belə yanaşma heç də o demək deyildir ki, bütün hadisələri öyrənmək, molekullarası toqquşmaları aşkar şəkildə nəzərə almamaq olar. Gələcəkdə görəcəyimiz kimi, elə fiziki hadisələr var ki, onların əsas mahiyyəti molekullarası toqquşmaları aşkar şəkildə nəzərə almaqla izah olunur. Bu səbəbdən, molekulların toqquşmalarını və bu toqquşmaları xarakterizə edən kəmiyyətləri müəyyənləşdirmək lazımdır.

İki molekul bir-birinə yaxınlaşarkən, onların mərkəzləri arasındakı məsafənin müəyyən qiymətindən (*molekulların radiusları cəmindən*) başlayaraq, itələmə qüvvəsi üstünlük təşkil edir. Molekulun istilik hərəkəti nəticəsində malik olduğu kinetik enerji (*başqa sözlə, qazın temperaturu*) artdıqca, onun radiusu, az da olsa, qısalır. Bu səbəbdən, qazın temperaturunun artması ilə, molekullarası itələmə qüvvəsinin üstünlük təşkil etməyə başladığı məsafə, az da olsa, qısalır.

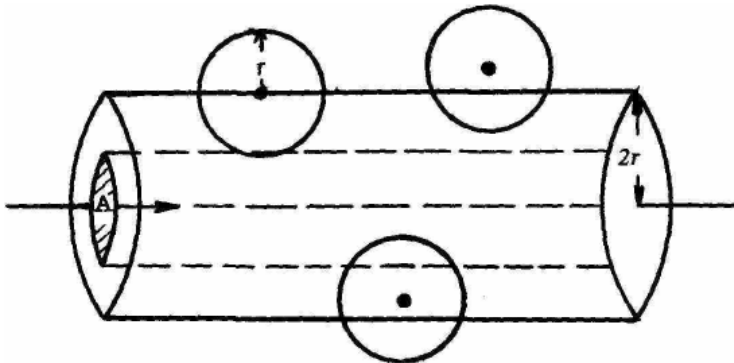
Temperaturun artması ilə molekulun radiusunun, zəif də olsa, kiçilməsi göstərir ki, molekula sabit radiuslu sərt kürə kimi baxmaq olmaz. Deməli, real molekul nə sərt kürədir, nə də maddi nöqtə. Ona fəzanın müəyyən bir hissəsini “zəbt” etməklə, həmin bölgəyə digər molekulların girməsinə əks təsir göstərən elastik kürə kimi baxmaq olar (şəkil 2.4).



Şəkil 2.4. Molekullararası məsafə.

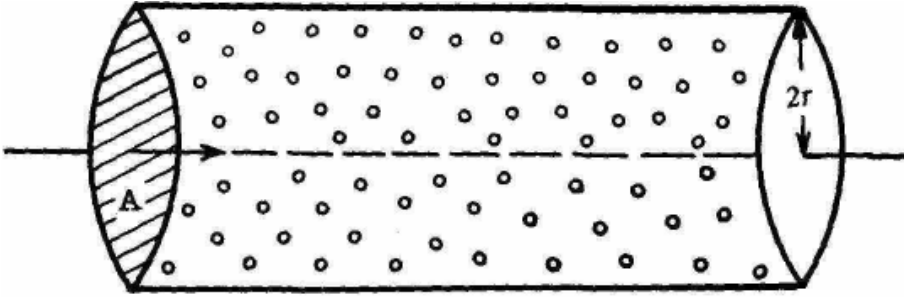
Deyilənlərdən də göründüyü kimi, molekulun hansı həcm tutması (*yəni radiusu*), onunla toqquşan molekulun orta kinetik enerjisindən asılıdır. Molekulların orta kinetik enerjisi böyük olduqca, onlar bir-birinə daha çox yaxınlaşa bilər. İstənilən halda bir molekulun tutduğu bölgəyə digər molekul girmək istədikdə, o əks təsirə məruz qaldığından, öz əvvəlki hərəkət istiqamətini dəyişir – “hücum edən” molekulun trayektoriyası əyilir. Bu hadisə, yəni molekulların **qarşılıqlı təsir nəticəsində hərəkət is-tiqamətini dəyişmə hadisəsi, molekulların toqquşması, yaxud səpilməsi** adlanır. Hər iki adın verilməsi hadisənin fiziki mahiyyətinə tam uyğundur. Toqquşma sözü ona görə uyğundur ki, molekullar bir-birinə istənilən qədər deyil, yalnız müəyyən qədər yaxınlaşa bilər. “Hücum edən” molekulun ilkin hərəkət istiqaməti “hücuma məruz qalan molekulun mərkəzinə yaxın olduqca, daha çox itələnərək öz əvvəlki hərəkət istiqamətini daha kəskin dəyişir – sanki molekullar toqquşaraq hərəkət istiqamətlərini dəyişir. Təbiidir ki, əvvəlki hərəkət istiqamətinin dəyişməsinə səpilmə kimi də baxmaq olar.

Lazım olan ilkin qeydlərdən sonra, toqquşmanı xarakterizə edən kəmiyyətlərlə tanış olaq. Bu məqsədlə şəkil 2.5-də təsvir olunan fikri təcrübə sxeminə nəzər salaq. Fərz edək ki, hər hansı A molekulunu müəyyən bir istiqamətdə hərəkət edir. Molekulun r radiuslu kürə olduğunu qəbul edək.



Şəkil 2.5. Molekullararası toqquşma

Sadə mülahizələrə əsaslanaraq deyə bilərik ki, A molekulu, mərkəzi onun mərkəzindən $d=2r$ məsafədə yerləşən bütün molekullarla, başqa sözlə, oxu A molekulunun ilkin hərəkət istiqaməti, radiusu isə $d=2r$ olan silindr (şəkil 2.5) daxilində yerləşən molekullarla toqquşur. Bu məsələni başqa tərzdə qoymaqla da eyni nəticəyə gələrik. Doğrudan da, A molekulunu $2r$ radiuslu disk (şəkil 2.6), qalan molekulları isə maddi nöqtə kimi qəbul etsək də, baş verən toqquşmaların sayı eyni olur.



Şəkil 2.6. Molekulların toqquşma modeli

Belə model qəbul etdikdə, toqquşma (*yaxud, səpilmə*) ilə əlaqədar alınan nəticə, sanki daha praktik olur. Doğrudan da, disk olaraq qəbul etdiyimiz A molekulunu sükunətdə qəbul etsək, silindr daxilindəki bütün molekullar üçün $\sigma = \pi d^2 = 4\pi r^2$ sahəli səth özünü səpici səth kimi aparır - silindr daxilində hərəkət trayektoriyası bu səthə perpendikulyar olan bütün molekullar əvvəlki hərəkət istiqamətlərini dəyişir, başqa sözlə σ səthindən səpilir. Deməli, **r radiuslu molekul, sahəsi $\sigma = 4\pi r^2$ olan səpici səth kimi baxmaq olar. Bu səthə perpendikulyar istiqamətdə hərəkət edən və hədəf məsafəsi (molekulun hərəkət istiqaməti ilə, sükunətdəki molekulun mərkəzi arasındakı məsafə) $2r$ -ə bərabər və ondan kiçik olan bütün molekullar ilkin hərəkət istiqamətlərini səpici mərkəzdən kənara doğru dəyişir – səpilir.** Məhz bu səbəbdən, molekulların toqquşma qabiliyyətini xarakterizə etmək məqsədilə **sahəsi $\sigma = 4\pi r^2$ olan səth toqquşmanın (yaxud, səpilmənin) en kəsiyi, yaxud effektiv kəsiyi** adlandırılmışdır.

Molekulların radiusu, onların orta kinetik enerjilərindən asılı olduğundan, qazın temperaturunun artması ilə səpilmənin en kəsiyinin sahəsi də müvafiq olaraq kiçilir.

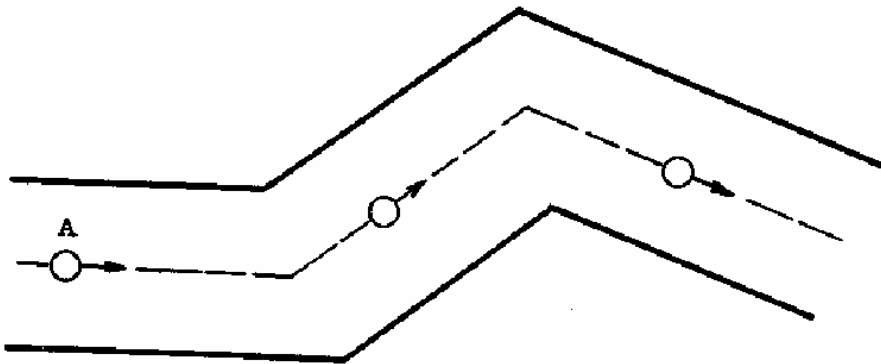
2.11. TOQQUŞMALARIN ORTA SAYI.

Müəyyən bir molekulun vahid zamandakı toqquşmaları sayını, yaxud verilmiş həcmdəki molekulların icra etdikləri toqquşmaların sayını bilməklə, bir çox fiziki hadisələri kəmiyyətcə təhlil etmək olar. Tələb olunan bu sayları tapmaq məqsədilə, toqquşmanın necə baş verməsinə nəzər salaq. İdeal qaz molekulları, yalnız toqquşma anında qarşılıqlı təsirdə olur. İki ardıcıl toqquşma arasında molekul sərbəst - bərabərsürətli düzxətli hərəkət edir. Toqquşmalar xaosik olduğundan, hər toqquşmadan sonra molekulların sürətlərinin qiymət və istiqamətinin dəyişməsi də xaosikdir. Bu səbəbdən, molekulun vahid zamandakı toqquşmalarının sayı, müxtəlif molekular üçün müxtəlifdir.

İndi, deyilənləri nəzərə almaqla, bir molekulun vahid zamandakı toqquşmalarının orta sayını tapaq. Bu məqsədlə, baxılan molekuldan başqa digər molekulların sükunətdə olduğunu qəbul edək. Verilmiş A molekulunu vahid zamanda, oturacağının sahəsi $\sigma = 4\pi r^2$, hündürlüyü isə həmin molekulun orta kvadratik sürətinə ($\bar{v}$) bərabər olan silindr daxilindəki bütün molekullarla toqquşur. Silindrdə vahid həcmdəki molekulların sayı n olarsa, A molekulunun vahid zamandakı toqquşmalarının orta sayı

$$\bar{Z} = \sigma \bar{v} n. \quad (2.25)$$

Alınan bu ifadədə ideal qaz molekullarının hərəkət xarakteri ilə əlaqədar iki amil nəzərə alınmamışdır.



Şəkil 2.7. Toqquşma zamanı molekulun yolu.

1. Hər toqquşma anından sonra molekul əvvəlki hərəkət istiqamətini dəyişdiyindən, $\bar{v}$ hündürlüklü silindr şəkil 2.6-dakı kimi düz deyil, şəkil 2.7-də göstərilən qırıq silindrlərdən ibarətdir.

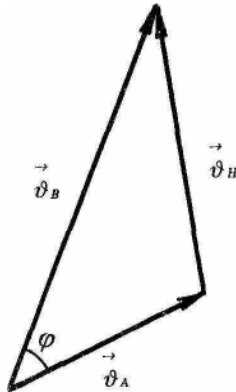
Deməli, (2.25) düsturunu çıxararkən, reallığa uyğun gələn qırıq silindri düzəldərək, düz silindrlə əvəz etmişik. Sadəlik naminə etdiyimiz bu əvəzləmənin son nəticəyə təsiri yoxdur.

2. (2.25) düsturunu çıxararkən, A molekulundan başqa bütün molekulların sükunətdə olduqlarını qəbul etdik. Əslində isə bu belə deyildir – bütün molekullar daimi xaosik hərəkətdədir. Ona görə də, bütün molekulların hərəkətdə olduqları nəzərə alınmalıdır. Bu məqsədlə, A molekulunun digər molekullarla, məsələn B molekulu ilə toqquşmasını təhlil edərkən, A molekulunun sürətini B molekuluna nəzərən hesablasaq, yəni $\vec{v}_A$ -nı $\vec{v}_n = \vec{v}_B - \vec{v}_A$ ilə əvəz etsək, B molekulunu sükunətə “gətirmiş” oluruq. Belə olduğu halda, (2.25)-dəki $\bar{v}$ əvəzinə, molekulların nisbi sürətlərinin orta kvadratik qiymətini (v_n) yazmalıyıq:

$$\bar{Z} = \sigma v_n n. \quad (2.26)$$

İndi, $\vec{v}_n$ ilə $\vec{v}$ arasında əlaqə yaradaq. Bu məqsədlə, fərz edək ki, toqquşmadan əvvəl A və B molekullarının silindrin divarına nəzərən sürətləri, uyğun olaraq $\vec{v}_A$ və $\vec{v}_B$ -dir. Şəkil 2.8-ə istinad etməklə A molekulunun B molekuluna nəzərən sürətini ($\vec{v}_n$) təyin edə bilərik:

$$v_n^2 = v_A^2 + v_B^2 - 2v_A v_B \cos \varphi \quad (2.27)$$



Şəkil 2.8. Molekulun nisbi sürəti.

Hər toqquşmada iştirak edən bir cüt molekul üçün həmin cütə məxsus $\vec{v}_A$, $\vec{v}_B$ və $\cos\varphi$ olduğundan, nisbi sürətin kvadratının orta qiymətini tapmalıyıq. Bu məqsədlə, (2.27) ifadəsini bütün toqquşmalar üçün yazaraq, alınan ifadələri tərəf-tərəfə topladıqdan sonra, toqquşmaların sayına bölmək lazımdır. Bu əməliyyatı icra etdikdə,

$$\overline{v_n^2} = \overline{v_A^2} + \overline{v_B^2} - 2\overline{v_A v_B \cos\varphi}. \quad (2.28)$$

Molekullar xaoslu hərəkət etdiyindən, onların bir-birinə nəzərən hərəkəti də xaosludur. Hərəkət istiqaməti xaoslu dəyişdiyindən, φ bucağı eyni ehtimalla mümkün olan bütün qiymətləri alır. Bu səbəbdən, $\cos\varphi$ eyni ehtimalla modulu bir-birinə bərabər olan müsbət və mənfi qiymətlər aldığından, onun orta qiyməti sıfır olur: $\overline{\cos\varphi} = 0$. Onda,

$$\overline{v_n^2} = \overline{v_A^2} + \overline{v_B^2} \quad (2.28,a)$$

Digər tərəfdən, verilmiş temperaturda qaz molekullarının orta kvadratik sürəti sabit olduğundan,

$$\overline{v_A^2} = \overline{v_B^2} = \overline{v^2}. \quad (2.28,b)$$

(2.28,b)-ni (2.28,a)-da nəzərə alsaq,

$$\begin{aligned} \overline{v_n^2} &= 2\overline{v^2}, \\ \overline{v_n} &= \sqrt{\overline{v_n^2}} = \sqrt{2\overline{v^2}}. \end{aligned} \quad (2.29)$$

Beləliklə, bütün molekulların hərəkətdə olduğunu nəzərə alıqda, bir molekulun vahid zamandakı toqquşmalarının sayı üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$\overline{Z} = \sqrt{2}\sigma n \overline{v}. \quad (2.30)$$

(2.30) ifadəsindən istifadə etməklə, vahid zamanda vahid həcmdəki toqquşmaların ümumi sayını da təyin etmək olar. Bunun üçün (2.30)-u vahid həcmdəki molekulların sayına vurub, 2-yə bölmək lazımdır:

$$\overline{z} = \overline{Z}n/2 = \frac{\sqrt{2}}{2}\sigma n^2 \overline{v} = 2\sqrt{2}\pi r^2 n^2 \overline{v}.$$

Beləliklə, vahid zamanda vahid həcmdəki toqquşmaların ümumi sayı,

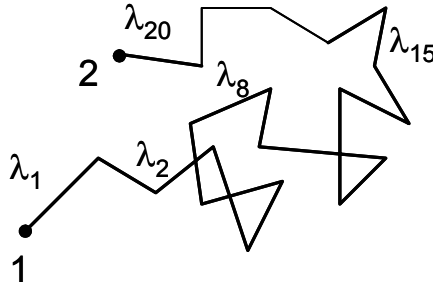
$$\overline{z} = 2\sqrt{2}\pi r^2 n^2 \overline{v}. \quad (2.31)$$

İkiyə bölmənin səbəbi, hər bir toqquşmada 2 molekulun iştirak etməsidir. Bu əməliyyatı etməsək, real toqquşmaların sayını 2 dəfə artırmış olardıq.

2.12. MOLEKULUN SƏRBƏST YOLU. SƏRBƏST YOLUN ORTA UZUNLUĞU.

Əvvəllər qeyd etdiyimiz kimi, iki ardıcıl toqquşma arasında molekul sərbəst, yəni bərabərsürətli düzxətli hərəkət edir. Bu səbəbdən, iki ardıcıl toqquşma arasındakı məsafə molekulun sərbəst yolunun uzunluğu adlanır və λ ilə işarə olunur.

Molekul bir nöqtədən digərinə, məsələn, şəkil 2.9-da göstərilən 1 nöqtəsindən 2 nöqtəsinədək hərəkəti zamanı müəyyən sayda (məsələn, şəkildəki kimi 20) toqquşmalar icra edir. Hər toqquşma nəticəsində molekulun hərəkət istiqaməti dəyişdiyindən, molekulun 2 nöqtə arasındakı yolu, toqquşmaların sayı qədər qırıq xətlərdən ibarətdir. Hərəkət xaosik olduğundan, verilmiş molekulun sərbəst yollarının uzunluqları müxtəlif olur. Ona görə də, toqquşmanı sərbəst yolun orta uzunluğu ($\bar{\lambda}$) adlanan fiziki kəmiyyətlə xarakterizə etmək zərurəti yaranır.



Şəkil 2.9. Molekulun sərbəst yolları.

Xaosik hərəkət zamanı molekulun hər hansı Δt müddətində getdiyi yolun uzunluğu $\bar{v}\Delta t$ olduğundan, sərbəst yolun orta uzunluğunu tapmaq üçün, gedilən yolun uzunluğunu ($\bar{v}\Delta t$), molekulun Δt müddətindəki toqquşmaları sayına bölmək lazımdır:

$$\bar{\lambda} = \frac{\bar{v}\Delta t}{Z\Delta t} = \frac{\bar{v}}{\sqrt{2}\sigma v n} = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi r^2 n} = \frac{0,057}{nr^2}.$$

Beləliklə,

$$\bar{\lambda} = \frac{0,057}{nr^2} \quad (2.32)$$

İndi, sərbəst yolun orta uzunluğu üçün aldığımız bu ifadəni təhlil edək.

Sərbəst yolun orta uzunluğu ($\bar{\lambda}$), vahid həcmdəki molekulaların sayı (n) ilə tərs ($\bar{\lambda} \approx \frac{1}{n}$) mütənasibdir. Təzyiq isə n -lə düz mütənasib ($p \approx n$) olduğundan, sərbəst yolun orta uzunluğu təzyiqlə tərs mütənasibdir: $\bar{\lambda} \approx \frac{1}{p}$.

Sərbəst yolun orta uzunluğu toqquşmanın en kəsiyi ilə tərs mütənasibdir. En kəsik isə temperaturun artması ilə, az da olsa, kiçilir. Ona görə, sərbəst yolun orta uzunluğu temperaturun artması ilə, az da olsa, böyüyür. Bu nəticə təcrübə ilə də təsdiq olunur. Təcrübədən alınan bu nəticə göstərir ki, molekul sərt kürə deyildir. Lakin, molekulun radiusunun temperaturdan zəif asılılığı bəzi hadisələrdə molekulunu sərt kürə kimi qəbul etməyə imkan verir.

(2.30) və (2.32) ifadələrindən istifadə etməklə, molekulun vahid zaman-dakı toqquşmalarının sayını və molekulun sərbəst yolunun orta uzunluğunu hesablamaq olar. Bu hesablamaları hava molekulaları üçün aparaq. Hava

əsasən oksigen və azotdan ibarət olduğundan, $r = \frac{d}{2} \cong 1,5 \times 10^{-8} \text{ sm}$ götürmək

olar. Normal şəraitdə $n = 2,7 \times 10^{19} \text{ sm}^{-3}$ və $\bar{v} = 500 \frac{\text{m}}{\text{san}}$ olduğundan,

$\bar{Z} \cong 6 \times 10^9$, $\bar{\lambda} \cong 10^{-5}$ alınır. Hava molekullarını xarakterizə edən bu parametrlərə əsasən havanın ideal qaz olub-olmadığını müəyyən edə bilərik.

$\frac{\bar{\lambda}}{d} \cong 0,3 \times 10^3 = 300$ olması göstərir ki, molekulun sərbəst yolunun orta

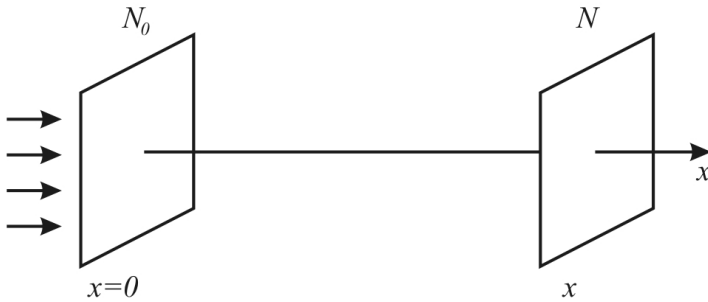
uzunluğu, onun diametrindən 300 dəfə böyükdür. Bu isə o deməkdir ki, hava molekullarının sərbəst hərəkət müddəti, onların qarşılıqlı təsir (*molekullararası məsafə molekulun ölçüsü qədər olduqda onlar arasında qarşılıqlı təsir hiss olunacaq dərəcədə olur*) müddətindən təxminən 300 dəfə böyükdür. Deməli, normal şəraitdə hava özünü ideal qaz kimi aparır.

2.13. SƏRBƏST YOLUN ORTA UZUNLUĞUNUN TƏCRÜBİ YOLLA TƏYİNİ

Sərbəst yolun orta uzunluğunu təcrübi yolla təyin etmək üçün lazım olan düsturu müəyyənləşdirək. Bu məqsədlə, müəyyən istiqamətdə hərəkət edən qaz molekullarından ibarət molekulyar dəstə (*yaxud, atom dəstəsi*) təsəvvür edək. Sadəlik üçün, dəstəyə daxil olan bütün molekulaların sürəti eyni olsun. Molekulyar dəstə qaz daxilində yayıldığına görə, həmin qazın molekulaları ilə toqquşur. Belə toqquşmalar nəticəsində molekulyar dəstəyə daxil olan molekulalar səpildiyinə görə, dəstə molekulalarının sayı, onun yayılma məsafəsinin artması ilə get-gedə azalır. Belə azalmanın qanunauyğunluğunu müəyyənləşdirmək məqsədilə, qaz dəstəsini x oxu istiqamətində hərəkət etdiyini fərz edək (şəkil 2.10). $x=0$ nöqtəsində bu oxa perpendikulyar səth üzərindəki molekulaların sayını N_0 ilə işarə edək. Dəstə qaz daxilində yayılarkən, onun molekulaları ilə toqquşduğundan, molekulaların müəyyən hissəsi dəstəni tərk edir. dx yayılma məsafəsində molekulaların bir hissəsi səpilərək dəstəni tərk etdiyindən, dəstə molekulalarının sayı $dN = -N \frac{dx}{\lambda}$ qədər azalır.

Burada, $\frac{dx}{\lambda}$ - baxılan dx məsafəsində yerləşən sərbəst yolların sayıdır.

Mənfi işarəsi isə dəstənin yayılma məsafəsinin (x -in) artması ilə dəstə molekulaları sayının (N) azaldığını göstərir. Aldığımız ifadəni qruplaşdırsaq,



Şəkil 2.10. Molekulyar dəstənin səpilməsi

$\frac{dN}{N} = -\frac{dx}{\lambda}$. Dəstə molekulaları sayının x -dən asılılığını müəyyən etmək üçün son ifadəni inteqrallayaq:

$$\int \frac{dN}{N} = -\int \frac{dx}{\lambda} + \text{sabit},$$

$$\ln N = -\frac{x}{\lambda} + \text{sabit}.$$

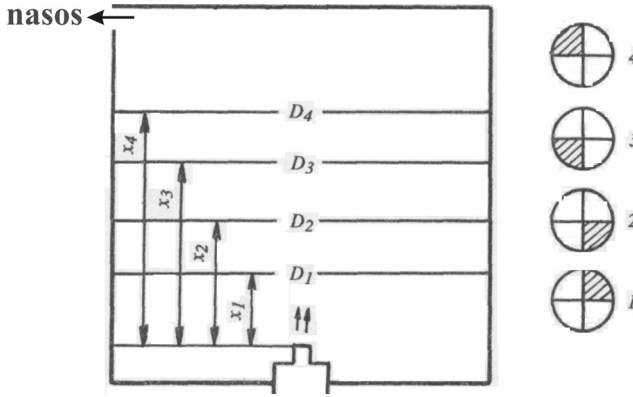
İnteqrallama sabitini, başlanğıc şərtidən istifadə etməklə, təyin edə bilərik. Qəbul etdiyimiz başlanğıc şərtə görə $x=0$ olduqda, $N=N_0$ olur. Onda,

$$\ln N_0 = -\frac{0}{\lambda} + \text{sabit} \quad \text{və} \quad \ln N_0 = \text{sabit} \text{ alınır. Buradan,}$$

$$N = N_0 e^{-\frac{x}{\lambda}}. \quad (2.33)$$

Aldığımız (2.33) düsturuna istinad etməklə, M. Born və E.Borman 1921-ci ildə sərbəst yolun orta uzunluğunu təcrübi yolla təyin etmişlər. Onların istifadə etdiyi qurğunun quruluşu (şəkil 2.11) və iş prinsipi belədir. Nasos vasitəsilə havası sorulmuş kvars qab daxilində, bir-birindən 1 sm məsafədə 4 dairəvideşik açılmışdır. Qabın dibində yerləşdirilmiş M mənbəyi daxilindəki platin spiralın səthinə gümüş təbəqəsi çəkilmişdir. Spiralın keçən elektrik cərəyanı onu közərtməsinə görə, spiralın səthindəki gümüş təbəqəsi buxarlanır. Buxarlanma nəticəsində əldə edilən gümüş atomları, mənbə önünə qoyulmuş diafraqmalar (şəkildə bu diafraqmalar göstərilməmişdir) vasitəsilə paralel yayılan dəstə halına gətirilir. D_1 , D_2 , D_3 və D_4 deşiklərinə hər birinə, yalnız bir kvadrantı şüşə lövhədən hazırlanmış dairəvi çərçivə (əyanilik üçün şəkil 2.11-in sağında, ayrıca göstərilmişdir) yerləşdirilir. Sürətli atomların çökməsi nəticəsində lövhələrin qızmasının qarşısını almaq üçün, onlar maye helium vasitəsilə soyudulur.

Kvadrantların təpələri dairəvi deşiklərin mərkəzindən keçən ox üzərindədir. Hər sonrakı kvadrant özündən əvvəlkinə nəzərən 90° döndərilmiş vəziyyətdə yerləşdirilir. Kvadrantlardan hər biri mənbədən çıxan dəstə molekullarının keçəcəyi səthin $\frac{1}{4}$ hissəsini, hamısı birlikdə isə bu sahəni bütövlükdə bağlayır. Səpilmə hadisəsi baş verməsəydi, yəni qab daxilindəki qaz tamamilə çıxarılsaydı, kvadrantlardan hər birinin üzərinə dəstədəki atomların $\frac{1}{4}$ -i çökərdi. Lakin, qab daxilində qaz olduğundan və qaz molekulları ilə toqquşma hesabına baş verən səpilmə nəticəsində dəstədəki atomların sayı get-gedə azaldığına görə, mənbədən uzaq olan kvadrantlara çökən atomların sayı da müvafiq olaraq az olur.



Şəkil 2.11. Sərbəst yolun uzunluğunun təcrübi yolla təyini.

Təcrübədə kvadrantlardan hər birinin səthinə çökən atomların (*yaxud, molekulaların*) sayını təyin etmək olur. Bunun üçün kvadrantların təcrübədən əvvəlki və sonrakı kütlələrini təyin etmək lazımdır. Hər kvadrant üçün müvafiq kütlələr fərqi bir gümüş atomunun kütləsinə bölməklə, hər kvadranta çökən atomların sayını təyin etmək olur. Kvadrantların dəstə mənbəyindən məsafələri müxtəlif (x_1, x_2, x_3 və x_4) olduğundan, onların səthinə çökən atomların

sayı $N_i = N_0 e^{-\frac{x_i}{\bar{\lambda}}}$ ifadəsi ilə təyin olunur. Burada, x_i müvafiq kvadrantın mənbədən olan məsafəsi, N_0 isə səpilmənin mövcud olmadığı ideal şəraitdə dəşiklərin hər birindən keçən (*səpilmə olmadıqda, yəni vakuum şəraitində dəliklərin hər birindən keçən atomların sayı eyni olur*) atomların sayıdır. Hər hansı iki kvadrant, məsələn, birinci və ikinci kvadrantlar üzərinə çökən atomların sayı üçün yazılmış ifadələri loqarifmaladıqdan sonra, tərəf-tərəfə bölsək,

$$\bar{\lambda} = \frac{x_2 - x_1}{\ln\left(\frac{N_1}{N_2}\right)} . \quad (2.34)$$

Təcrübədə dəşiklər arasındakı məsafə 1 sm götürüldüyündən, $x_2 = x_1 = 1$ sm olur. Onda,

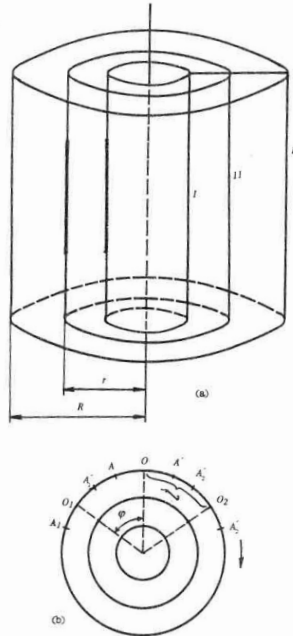
$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\ln\left(\frac{N_1}{N_2}\right)} . \quad (2.34,a)$$

Beləliklə, təcrübədə N_1 və N_2 -ni təyin etməklə, Born və Borman (2,34,a) düsturu ilə $\bar{\lambda}$ -ni təyin etmişlər. Alınan nəticə, digər təcrübi yollarla (*kəçürmə hadisələri*) alınan nəticələr uyğun gəlmişdir.

Sorucu nasos vasitəsilə cihaz daxilindəki havanı tədricən sormaqla, təcrübəni qazın müxtəlif təzyiqlərində aparmaq olar. Bu yolla aparılan təcrübələr nəticəsində, sərbəst yolun orta uzunluğunun təzyiqə nisbətinin, təzyiqdən asılı olmadığı ($\frac{\bar{\lambda}}{p} = const$) müəyyən olunmuşdur.

2.14. MOLEKULLARIN SÜRƏTİNİN TƏCRÜBİ YOLLA TƏYİNİ (ŞTERN TƏCRÜBƏSİ)

Molekulların hərəkət sürətini təcrübi yolla ilk dəfə 1920-ci ildə Ştern təyin etmişdir. Bu təcrübənin sxemi şəkil 2.12-də göstərilmişdir. Şəkildə göstərilən müxtəlif radiuslu 3 silindr bir-birinə sərt şəkildə bağlı olmaqla, eyni bir ox ətrafında, yalnız birlikdə fırlana bilər. Silindrlərin platin teldən ibarət ümumi oxu üzərinə gümüş təbəqəsi çəkilmişdir. Elektrik mənbəyinə birləşdirilmiş platin teldən keçən cərəyan, onu gümüşün buxarlanma temperaturunadək (1236 K) qızdırır. Nəticədə platin tel üzərindəki gümüş təbəqəsi buxarlanaraq, gümüş atomlarından ibarət qaz meydana gətirir. Bu qazın temperaturu platin telin temperaturuna bərabərdir.



Şəkil 2.12. Molekulların sürətinin təyini.

Atomları bir-birinə paralel istiqamətdə hərəkət edən dəstə əldə etmək məqsədilə, I və II silindrlərin divarlarında bir-birinə paralel dar yarıqlar açılmışdır. Qarşılıqlı paralel olan bu yarıqlar sistemi *kollimator* adlanır. Cihazın öz oxuna perpendikulyar istiqamətdəki en kəsiyi şəkil 2.12, b-də göstərilmişdir. Bir qədər sonra görəcəyimiz kimi, təcrübənin əsasını üçüncü silindrin daxili səthinə çökən gümüş atomlarının sayını müəyyənləşdirmək təşkil edir. Ona görə də, bu silindrin daxili səthinə ikinci silindrin divarındakı yarığın qarşısında olmaq şərti ilə, metal lövhə yerləşdirilir. Gümüş atomlarının cihaz daxilindəki hava molekulları ilə toqquşmamağına nail olmaq üçün, onun daxilindəki hava sorulub çıxarılaraq təxminən 10^{-6} tor təzyiqli vakuum şəraiti yaradılır. Təcrübədən əvvəl və sonra metal lövhənin kütləsini müəyyən etməklə, metal lövhəyə çökmüş atomların sayını təyin etmək olar.

İndi, cihazın işləmə prinsipini izah edək. Bir-birinə sərt şəkildə bərkidilmiş 3 silindrdən ibarət sistem öz oxu ətrafında fırlanmadıqda, 2-ci silindrin divarındakı yarıqdan keçən atomların hamısı 3-cü silindrin daxili divarına bərkidilmiş metal lövhə üzərinə AA' təbəqəsi şəklində çökər (şəkil 2.12,b). Aydın ki, bu zaman çökmüş gümüş təbəqəsinin ölçü və forması atom dəstəsinin çıxdığı yarığın ölçü və forması ilə eyni olacaqdır. Sistemi öz oxu ətrafında müəyyən bucaq sürəti ilə sağa, yaxud sola fırlatdıqda, gümüş atomları ilk anda onun qarşısındakı AA' bölgəsinə deyil, uyğun olaraq $A_1A'_1$ və $A_2A'_2$ bölgələrinə çökər. Atom dəstəsinin çökmə bölgəsinin belə sürüşməsi başa düşüləndir. Doğrudan da, sistem saat əqrəbi istiqamətində fırladıqda, atom dəstəsi ikinci silindrin yarığından çıxaraq 3-cü silindrin səthinə çatanadək, ilk anda onun qarşısında yerləşən AA' bölgəsi saat əqrəbi istiqamətində dəstə qarşısından l qədər “qaçaraq” $A_2A'_2$ vəziyyətini alacaq. Bu zaman dəstənin ilkin hərəkət istiqamətindən solda yerləşən $A_1A'_1$ bölgəsi isə saat əqrəbi istiqamətində l qədər hərəkət edərək 3-cü silindrin divarına tərəf yayılan atom dəstəsinin qarşısında yerləşəcəkdir. Elə bu səbəbdən, ikinci yarıqdan gələn dəstə $A_1A'_1$ bölgəsinə çökəcəkdir. Sistem saat əqrəbinin əksi istiqamətdə fırladıqda isə eyni səbəbdən atom dəstəsi AA' bölgəsinə deyil, ondan l məsafəsində yerləşən $A_2A'_2$ bölgəsinə çökər. Qeyd etdiyimiz l məsafəsi, dəstədəki atomların sürəti ilə müəyyən olunur. Atomlar nisbətən böyük sürətlə hərəkət etdikcə, l qısalmır. Atomların sürəti işıq sürətinə çox yaxın olsaydı, bu məsafə praktik olaraq sıfıra bərabər olardı. Gümüş atomunun sürəti v olduqda, onun ikinci və üçüncü silindrlər arasındakı R-r

məsafəsini qət etmə müddəti $t = \frac{R-r}{v}$ olur. Digər tərəfdən, $l = R\varphi$ və $\varphi = \omega t$ olduğundan, $l = \frac{R(R-r)\omega}{v}$. Bir saniyədəki dövrlərin sayı - cihazın öz oxu ətrafında fırlanma tezliyi ilə (ν) dairəvi tezlik arasındakı asılılıqdan ($\omega = 2\pi\nu$) istifadə etsək,

$$\nu = \frac{2\pi\nu R(R-r)}{l}. \quad (2.35)$$

Burada, l məsafəsi AA' zolağının mərkəz nöqtəsi ilə $A_1A'_1$ (yaxud, $A_2A'_2$) bölgələrinin mərkəz nöqtələri arasındakı məsafədir: $l = OO_1 = OO_2$.

Molekulun sürətini təyin etməyə imkan verən (2.35) ifadəsinin sağ tərəfində l -dən başqa bütün kəmiyyətlər məlumdur. Təcrübədə, yalnız sistemin ox ətrafında fırlanması nəticəsində 3-cü silindrin daxili divarına gümüş təbəqəsinin çökmə bölgəsinin sürüşmə məsafəsi olan l ölçülür

Kiçik məsafənin ölçülməsi zamanı buraxılan xəta, nisbətən böyük məsafənin ölçülməsi zamanı buraxılan xətdən böyük olduğuna görə, ölçüləcək məsafəni böyütmək lazımdır. Bu məqsədlə qurğunu eyni bucaq sürəti ilə bir dəfə saat əqrəbi istiqamətində, bir dəfə isə bunun əksi istiqamətdə fırlatmaq lazımdır. Bu zaman AA' bölgəsindən solda və sağda yerləşmiş $A_1A'_1$ və $A_2A'_2$ zolaqlarının mərkəz nöqtələri arasındakı məsafə $2l$ -ə bərabər olduğundan ($O_1 O_2 = 2l$), bu məsafəni ölçərkən buraxılan nisbi xəta, l -in ölçülməsi zamanı buraxılan nisbi xətdən az olur və beləliklə də, təcrübədən alınan nəticənin dəqiqliyi artırılmış olur.

Bu üsulla aparılan ölçmələr nəticəsində müəyyən olunmuşdur ki, sürət üçün təcrübədən alınan qiymət, orta kvadratik sürətdən təxminən 1,3 dəfə böyükdür:

$$\nu = 1,3\nu. \quad (2.36)$$

Ştern təcrübəsinin əhəmiyyəti, təkcə atomların (yaxud, molekulaların) sürətini təyin etməkdən ibarət deyildir. Apardığı bu növ təcrübələr nəticəsində Ştern, həmçinin müəyyən etmişdir ki, $A_1A'_1$ və $A_2A'_2$ zolaqları boyunca gümüş təbəqəsinin sıxlığı eyni deyildir – zolaqların mərkəz hissəsindəki sıxlıq, onun hər iki kənarlarındakı sıxlıqlardan böyükdür. Gümüş təbəqəsinin sıxlığının çökən atomların sayı ilə düz mütənasib olduğunu nəzərə alsaq, atomlardan çoxunun zolağın mərkəz bölgəsinə çökdüyü nəticəsinə gəlirik. Atom-

ların 3-cü silindrin daxili divarına çökdüyü yer, atomların hərəkət sürətləri ilə müəyyən olunduğundan, sıxlığın zolaq boyunca belə paylanması 2 mühüm nəticə çıxarmağa imkan verir:

1. Gümüş atomlarının metal lövhə üzərinə çökməsi nəticəsində sıxlığın zolağın eni boyunca dəyişməsi, atomların müxtəlif sürətlərlə hərəkət etməsi deməkdir,
2. Zolağın kənar bölgələrinə nəzərən onun mərkəz bölgəsində gümüş atomları sıxlığının böyük olması göstərir ki, atomların əksəriyyəti (*zolağın mərkəz bölgəsinə çökənlər*) müəyyən orta sürətlərlə, qalanları isə bu sürətdən böyük (*saat əqrəbinin hərəkət istiqamətində zolağın sağ ucuna tərəf*) və kiçik (*zolağın saat əqrəbinin hərəkət istiqamətinin əksi tərəfə yönəlmiş ucuna tərəf*) sürətlərlə hərəkət edir.

2.15. BAROMETRİK DÜSTUR

Ştern təcrübəsi nəticəsində müəyyən olundu ki, qaz atomları (*yaxud, molekulları*) müxtəlif sürətlərlə hərəkət edir. Bununla bərabər, gümüş təbəqəsi sıxlığının zolağın mərkəz bölgəsində böyük, kənarlarında isə nisbətən kiçik olmasına əsaslanaraq, molekulların sürətlərə görə paylanması haqqında keyfiyyət xarakterli məlumat da əldə etdik. Bu məlumatları əsas götürsək, yəni Yerin cazibə sahəsindəki hava molekullarının müxtəlif sürətlərlə hərəkət etdiyini qəbul etsək, hava molekulları hündürlüyə görə paylanmalıdır. Bu məsələ üzərində bir qədər ətraflı dayanaq.

Fizikanın fundamental qanununa görə, potensial sahədə yerləşmiş mexaniki sistemin (*bizim halda Yerin cazibə sahəsindəki hava atmosferi*) dayanıqlı halı, enerjisinin minimum halıdır. Bu baxımdan Yer atmosferinin durumunu nəzərdən keçirək. Hava molekulları sükunətdə olsaydı, sistemin dayanıqlı halında, atmosferi təşkil edən qaz molekulları Yer səthinə sərilərək qalınlığı bir molekuldan ibarət monomolekulyar təbəqə əmələ gətirərdi. Çünki, bu hal sistemin enerjisinin (*molekulları sükunətdə qəbul etdiyimizdən potensial enerjisinin*) minimum halıdır. Lakin, hava molekulları daimi xaotik hərəkət etdiklərindən, belə hal mümkün deyildir - daimi hərəkətdə olan molekullar monomolekulyar təbəqə əmələ gəlməsinə əks təsir göstərir. Yerin cazibə sahəsi mövcud olmasaydı, daimi xaotik hərəkət nəticəsində hava molekulları Yer atmosferini tərk edərək Kainata dağılardı və beləliklə də, Yer atmosfersiz qalardı. Əslində, həm Yerin cazibə sahəsi mövcud olduğundan, həm də hava molekulları daimi xaotik hərəkət etdiyindən, haq-

qında söhbət etdiyimiz 2 haldan heç biri baş vermir, hava molekulları Yer-dən uzaqlaşdıqca azalan sıxlıqla hündürlüyə görə paylanır. İndi, bu paylanmanı müəyyən edən düsturu çıxarmaqla məşğul olaq.

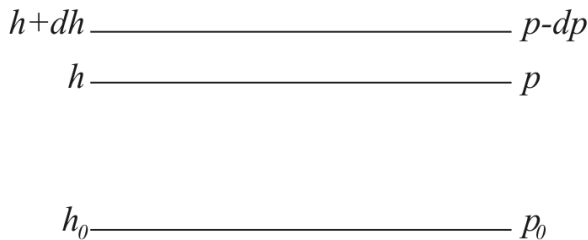
Yer səthində atmosfer təzyiqi p_0 , Yer səthindən h hündürlükdə isə p_h olsun (şəkil 2.13). h hündürlüyündən dh qədər yuxarı qalxdıqda təzyiqin dp qədər azaldığını qəbul etsək, $h+dh$ hündürlükdəki təzyiq $p-dp$ olar. Hündürlüyün dh qədər artması zamanı təzyiqin dp qədər azalmasını hidrostatik təzyiqin müəyyən olunduğu $p = \rho gh$ düsturuna əsasən belə təyin edərik:

$$dp = -\rho g dh.$$

Burada ρ havanın sıxlığıdır, mənfi işarəsi isə hündürlüyün artması ilə təzyiqin azalmasını ifadə edir ($dh > 0$ olduqda, $dp < 0$ olur).

Sadəlik üçün fərz edək ki, havanın temperaturunun hər yerdə eynidir. Bu fərziyyə əsasında təzyiqin hündürlüyə görə paylanmasını müəyyən edək. Molekulyar-kinetik nəzəriyyənin əsas tənliyindən məlum olduğu kimi, $p=nkT$. Vahid həcmdəki molekulların sayı n , bir molekulun kütləsi m olduğundan, $\rho = nm$. Bunu dp -nin ifadəsində yerinə yazsaq,

$$dp = -\frac{mg}{kT} dh.$$



Şəkil 2.13. Təzyiqin hündürlüyə görə paylanması

Aldığımız bu ifadəni dəyişənlərə görə qruplaşdırsaq,

$$\frac{dp}{p} = -\frac{mg}{kT} dh.$$

Sərbəstdüşmə təcilinin h -dan asılı olmadığını qəbul edərək, aldığımız son ifadəni inteqrallasaq,

$$\int \frac{dp}{p} = - \int \frac{mg}{kT} dh,$$

$$\ln p = - \frac{mg}{kT} h + \text{sabit}.$$

İnteqrallama sabitini başlanğıc şərtindən tapa bilərik. Doğrudan da, Yer səthində, yəni $h=0$ olduqda, $p=p_0$ olduğundan, $\ln p_0 = - \frac{mg}{kT} \times 0 + \text{sabit}$ və buradan, $\text{sabit} = \ln p_0$ alırıq. İnteqrallama sabiti üçün aldığımız bu ifadəni yerinə yazsaq,

$$\ln p = - \frac{mg}{kT} h + \ln p_0,$$

$$\ln \frac{p}{p_0} = - \frac{mg}{kT} h,$$

$$p = p_0 e^{-\frac{mgh}{kT}}. \quad (2.37)$$

Molekulyar kütlənin $\mu = mN_A$, universal qaz sabitinin isə $R=kN_A$ olduğunu nəzərə almaqla, (2.37)-də kəsinin sürət və məxrəcini Avoqadro ədədinə vursaq,

$$p = p_0 e^{-\frac{\mu gh}{RT}}. \quad (2.37,a)$$

Atmosfer təzyiqinin hündürlüyə görə paylanması müəyyən edən (2.37) və ona ekvivalent olan (2.37,a) **barometrik düstur** adlanır.

Yer səthində vahid həcmdəki molekulların sayını n_0 -la, h hündürlükdə isə n -lə işarə etsək, $p=nkT$ və $p_0=n_0kT$ olduğundan,

$$n = n_0 e^{-\frac{mgh}{kT}} = n_0 e^{-\frac{\mu gh}{RT}}. \quad (2.38)$$

Molekulların hündürlüyə görə paylanması üçün aldığımız (2.38) ifadəsinin, eyni zamanda molekulların potensial enerjiyə görə paylanmasını təsvir edən **Bolsman paylanması** olduğunu görürük.

Dəfələrlə qeyd etdiyimiz kimi, hər hansı hadisəni təsvir edən düsturu konkret hallara tətbiq edərkən, onun hansı fərziyyələr əsasında çıxarıldığını

yadda saxlamaq lazımdır. Nəzərə almaq lazımdır ki, düstur, yalnız onun əsasını təşkil edən fərziyyələr çərçivəsində tətbiq oluna bilər. Eyni iradlar (2.38)-ə də aiddir.

(2.38)-i çıxararkən reallıqdan bir qədər uzaq olan iki fərziyyədən istifadə etdik. Bunlar aşağıdakılardır:

1. Sərbəst düşmə təcili hündürlükdən, yəni Yer səthindən olan məsafədən asılı deyildir.
2. Temperatur bütün atmosfer boyu sabitdir, yəni havanın temperaturu h -dan asılı deyildir.

Bu fərziyyələrin hər ikisini hesablamaları sadələşdirmək naminə etdik və onların hər ikisi də dəqiq deyildir. Sərbəstdüşmə təcili $g = \gamma \frac{M_{Yer}}{(h + R_{Yer})^2}$

ifadəsi ilə müəyyən olunduğundan, h -dan asılıdır. O da aydındır ki, Yer səthinin bilavasitə yaxınlıqlarında, yəni $h \ll R_{Yer}$ şərti ödəndikdə, sərbəstdüşmə təcilinə hündürlükdən asılı olmadığını söyləyə bilərik. Bununla bərabər həm g -nin, həm də T -nin hündürlükdən asılılığını nəzər almaq mümkündür. Misal olaraq g -nin h -dan asılılığını nəzərə alaq. Bu məqsədlə,

$\frac{dp}{p} = -\frac{mg}{kT}dh$ ifadəsində $g = \gamma \frac{M_{Yer}}{(h + R_{Yer})^2}$ olduğunu nəzərə alaq. Onda,

$$\frac{dp}{p} = -\gamma \frac{M_Y m}{kT} \frac{dh}{(h + R_Y)^2}.$$

Aldığımız bu ifadəni integrallasaq,

$$\ln p = \gamma \frac{M_Y m}{kT} \frac{1}{h + R_Y} + \text{sabit}.$$

Yer səthində, yəni $h=0$ olduqda, $p=p_0$ olduğundan, $\text{sabit} = -\gamma \frac{M_Y m}{kT} \frac{1}{h + R_Y}$.

Sabitin bu qiymətini yerinə yazaraq integrallama aparsaq,

$$p = p_0 e^{-\frac{mg_0}{kT} \left(R_Y - \frac{R_Y^2}{h + R_Y} \right)} = p_0 e^{-\frac{mg}{kT} \left(1 - \frac{R_Y}{h + R_Y} \right)}. \quad (2.39)$$

Burada, $g_0 = \gamma \frac{M_{Yer}}{R_Y^2}$. (2.39) ifadəsində, yalnız g -nin h -dan asılılığı nəzərə alınmışdır. Bu ifadəni təhlil etsək, T -nin h -dan asılılığının nəzərə alınmama-

ğının fəsadı görünür. Doğrudan da, $h = \infty$ olduqda,

$$p_{\infty} = p_0 e^{-\frac{mg_0 R_Y}{kT}}.$$

(2.39,a)-dan belə çıxır ki, guya Yer səthindən istənilən uzaqlıqlarda, o cümlədən sonsuzluqda təzyiq sıfırdan fərqlidir. Bu nəticə ağlasığmazdır. Belə olsaydı, Yer atmosferini itirərdi. Atmosferin milyard illərdir ki, mövcud olması, aldığımız nəticənin reallığı əks etdirmədiyindən xəbər verir. Belə ağlasığmaz nəticə, temperaturun bütün atmosfer boyu sabit qəbul edilməsi ilə əlaqədardır.

2.16. PERREN TƏCRÜBƏSİ

Perren 1906-cı ildən başlayaraq barometrik düsturun doğruluğunu təcrübələrlə müəyyənləşdirməyə başlamışdır. O, bu sahədə istədiyinə nail olmaqla yanaşı, həm də Bolsman sabitini (k) və Avoqadro ədədini (N_A) də təcrübi yolla təyin etmişdir.

Perren təcrübəsinin şərhinə keçməzdən əvvəl, bu təcrübə ilə bilavasitə əlaqəsi olan və Perrenin özünü də düşündürən bir fakta nəzər salaq. Məsələ ondadır ki, barometrik düsturu çıxararkən, biz molekulun kütləsi üzərinə nə aşağıdan, nə də yuxarıdan heç bir məhdudiyyət qoymadıq. Bu o deməkdir ki, barometrik düsturu kütləsi molekulun kütləsindən kifayət qədər böyük olan maddə hissəciklərinə də tətbiq edə bilərik. Burada, önəmli olan odur ki, həmin maddə hissəciklərinin konsentrasiyası elə kiçik olsun ki, bu hissəciklər toplusuna ideal qaz kimi baxmaq mümkün olsun.

Perren bu oxşarlıqdan istifadə edərək, barometrik düsturun doğruluğunu yoxlamaq üçün təcrübə düşünmüş və onu icra etmişdir, təxminən eyni ölçülü maddə qırıntıları almışdır. Sonra bu hissəciklərdən mərkəzdənqaçma məşını vasitəsilə ölçüləri praktik olaraq eyni olanlarını seçmişdir. Daha sonra, dəqiq olsun deyə, mikroskop vasitəsilə onlardan eyni ölçülü olanlarını seçmişdir. Perren həmin hissəcikləri müəyyən dərinlikli xüsusi qabdakı suya tökərək, obyektivi şaquli istiqamətdə hərəkət etməklə istənilən üfqi müstəviyə fokuslanan mikroskop (şəkil 2.14) vasitəsilə hissəciklərin hündürlüyə görə paylanmasını vizual müşahidə etmişdir. Bununla yanaşı o, mikroskopu istədiyi dərinlikdəki müstəvilərə fokuslamaqla, həmin müstəvilərdə yerləşən hissəcikləri saymağa da müvəffəq olmuşdur. Beləliklə, Perren müxtəlif hündürlüklərdə eyni sahəli səthlər üzərindəki hissəcikləri saymaqla, onların sayının hündürlükdən asılılığını təcrübi yolla müəyyən etmişdir. Müvafiq hün-

dürlüklərdə mikroskopun görüş sahəsindəki mənzərələr (hissəciklərin sayı) şəkil 2.24, b –də göstərilmişdir.

İndi, Perrenin aldığı nəticənin və apardığı hesablamaların şərhinə keçək. Perrenin əldə etdiyi hissəciklər maddəsinin sıxlığını ρ_q , mayenin sıxlığını isə ρ_m ilə işarə edək. Maye daxilindəki m kütləli hissəciyə təsir edən Arximed qüvvəsi $F_A = mg \frac{\rho_m}{\rho_q}$ olduğundan, ona təsir edən yekun qüvvə $F = mg(1 - \frac{\rho_m}{\rho_q})$ olur. Onda, hissəciklərin maye daxilində hündürlüyə görə paylanması

$$n = n_0 e^{-\frac{mgh}{kT}(1 - \frac{\rho_m}{\rho_q})}$$

ifadəsi ilə təsvir olunur. Bu ifadəni h_1 və h_2 hündürlükləri üçün yazsaq,

$$n_1 = n_0 e^{-\frac{mgh_1}{kT}(1 - \frac{\rho_m}{\rho_q})},$$

$$n_2 = n_0 e^{-\frac{mgh_2}{kT}(1 - \frac{\rho_m}{\rho_q})}.$$

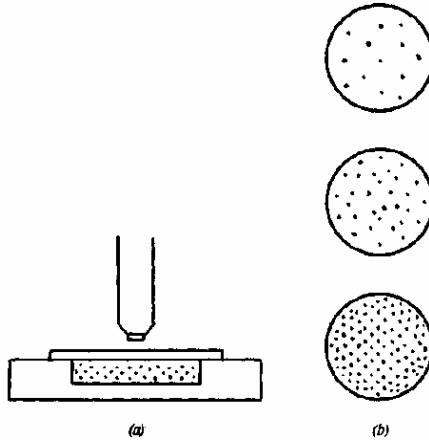
Buradan $\frac{n_1}{n_2}$ nisbətini təyin etdikdən sonra, alınan ifadəni loqarifmalasaq,

$$k = \frac{mg(1 - \frac{\rho_m}{\rho_q})}{T \ln(\frac{n_1}{n_2})} (h_2 - h_1).$$

Bu düsturda m, T, ρ və ρ_q məlum kəmiyyətlərdir. Perren müvafiq hündürlükləri (h_1 və h_2) ölçməklə və həmin hündürlüklərdə yerləşən müstəvilər üzərindəki hissəcikləri (n_1 və n_2) saymaqla, Bolsman sabitini və onun vasi-təsilə Avoqadro ədədini təyin etmişdir. Bu kəmiyyətlər üçün aldığı qiymətlər, digər təcrübələrlə təyin olunmuş qiymətlərlə üst-üstə düşdüyündən, Perren barometrik düsturun doğruluğunu təcrübi yolla təsdiq etmişdir.

Perrenin hansı səbəbdən hissəciklərin havada deyil, məhz maye daxilindəki paylanmasını öyrənməsi ilə əlaqədar bir cəhətə nəzər salaq. $n = n_0 e^{-\frac{mgh}{kT}}$ ifadəsindən göründüyü kimi, hissəciyin çə-kisi (mg) böyük olduqca, $e^{-\frac{mgh}{kT}}$

ifadəsi hündürlükdən asılı olaraq daha kəskin azalır. Hissəciyin kütləsi molekulun kütləsinə nəzərən kifayət qədər böyük olduğundan, həmin hissəciklər əsasən, hündürlüyü çox kiçik olan nazik təbəqədə yerləşir. Ona görə də, belə çox kiçik hündürlük üzrə paylanmanı təcrübi yolla müəyyənləşdirmək çox çətinidir. Bu çətinliyi aradan qaldırmaq üçün, hissəciyin çəkisini azaltma yolu axtarmaq lazımdır. Perren, hissəcikləri maye daxilində yerləşdirməklə, Arximed qüvvəsinin təsiri hesabına onların çəkisini azaltmağa nail olmuşdur. Bu səbəbdən, hissəciklər maye daxilində daha qalın təbəqədə yerləşir və ona görə də, belə paylanmanı təcrübə vasitəsilə təyin etmək nisbətən asan olur.



Şəkil 2.14. Perren təcrübəsi.

2.17. MOLEKULLARIN SÜRƏTLƏRƏ GÖRƏ PAYLANMASI. PAYLANMA FUNKSİYASI

Ştern təcrübəsindən alınan nəticəyə görə, qaz molekulları müxtəlif sürətlərlə hərəkət edir. Baromertik düsturun Perren təcrübəsi ilə təsdiqi də eyni nəticəyə gətirmişdir. Bütün bunlarla əlaqədar qarşıya belə bir təbii sual çıxır: bir halda ki, qaz molekulları müxtəlif sürətlərlə hərəkət edir, görəsən, molekullar sürətlərə görə necə paylanır? Bu sualı başqa şəkildə də qoymaq olar: görəsən, qarmaqarışq (xaotik) hərəkət edən molekulların sürətlərə görə paylanması hər hansı qanunauyğunluğa tabedir, ya yox? Qarşıya qoyulan suala cavab axtaran alimlər çox “qəribə” nəticəyə gəlmişlər – sən demə, molekullar sürətlərə görə müəyyən qanunla paylanır və bu paylanmanın qanunauyğunluğu, məhz hərəkətin qarmaqarışıqlığı ilə əlaqədardır.

Müəyyən olunmuşdur ki, istilik tarazlığında olan qaz molekullarının sürətlərə görə paylanması temperaturdan asılıdır. Hərəkət zamanı toqquşmaların fasiləsiz davam etməsinə baxmayaraq, bu paylanma verilmiş temperaturda dəyişməz qalır.

Qaz molekullarının sürətlərə görə paylanma qanununu müəyyənləşdirmək üçün, məsələnin qoyuluşunu bir qədər konkretləşdirək. İlk baxışda oxucuya elə gələ bilər ki, guya məqsəd verilmiş N sayda molekullardan ibarət qazda neçə molekulun v_1 , neçəsinin v_2 , neçəsinin v_3 və sair sürətlərlə hərəkət etdiyini müəyyənləşdirməkdir. Məsələnin belə qoyuluşu elmi cəhətdən yanlışdır. Məsələ ondadır ki, sürətlərin mümkün olan sayı sonsuzdur, çünki klassik fizikada sürət fasiləsiz dəyişən kəmiyyətdir. Müəyyən həcmli qaz molekullarının sayı isə sonludur. Bu səbəbdən, sonlu sayda molekullar sonsuz sayda sürətlərə görə paylana bilməz. Deməli, məsələni hadisənin fiziki mahiyyətinə uyğun şəkildə qoymaq lazımdır: müəyyən həcmli qaz molekullarının neçəsinin sürəti v ilə $v + \Delta v$ arasında yerləşir? Beləliklə, məqsədımız ümumi sayı N olan qaz molekullarından sürətləri v ilə $v + \Delta v$ arasında olan $\Delta N_{v, v+\Delta v}$ sayını tapmaqdır.

Sadə mülahizələr aparmaqla, bu sayın sürət intervalının eni (Δv) və molekulların ümumi sayı (N) ilə düz mütənasib olması nəticəsinə gəlirik: $\Delta N_{v, v+\Delta v} \approx N \Delta v$. Digər tərəfdən, bu say sürətin verilmiş intervaldakı qiymətindən də asılıdır. Bu asılılığı daha aydın təsəvvür etmək üçün, bununla analogiya təşkil edən bir həyati misala nəzər salaq – qarşıya belə bir sual qoyaq: N sayda Bakı əhalisindən yaşları 18-20, 60-62 və 90-92 intervalında olanların ayrılıqda sayları nə qədərdir? Hər 3 halda əhalinin ümumi sayının (N) və yaş intervalının (2) eyni olmasına baxmayaraq, birincilərin sayı ən çox, üçüncülərin sayı isə ən azdır. Deməli, tələb olunan say intervalının enindən başqa, həm də interval daxilindəki yaşdan (birinci halda 19 ətrafında, ikinci halda 61 ətrafında, üçüncü halda isə 91 ətrafında) da asılıdır. Beləliklə, bütün qeydləri nəzərə almaqla, ümumi sayı N olan qaz molekullarından sürətləri v ilə $v + \Delta v$ arasında olanların sayını belə təyin edə bilərik:

$$\Delta N_{v, v+\Delta v} = f(v) N \Delta v \quad (2.40)$$

Deyilənlərdən aydın olduğu kimi, mütənasiblik əmsalı kimi daxil etdiyimiz $f(v)$, sürətin qiyməti ilə müəyyən olunan funksiyadır. (2.40)-a əsaslan-

maqla, bu funksiyanın fiziki mənasını başa düşmək olar. Bu məqsədlə, (2.40)-ı belə yazaq:

$$f(v) = \frac{\Delta N}{N} \frac{1}{\Delta v} . \quad (2.41)$$

(2.41)-dən göründüyü kimi, $\Delta v = 1$ olduqda, $f(v) = \frac{\Delta N}{N}$. Deməli, $f(v)$

funksiyası, sürətləri v ətrafında olmaqla, bir-birindən $\Delta v = 1$ intervalında fərqlənən molekulların nisbi sayıdır. Bu say sürətin qiymətindən asılı olaraq dəyişdiyindən, $f(v)$ ***paylanma funksiyası*** adlanır. $f(v)$ funksiyanın sürətdən aşkar asılılığını müəyyən etdikdən sonra, onun fiziki mənası daha yaxşı başa düşüləcəkdir.

Paylanma funksiyanının sürətdən aşkar asılılığını müəyyən etmək üçün, ehtimal nəzəriyyəsindən bəzi məlumatları nəzərdən keçirək.

2.18. EHTİMAL. EHTİMAL SİXLİĞİ

Elə hadisələr var ki, onların hökmən baş verəcəyini qabaqcadan söyləmək mümkün deyildir. Məsələn, nərd oyunu zamanı zəri atarkən hansı rəqəmin çıxacağını qabaqcadan bilmək olmaz. Bu növ hadisələr təsadüfi hadisələrdir. Təsadüfi hadisələrin baş verməsi ehtimalla xarakterizə olunur. Zər misalı əsasında ehtimal adlanan kəmiyyətlə tanış olaq. Tutaq ki, bizi zərin hər hansı rəqəminin, məsələn 6 rəqəminin çıxması maraqlandırır. Təbiidir ki, hadisənin (*zər atma hadisədir*) sayı çox olduqca, arzu etdiyimiz rəqəmin çıxma sayı da nisbətən çox olar. Zəri N dəfə atdıqda, arzu etdiyimiz rəqəm n dəfə çıxmışdırsa, ehtimal belə təyin olunur:

$$w = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{n}{N} . \quad (2.42)$$

Deyilənlərdən aydın olduğu kimi, (2.42) ifadəsi N sayda hadisədən n -nin arzu edilən hadisə olma ehtimalıdır. Sürətlərin paylanma funksiyanına (*bax.*

2.41 düsturu) nəzər salsaq, $\frac{\Delta N}{N}$ kəmiyyətinin də ehtimal olduğuna inanırıq.

Qaz molekullarının ümumi sayının (N) böyük qiymətlərində bu kəmiyyət ($\frac{\Delta N}{N}$), onlardan ΔN dənəsinin v və $v + \Delta v$ intervalında yerləşən sürətlərlə

hərəkət etmə ehtimalıdır. (2.41)-dən göründüyü kimi, $\frac{\Delta N}{N} = f(v)\Delta v$. Deməli, $f(v)$ funksiyasının Δv sürətlər intervalına hasili ehtimaldır. Buradan göründüyü kimi, $f(v)$ vahid sürət intervalına düşən ehtimaldır. Bu səbəbdən, $f(v)$ **ehtimal sıxlığı** adlanır. Deməli, paylanma funksiyası eyni zamanda ehtimal sıxlığıdır. Sürət intervalının enini çox dar götürsək ($\Delta v \Rightarrow dv$), ehtimal sıxlığı,

$$f(v) = \frac{dN}{N} \frac{1}{dv}.$$

İlkin tanışlıqdan sonra ehtimalın bizə lazım olan bəzi xassələri ilə tanış olaq.

Normallıq şərti. Verilmiş qaz molekullarından hər hansının v sürətinə malik olma ehtimalını tapmaq üçün $\frac{dN}{N}$ -i sürətin mümkün olan bütün qiymətləri (0-dan ∞ -dək) üzrə integrallamaq lazımdır. Digər tərəfdən, qazın istənilən molekulunun 0, ∞ intervalında yerləşən sürətlərdən birinə malik olma ehtimalı vahidə bərabərdir və eyni qayda ilə hesablanır:

$$\int_0^{\infty} \frac{dN}{N} = \int_0^{\infty} f(v)dv = 1 \quad (2.43)$$

(2.43) ifadəsi ehtimal sıxlığının **normallıq şərti** adlanır.

Bir-birini inkar edən hadisələrin ehtimalı. Zər atarkən 4 və 5 rəqəmlərindən birinin çıxma ehtimalını tapaq. Fərz edək ki, zəri N dəfə atdıqda N_4 dəfə 4 rəqəmi, N_5 dəfə isə 5 rəqəmi çıxmışdır. Təkcə 4 və təkcə 5 rəqəmlərinin çıxma ehtimalı, bildiyimiz kimi, $w_4 = \frac{N_4}{N}$ və $w_5 = \frac{N_5}{N}$. Arzuladığımız 4 və 5 rəqəmlərindən hər hansı birinin çıxma ehtimalı, aydındır ki, $w_{4,yaxud5} = \frac{N_{4,5}}{N} = \frac{N_4 + N_5}{N} = \frac{N_4}{N} + \frac{N_5}{N} = w_4 + w_5$. Deməli, bir-birini inkar edən hadisələrdən hər hansı birinin baş vermə ehtimalı, hadisələrin təkliddə baş vermə ehtimalları cəminə bərabərdir.

Asılı olmayan hadisələrin ehtimalı. Əvvəlkindən fərqli olaraq, indi iki zəri eyni anda atarkən, bunlardan birində 4, digərində isə 5 rəqəminin çıxma ehtimalını tapaq. Bu iki hadisə bir-birindən asılı olmayaraq baş verən

hadisələrdir - zərin birində hansı rəqəmin çıxmasının digərində hansı rəqəmin çıxması ilə heç bir əlaqəsi yoxdur. Ehtimal nəzəriyyəsində isbat olunmuşdur ki, bu iki hadisənin eyni anda baş vermə ehtimalı, onlardan hər birinin ayrılıqda baş vermə ehtimalları hasilinə bərabərdir: $w_{4,5} = w_4 \times w_5$

2.19. EHTİMAL VƏ ORTA QİYMƏT

Təsadüf xarakterli hadisələri (Broun hərəkəti və s.) xarakterizə edən kəmiyyətlərin orta qiyməti anlayışı ilə tanış olaq. Asanlıqla inana bilərik ki, orta qiymət ehtimalla əlaqədar kəmiyyətdir. Bu məqsədlə, əvvəllər təhlil etdiyimiz Broun hərəkətinə nəzər salaq. Hər hansı bir broun zərrəciyinin bərabər zaman fasilələrində getdikləri yolun uzunluqlarını $x_1, x_2, \dots, x_i$ ilə işarə edək. Ümumi halda bu yollardan eyni olanları da ola bilər. Bu səbəbdən, fərz edək ki, x_1 yerdəyişməsi n_1 dəfə, x_2 yerdəyişməsi n_2 dəfə, nəhayət, x_i yerdəyişməsi isə n_i dəfə təkrarlanmışdır. Belə olduqda, yerdəyişmələrin bu yerdəyişmələrin sayına görə orta qiyməti

$$\bar{x} = \frac{\sum_i n_i x_i}{\sum_i n_i} = \frac{\sum_i n_i x_i}{N} = \sum_i \frac{n_i}{N} x_i.$$

Burada, $w_i = \frac{n_i}{N}$ kəmiyyəti baxılan hissəciyin icra etdiyi N sayda yerdəyişmələrdən n_i dənəsinin getdiyi yolun uzunluğunun x_i -yə bərabər olma ehtimalıdır. Göründüyü kimi, yerdəyişmənin orta ($\bar{x}$) qiyməti x_i -lərin baş vermə ehtimalları cəminə bərabərdir:

$$\bar{x} = \sum_i w_i x_i.$$

x kəsilməz dəyişən kəmiyyət olduqda, cəm işarəsi inteqrallama ilə əvəz olunur:

$$\bar{x} = \int_{-\infty}^{+\infty} w(x) x dx.$$

İnteqralın sərhədləri orta qiyməti təyin olunan kəmiyyətin dəyişmə intervalının sərhədlərinə görə müəyyənləşdirilir.

2.20. MOLEKULLARIN SÜRƏT TOPLANANLARINA GÖRƏ PAYLANMASI

Əvvəlki paraqraflarda qeyd etdiyimiz kimi, müəyyən qaz kütləsinə daxil olan molekulların sürətləri müxtəlifdir, başqa sözlə molekullar sürətlərə görə paylanır. Qarşımızda duran məsələ bu paylanmanı müəyyən etməkdən ibarətdir.

İndiyə qədər dediklərimizi də nəzərə alsaq, molekulların sürətlərə görə paylanma məsələsinin qoyuluşunu belə ifadə edə bilərik: termodinamik tarazlıq halındakı müəyyən kütləli qazda sürətləri v ilə $v + \Delta v$ arasında olan molekulların sayı nə qədərdir? Bu məsələni, 1859-cu ildə ehtimal nəzəriyyəsiindən istifadə edərək Maksvel həll etmişdir. Bolsman isə 1877-ci ildə bu məsələni başqa yolla həll etmişdir - molekullararası toqquşmaları nəzərə almaqla paylanma funksiyası üçün ifadə almışdır.

Qarşıya qoyulan məsələnin həllini bir qədər asanlaşdırmaq məqsədilə, əvvəlcə molekulların sürətlərə görə deyil, sürətlərin toplananlarına görə paylanmasını müəyyən edək. Bunu nəzərə alaraq, paylanma məsələsinin qoyuluşunu belə şərh edə bilərik: termodinamik tarazlıq halındakı qazda sürətlərinin toplananları v_x ilə $v + dv_x$, v_y ilə $v_y + dv_y$, v_z ilə $v_z + dv_z$ olan qaz molekullarının sayı nə qədərdir?

Qarşıya qoyulan məsələni həll etmək üçün Yer in cazibə sahəsinə köməkçi vasitə kimi istifadə edək. Təkrar da olsa, bir daha qeyd edək ki, tarazlıq halındakı qaz molekullarının sürətlərə görə müəyyən bir qanunla paylanması, molekulların qarşılıqlı toqquşmaları ilə əlaqədardır. Bu paylanmanın yaranmasında Yer in cazibə sahəsinin heç bir rolu yoxdur. Cazibə sahəsi əvvəlcədən mövcud olan paylanmanı aşkar etmək üçün vasitələrdən biridir. Bunu daha aydın başa düşmək üçün oxşar bir misala nəzər salaql. Məlumdur ki, imtahan verən tələbənin biliyi, onun imtahana girib-girməməsiindən asılı deyildir. İmtahanın rolu, yalnız tələbənin öncədən əldə etdiyi biliyi müəyyən etməkdən ibarətdir. Biliyin müəyyənləşdirilməsində imtahanın oynadığı rol, molekulların sürətlərə görə paylanmasını müəyyənləşdirməkdə Yer in cazibə sahəsinin oynadığı rola oxşayır. Bu qeydlərdən sonra indi birbaşa məqsədə keçək.

Yer in cazibə qüvvəsi, yalnız şaquli istiqamətdə təsir etdiyindən, biz sürətlərin bu istiqamətdəki toplananlarını nəzərdən keçirəcəyik. Bu məqsədlə başlanğıcı Yer səthində yerləşən z oxunu şaquli istiqamətdə yuxarı yönəl-

dək. Fərz edək ki, sürətlərinin z istiqamətindəki toplananları v_z ilə $v_z + dv_z$ arasında olan molekullar müəyyən bir anda qalınlığı dz olan və oturacağı Yer səviyyəsindən z hündürlükdə yerləşən təbəqə daxilindədir. Sadə mülahizələrdən görüldüyü kimi, oturacağının sahəsi S olan bu təbəqə daxilində v_z ilə $v_z + dv_z$ arasında olan molekulların sayı

$$dN_z = Sn_z dz f(v_z) dv_z .$$

Burada, n_z -Yer səthindən z hündürlükdə vahid həcmdə yerləşən molekulların sayıdır. Qazın tarazlıq halında, Yer in cazibə sahəsinin isə bir cins olduğunu qəbul edək. Qaz molekulları daimi qarmaqarışlıq hərəkət etdiyindən, sonsuz kiçik dz qalınlıqlı təbəqədəki qaz molekulları hərəkət edərkən, Yerdən z' hündürlükdə yerləşən dz' qalınlıqlı yeni təbəqəyə keçəcəkdir. Yekun mexaniki enerji sabit qaldığından, yeni təbəqədə molekulların sürət toplananları v_z ilə $v_z + dv_z$ arasında olacaqdır. Enerjinin saxlanma qanununa görə,

$$\frac{mv_z^2}{2} + mgz = \frac{mv_z'^2}{2} + mgz' . \quad (2.44)$$

(2.44) ifadəsi, təbəqələrin Yerdən məsafələri (z və z') arasında əlaqə yaradır. Sistem qapalı olduğundan, yəni ətraf mühitdən izolə olunmuş müəyyən qaz kütləsini nəzərdən keçirdiyimizdən, hər iki təbəqədəki molekulların sayı eynidir: $dN_z = dN_{z'}$. Yeni təbəqədəki qaz molekullarının sayı $dN_{z'} = Sn_{z'} f(v_{z'}) dv_{z'} dz'$ olduğundan,

$$n_z f(v_z) dv_z dz = n_{z'} f(v_{z'}) dv_{z'} dz' . \quad (2.45)$$

Təbiidir ki, eyni sayda qaz molekullarının müxtəlif anlarda yerləşdiyi təbəqələrin dz və dz' qalınlıqları arasında əlaqə mövcuddur. Bu əlaqəni sadə mülahizələrlə müəyyən edə bilərik. Doğrudan da, dz və dz' qalınlıqlı təbəqələr ekvivalent olduğundan, Yerdən z hündürlükdə sürəti v_z olan molekulun dz qalınlığını keçmə müddəti, Yerdən z' hündürlükdə sürəti $v_{z'}$ olan molekulun dz' yolunu qət etmə müddətinə bərabər olmalıdır, yəni

$$\frac{dz}{v_z} = \frac{dz'}{v_{z'}} . \quad (2.46)$$

(2. 44) və (2. 46) bərabərliklərindən istifadə edərək (2. 45) ifadəsini sadələşdirək. Bu məqsədlə, z və z' kəmiyyətlərinin sabit olduqlarını nəzərə almaq-

la, (2.44) ifadəsini diferensiallaşaq,

$$v_z dv_z = v_{z'} dv_{z'}. \quad (2.47)$$

(2.46) və (2.47) bərabərliklərini tərəf-tərəfə vursaq,

$$dz dv_z = dz' dv_{z'}.$$

Bu bərabərlikdən istifadə etməklə, (2.45)-dən aşağıdakı ifadə alınır:

$$n_z f(v_z) = n_{z'} f(v_{z'}) \quad (2.48, a)$$

(2.38)-dən məlum olduğu kimi, $n = n_0 \exp(-mgh/kT)$. Bu ifadəni z və z' hündürlükləri üçün yazsaq,

$$n_z = n_0 \exp(-mgh_z/kT),$$

$$n_{z'} = n_0 \exp(-mgh_{z'}/kT)$$

Burada, n_0 Yer səthində vahid həcmdəki molekulların sayıdır. Bu ifadələri (2.48)-də nəzərə alsaq,

$$f(v_z) e^{-\frac{mgh_z}{kT}} = f(v_{z'}) e^{-\frac{mgh_{z'}}{kT}}. \quad (2.48, b)$$

İndi $f(v_z)$ və $f(v_{z'})$ funksiyalarının aşkar şəklini müəyyən edək. Bunun üçün (2.44) və (2.48, b) ifadələrinə nəzər salmaq kifayətdir. Bu ifadələrdən göründüyü kimi, $f(v_z)$ və $f(v_{z'})$ funksiyalarının yeganə mümkün olan açıq şəkli belədir:

$$f(v_z) = A \exp(-\frac{mv_z^2}{2kT}), \quad (2.49, a)$$

$$f(v_{z'}) = A \exp(-\frac{mv_{z'}^2}{2kT}) \quad (2.49, b)$$

Buradakı A sabit kəmiyyətdir. Doğrudan da, $f(v_z)$ və $f(v_{z'})$ funksiyalarının bu qiymətlərini (2.48, b)-də yerinə yazsaq, enerjinin saxlanması qanunu olan (2.44) ifadəsi alınır.

A sabitinin qiymətini paylanma funksiyasının normallıq şərtindən tapmaq olar. Normallıq şərtinə görə, verilmiş molekulun sürət toplanmasının $-\infty$

ilə $+\infty$ aralığında olma ehtimalı vahidə bərabərdir, yəni

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(v_z) dv_z = 1. \quad (2.50)$$

(2.50) integralını açmaq üçün $q^2 = \frac{mv_z^2}{2kT}$ əvəzləməsindən istifadə edək. Bu

əvəzləmədən $v_z = \sqrt{\frac{2kT}{m}}q$ və $dv_z = \sqrt{\frac{2kT}{m}}dq$ olduğunu görürük. Bunu (2.50)-də nəzərə alsaq,

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{mv_z^2}{2kT}\right) dv_z = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-q^2} dq = \sqrt{\frac{2\pi kT}{m}}$$

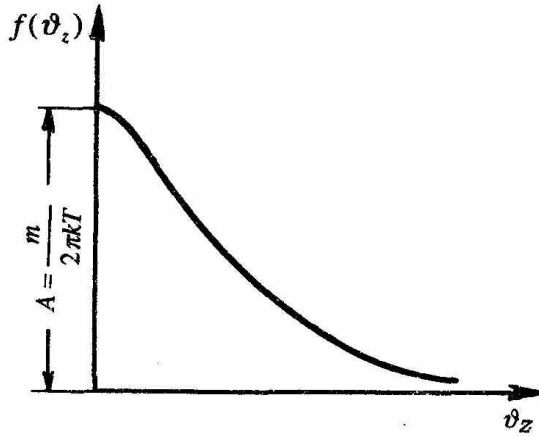
Burada $\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-q^2} dq = \sqrt{\pi}$ olduğu nəzərə alınmışdır. İntegrallama nəticəsində alının ifadəni (2.50) ifadəsində nəzərə alsaq, $A = (m/2\pi kT)^{1/2}$ və

$$f(v_z) = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{mv_z^2}{2kT}\right). \quad (2.51)$$

Beləliklə, paylanma funksiyası üçün (2.51) ifadəsi ilə təyin olunan analitik ifadə aldıq. İndi paylanma funksiyası üçün aldığımız bu ifadəni təhlil edək.

(2.51) ifadəsindən göründüyü kimi, paylanma funksiyasının təyin olunduğu analitik ifadəyə Yer in cazibə sahəsini xarakterizə edən sərbəst düşmə təcili (g) daxil deyildir. Əlbəttə, bu təbiidir, çünki öncədən söylədiyimiz kimi, Yer in cazibə sahəsi molekulların sürətlərə görə paylanmasına təsir etmir.

(2.51) paylanma funksiyasının v_z -dən asılılıq qrafikindən (şəkil 2. 15) göründüyü kimi, sürətinin v_z toplananı sıfır olan molekulların sayı sıfırdan fərqlidir. Bunun üzərində bir qədər sonra daha ətraflı dayanacağıq.



Şəkil 2.15. Sürətin z toplananının paylanması.

Asanlıqla inana bilərik ki, sürətin qalan iki toplananına görə paylanma funksiyaları $f(v_x)$ və $f(v_y)$ aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$f(v_x) = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{mv_x^2}{2kT}\right), \quad (2.52)$$

$$f(v_y) = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{mv_y^2}{2kT}\right).$$

Doğrudan da, koordinat oxlarından heç biri digər ikisinə nəzərən üstünlük təşkil etmir, başqa sözlə onların hər üçü eyni hüquqludur. Biz, eyni müvəffəqiyyətlə x , yaxud y oxunu Yer cazibə qüvvəsi istiqamətində yönəldə bilərdik. O zaman $f(v_x)$ və $f(v_y)$ paylanma funksiyaları üçün analogi ifadələr alardıq. Digər tərəfdən, fəza izotrop olduğundan, bütün istiqamətlər eyni hüquqludur və bu səbəbdən, molekulların sürət toplananlarına görə paylanması da izotrop olmalıdır. İstiqamətlər eyni hüquqlu olmasaydı, müəyyən bir istiqamətdə hərəkət edən molekulların sayı, digər istiqamətlərdə hərəkət edən molekulların sayından fərqli olardı. Bu səbəbdən, hərəkətin üstünlük təşkil etdiyi istiqamətdə molekulların istiqamətlənmiş axını baş verərdi. Təbiidir ki, belə halda qazın tarazlığı pozulmuş olardı. Biz isə qazı, yalnız tarazlıq halında öyrənirik.

Əvvəlcədən qarşıya qoyduğumuz problemi (2.51) və (2.52) ifadələrinə əsaslanaraq həll edə bilərik. Bunun üçün, sürətin koordinat oxları üzrə toplananlarının bir-birindən asılı olmadığı faktını nəzərə almalıyıq. Beləlik-

lə, molekulun sürət toplananlarının eyni zamanda v_x ilə $v_x + dv_x$, v_y ilə $v_y + dv_y$, v_z ilə $v_z + dv_z$ arasında olma ehtimalı,

$$f(v_x, v_y, v_z) = f(v_x)f(v_y)f(v_z) = \frac{dN(v_x, v_y, v_z)}{N} \frac{1}{dv_x dv_y dv_z}.$$

Buradan,

$$f(v_x, v_y, v_z) = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right). \quad (2.53)$$

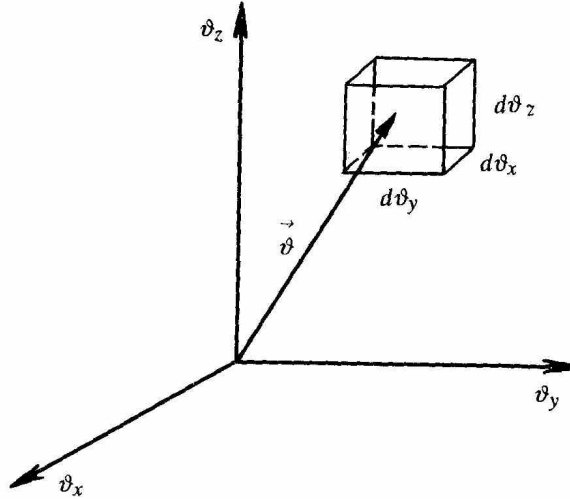
Qeyd edək ki, $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$. Beləliklə, eyni anda sürətlərinin toplananları v_x ilə $v_x + dv_x$, v_y ilə $v_y + dv_y$, v_z ilə $v_z + dv_z$ intervallarında olan molekulların sayı,

$$dN(v_x, v_y, v_z) = N \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) dv_x dv_y dv_z \quad (2.54)$$

2. 21. SÜRƏTLƏRİN QIYMƏTLƏRİNƏ GÖRƏ PAYLANMASI (MAKSVEL PAYLANMASI)

Biz, müəyyən kütləli qazda sürətlərinin toplananları v_x ilə $v_x + dv_x$, v_y ilə $v_y + dv_y$, v_z ilə $v_z + dv_z$ intervallarında olan molekulların sayını müəyyənənləşdirən düstur çıxardıq. Lakin, göründüyü kimi, bu düsturda həm molekulun hərəkət istiqamətlərinə, həm də sürətlərinin qiymətinə müəyyən məhdudiyyət qoyulmuşdur. Bunu daha açıq şəkildə izah etmək üçün **sürət koordinat sistemi** deyilən yeni bir koordinat sistemindən (şəkil. 2.16) istifadə edək. Sürət koordinat sistemində koordinat oxları sürətin x , y və z oxları üzərindəki müvafiq toplananları olan v_x, v_y, v_z qəbul edilir. Belə olduqda, sürət koordinat sistemindəki hər bir nöqtə bir sürəti (*onun qiymət və istiqamətini*) ifadə edir. Sürətlərinin toplananları v_x ilə $v_x + dv_x$, v_y ilə $v_y + dv_y$, v_z ilə $v_z + dv_z$ intervallarında yerləşən molekulların hamısını fikrən koordinat başlanğıcına toplayaraq özbaşına buraxdıqdan 1 saniyə sonra onlar koordinat başlanğıcından v məsafədə yerləşən və tillərinin uzunluqları dv_x, dv_y, dv_z olan düzbucaqlı prizmanın içinə dolacaqdır (şək. 2.16). Bununla əlaqədar qarşımıza bir sual çıxır: sürətlərinin qiyməti v ilə $v + dv$ arasında yerləşən, istiqamətləri isə istənilən yöndə olan molekulları fikrən

koordinat başlanğıcına toplayaraq özbaşına buraxdıqdan 1 saniyə sonra onlar harada olacaq?



Şəkil 2. 16. Sürət koordinat sistemi.

Sadə məntiqə əsaslanaraq haqqında söhbət etdiyimiz molekulların 1 saniyədən sonrakı anda, radiusları v ilə $v + dv$ olan kürə səthləri arasında yerləşən dv qalınlıqlı kürə təbəqəsi içərisinə toplanacağını söyləyə bilərik (şəkil 2.17). Bu kürə təbəqəsi həcmnin $4\pi v^2 dv$ olduğu məlumdur. Asanlıqla inana bilərik ki, bu kürə təbəqəsinin həcmi təxmini olaraq, ədədi qiyməti v olan bütün istiqamətlərdəki sürətlərə uyğun gələn elementar (şəkil 2. 16-dakına uyğun) prizmaların həcmləri cəminə bərabərdir:

$$dN(v, dv) = N \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) 4\pi v^2 dv . \quad (2.55)$$

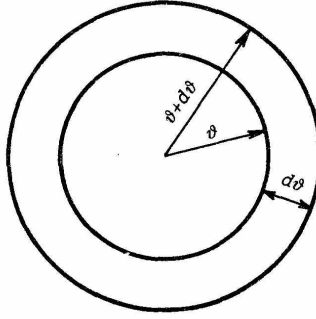
Aldığımız bu ifadəni başqa şəkildə də yazı bilərik:

$$f(v) = \frac{dN}{N} \frac{1}{dv} = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} 4\pi v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) . \quad (2.55a)$$

(2. 55) və buna ekvivalent olan (2. 55a) ifadələri sürətlərin qiymətlərinə görə, (2. 53) isə toplananlarına görə Maksvel paylanmasıdır.

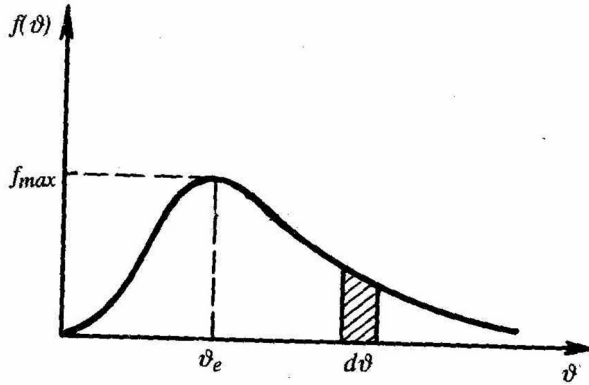
İndi, molekulların sürətin qiymətlərinə görə paylanma qanununu ifadə edən düsturu təhlil edək. Sürətin qiymətlərinə görə paylanma funksiyasının v -dən asılılıq əyrisindən (şəkil 2. 8) göründüyü kimi, bu əyri simmetrik

deyildir. Paylanma əyrisi $v = 0$ nöqtəsindən başlamaqla, v -nin sonrakı artması ilə yüksələrək sürətin müəyyən bir qiymətində maksimuma çatır. Buradan başlamaqla sürətin sonrakı böyüməsi ilə əyri enərək asimptotik olaraq sürət oxuna yaxınlaşır. Paylanma əyrisinin koordinat başlanğıcından başlaması, yəni $v = 0$ olduqda $f(v) = 0$ olması, sürəti sıfır olan heç bir molekulun mövcud olmamağı deməkdir. Bu, təbii bir nəticədir və molekulyar kinetik nəzəriyyəyə tam uyğundur.



Şəkil 2.17. Sürətlərin qiymətlərə görə paylanmasına dair.

Əldə olunan nəticələr içərisində, sürətin müəyyən bir qiymətində paylanma funksiyasının maksimum qiymət alması da diqqəti cəlb edir. Paylanma əyrisinin maksimumuna uyğun gələn sürət, rast gəlinmə ehtimalı ən böyük olan sürətdir və bu səbəbdən onu **ehtimal sürət** adlandırırlar. Şəkil 2.8-də sürətin sonsuzluğa yaxınlaşması ilə paylanma funksiyasının sıfıra yaxınlaşması, sürəti sonsuz olan molekulun mövcud olmadığını ifadə edir.



Şəkil 2.18. Sürətin qiymətlərinə görə paylanma funksiyası.

Şəkil 2. 8-də əyri ilə v oxu arasında eni dv olan ştrixlənmiş sahəni hesablayaraq, onun hansı fiziki mənaya malik olduğunu izah edək. Eni çox kiçik olduğundan, bu həndəsi fiquru düzbucaqlı kimi qəbul edə bilərik. Haqqında danışdığımız bu düzbucaqlının oturacağı dv , hündürlüyü isə $f(v) = \frac{dN}{N} \frac{1}{dv}$ olduğundan, sahəsi $dS = f(v)dv = \frac{dN}{N} \frac{1}{dv} dv = \frac{dN}{N}$ olur. Deməli, şəkil 2. 18-də ştrixlənmiş sahə, ədədi qiymətcə, sürətləri v ilə $v + dv$ arasında yerləşən molekulların nisbi sayını ifadə edir. $\frac{dN}{N}$ kəmiyyəti, həm də hər hansı molekul sürətinin v ilə $v + dv$ arasındakı qiymətlərdən hər hansı birinə bərabər olma ehtimalıdır. Onda, təbiidir ki v oxu ilə əyri arasında qalan fiqurun yekun sahəsinin ədədi qiyməti, hər hansı molekul sürətinin sıfır ilə sonsuzluq arasında yerləşən qiymətlərdən birinə bərabər olma ehtimalını ifadə edəcəkdir. Məlum olduğu kimi, bu ehtimal 1-ə bərabərdir.

İndi, Maksvel paylanması temperaturdan asılılığına nəzər salaq. Bunun üçün ehtimalı ən böyük olan sürətinin qiymətini tapaq. Məlum olduğu kimi, ehtimalı ən böyük olan sürət, paylanma funksiyasının maksimum qiymətinə uyğun gələn sürətdir, başqa sözlə ehtimalı ən böyük olan sürət $f(v)$ -nin v -yə görə birinci tərtib törəməsinin sıfıra bərabərlik şərtindən, yəni $\frac{df(v)}{dv} = 0$ şərtindən tapılan sürətdir. (2.55a) ifadəsindən v -yə görə birinci tərtib törəmə alıb sıfıra bərabər etsək,

$$\frac{d}{dv} \left[v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) \right] = 0,$$

$$2v\left(1 - \frac{mv^2}{2kT}\right) \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) = 0.$$

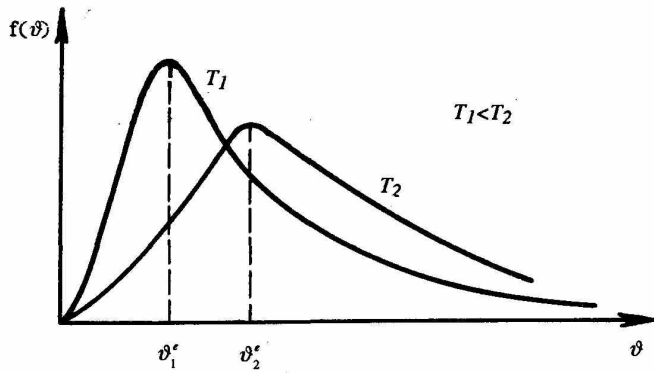
Alınan bərabərlik $v=0$, yaxud $v = \infty$, ya da $1 - \frac{mv^2}{2kT} = 0$ şərtində ödənilir.

$v = 0$ və $v = \infty$ paylanma funksiyasının maksimum qiymətinə uyğun gəlmədiyindən, bu həllər atılır. Deməli, ehtimalı ən böyük olan sürət

$1 - \frac{m v^2}{2kT} = 0$ şərtindən tapılan sürətdir. Beləliklə, $\frac{m v^2}{2kT} = 1$ və buradan,

$$v_e = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (2.56)$$

Göründüyü kimi, temperaturun böyüməsi ilə v_e böyüyür. Bu səbəbdən, paylanma funksiyasının sürətdən asılılıq əyrisinin maksimumu, temperaturun artması ilə sağa tərəf sürüşür (şək. 2. 9).



Şəkil 2.19. Müxtəlif temperaturlarda molekulların sürətlərə görə paylanması.

İndi, Maksvel paylanması haqqında bəzi daha mühüm məlumatlara nəzər salaq. Məlum olduğu kimi, Maksvel paylanması yalnız tarazlıqda olan sistemlər üçün doğrudur. Bu paylanmanın qaz üçün çıxarılmasına baxmayaraq, o tarazlıq halında olan istənilən hissəciklər sistemi üçün doğrudur. Deməli, Maksvel paylanması ilə təsvir olunan istənilən sistem istilik tarazlığı halındadır. Digər tərəfdən, Maksvel paylanması klassik fizika çərçivəsi daxilindəki qanunlara əsaslanaraq çıxarıldığından, bunun klassik paylanma olduğunu söyləyə bilərik.

Maksvel paylanmasının yazılışında bəzi dəyişiklik edək. Bu məqsədlə kinetik enerjini ε hərfi ilə işarə edək:

$$\varepsilon = \frac{m v^2}{2} \quad (2.57)$$

Bir qədər sonra görəcəyimiz kimi, xarici sahənin (*məsələn, Yerin cazibə sahəsinin*) mövcudluğu nəzərə alındıqda, Maksvel paylanmasının riyazi

ifadəsindəki eksponenta üzərində $\frac{m\nu^2}{2}$ ilə yanaşı molekulun xarici sahədə malik olduğu potensial enerji də iştirak edir, başqa sözlə eksponenta üzərində kinetik enerji ($\frac{m\nu^2}{2}$) deyil, tam enerji

$$E_i = \frac{m\nu^2}{2} + U \quad (2.58)$$

olur. Burada U - molekulun xarici sahədə malik olduğu potensial enerjidir.

Beləliklə, Maksvel paylanması $\varepsilon = \frac{m\nu^2}{2}$ əvəzinə $E_i = \frac{m\nu^2}{2} + U$ yazsaq,

$$N_i = S \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right) \quad (2.59)$$

alırıq. Burada, S - sabit kəmiyyət, N_i isə enerjisi E_i olan molekulların sayıdır.

Orta sürət. İndi, Maksvel paylanmasının tətbiqinə misal olaraq orta sürəti təyin edək. Məlum olduğu kimi, hər hansı x kəmiyyətinin orta qiyməti bu kəmiyyətin $w(x)$ paylanma funksiyası vasitəsilə belə təyin olunur:

$$\bar{x} = \int xw(x)dx .$$

Burada, integrallama sərhədləri x -in dəyişmə oblastına uyğun olaraq seçilir. Sürətin ədədi qiymətinin dəyişmə oblastı sıfırdan sonsuzluğa qədər olduğundan və onun paylanması $f(\nu)$ funksiyası ilə təsvir olunduğundan, sürətin orta qiyməti

$$\bar{\nu} = \int_0^{\infty} \nu f(\nu) d\nu$$

kimi təyin olunur. Deməli, orta sürəti tapmaq üçün $f(\nu)$ -nin (2. 55a) ilə təyin olunan ifadəsini yerinə yazmaqla, integrallama əməliyyatını icra etmək lazımdır. Bu əməliyyatı yerinə yetirsək,

$$\bar{\nu} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} .$$

Eyni üsulla orta kvadratik sürəti də hesablaya bilərik:

$$\overline{v^2} = \int_0^{\infty} v^2 f(v) dv = \frac{3kT}{m}.$$

Buradan,

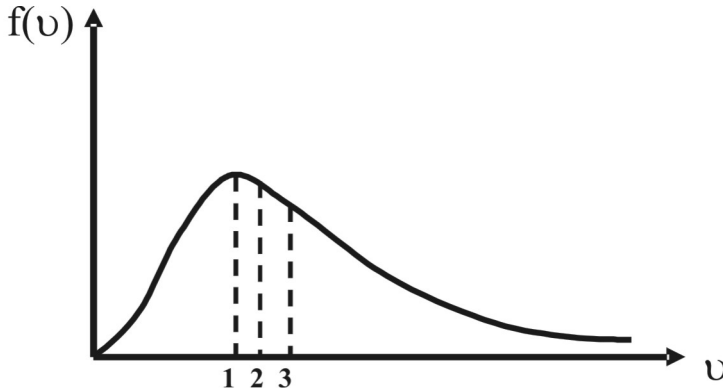
$$\overline{v} = \sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}.$$

Beləliklə, molekulların istilik hərəkətini xarakterizə edən 3 növ sürətin mövcud olduğunu gördük: *ehtimalı ən böyük olan sürət* (v_e), *orta sürət* ($\overline{v}$) və *orta kvadratik sürət* ($\overline{v}$):

$$\begin{aligned} v_e &= \sqrt{\frac{2kT}{m}}, \\ \overline{v} &= \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}, \\ \overline{v} &= \sqrt{\frac{3kT}{m}} \end{aligned} \quad (2.60)$$

Yeri gəlmişkən qeyd edək ki, orta kvadratik sürət bir molekula düşən orta kinetik enerjini, bu enerji isə sistemin temperaturunu müəyyən etdiyinə görə, orta kvadratik sürət *istilik sürəti* adlanır.

Haqqında danışdığımız sürətlərin müqayisəli təsviri şəkil 2.20-də verilmişdir.



Şəkil 2.20. Ehtimal (1), orta (2) və orta kvadratik (3) sürətlər.

2.22. NİSBİ SÜRƏTLƏ İFADƏ OLUNAN MAKSVEL PAYLANMASI.

Şəkil 2. 19-dan göründüyü kimi, Maksvel paylanması temperaturdan asılıdır. Paylanma funksiyası həm də molekulların kütləsindən asılı olduğuna görə, şəkil 2. 19-dakı əyrilər qazı təşkil edən molekulun növündən də asılıdır.

Paylanma funksiyasının qaz molekulu kütləsindən (qazın növündən) asılılığı xoşa gələn hal deyildir. Bununla əlaqədar qarşımıza belə bir problem çıxır: necə edək ki, Maksvel paylanmasını təsvir edən əyri qazın növündən asılı olmasın?

Müəyyən olunmuşdur ki, yeni dəyişən qəbul etmək yolu ilə Maksvel paylanmasını qazın növündən asılı olmayan universal şəkə salmaq olar. Bu tələbə cavab verən yeni dəyişəni müəyyən etmək məqsədilə paylanmanı vərdiş etdiyimiz sürət vasitəsilə deyil, ölçü vahidi olmayan nisbi sürətlə ifadə etməliyik. Bu məqsədlə cari sürətin ehtimal sürətə nisbətində bərabər olan nisbi sürətdən ($v_n = \frac{v}{v_e}$) istifadə edək.

Beləliklə, ehtimal sürətin $v_e = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$ qiymətini (2. 55)-də yerinə yazsaq, Maksvel paylanması üçün aşağıdakı ifadə alınır:

$$f(v_n) = \frac{dN}{N} \frac{1}{dv_n} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} v_n^2 \exp(-v_n^2). \quad (2.61)$$

(2.61) ifadəsi, nisbi sürətlərlə ifadə olunmuş Maksvel paylanmasıdır. Bu paylanma universaldır - qazın növündən və temperaturundan asılı deyildir.

Nisbi sürətlərlə ifadə olunmuş Maksvel paylanması bir çox praktik məsələlərin həlli üçün daha əlverişlidir. Bu tətbiqlərdən biri üzərində dayanaq. Tutaq ki, sürətlərinin qiyməti müəyyən bir ədəddən, məsələn, ikinci kosmik sürətdən (v_{II}) böyük olan molekulların sayını tapmaq tələb olunur. Bu sayı tapmaq üçün, ((2. 61)-dən təyin olunmuş

$$dN = \frac{4N}{\sqrt{\pi}} v_n^2 e^{-v_n^2} dv_n$$

ifadəsini v_{II} -dən sonsuzluğa qədər inteqrallamaq lazımdır:

$$N = \frac{4N}{\sqrt{\pi}} \int_{v_{ii}}^{\infty} v_n^2 e^{-v_n^2} dv_n.$$

İnteqrallama v_n -yə görə aparıldığından, təbii ki, integralın alt sərhədi $(v_n)_{II} = \frac{v_{II}}{v_e}$ olaraq başa düşülməlidir. v_{II} və v_e -in qiymətlərini yerinə qoya-

raq inteqrallama əməliyyatını apardıqdan sonra N -in sıfırdan fərqli, lakin ki-fayət qədər kiçik bir ədəd olduğu müəyyənləşdirilmişdir. Bu isə o deməkdir ki, Yer in cazibə sahəsini tərk edə biləcək molekullar var, lakin onların sayı çox azdır. Deməli, Yer atmosferinin mövcud olma səbəbi, Yer in cazibə sahə-sini tərk edən molekulların nisbi sayının praktik cəhətdən nəzərə alınmayacaq dərəcədə çox kiçik olmasıdır. Yer atmosferinin tarazlıqda olmamağının səbə-*bi də məhz atmosferi tərk edən molekullar sayının sıfırdan fərqli olmasıdır.

Ay üçün ikinci kosmik sürət $(v_{Ay})_{II} = 2,4$ km/saat olduğundan, yəni Ay-dakı ikinci kosmik sürət Yerdəki ikinci kosmik sürətdən $11,2/2,4 \cong 5$ dəfə kiçik olduğundan, Ay atmosferini tərk edən molekulların nisbi sayı Yerə nəzərən çox böyükdür. Ay atmosferinin yox olma səbəbi də məhz budur.

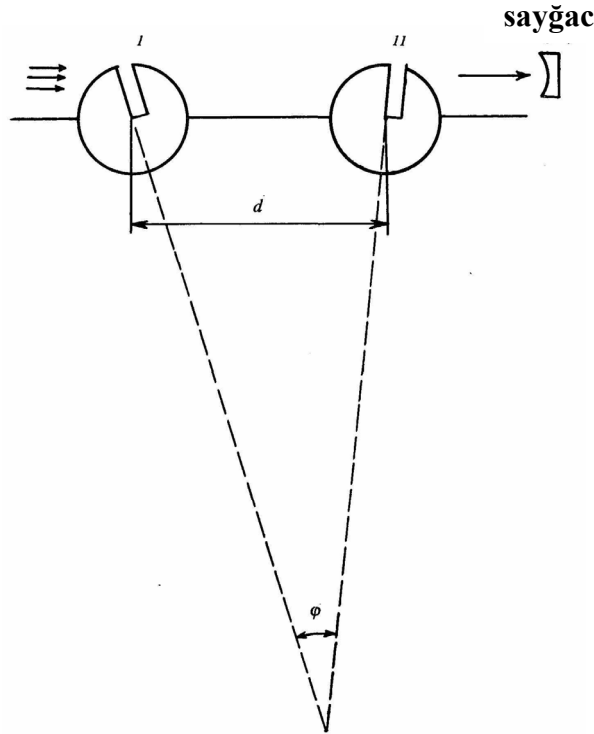
2.23. MAKSVEL PAYLANMASININ TƏCRÜBİ TƏSDİQİ. LAMMERT-ELDRİC TƏCRÜBƏLƏRİ

Əvvəlcə qeyd etdiyimiz kimi, Ştern təcrübəsi, Maksvel paylanmasını keyfiyyətə təsdiq etdi. Doğrudan da, Ştern təcrübəsindən alınan nəticəyə görə atomlar (yaxud molekullar) müxtəlif sürətlərlə hərəkət edir. Lakin, bu təcrübə molekulların sürətlərə görə paylanmasını kəmiyyətə izah edə bil-mir. Bu istiqamətdə ilk müvəffəqiyyətli addım Eldric (1927) və Lammert (1926-29) tərəfindən atılmışdır. Bu alimlər, 19-cu əsrin ortalarında Fizo tə-rəfindən tətbiq olunmuş dişli çarxın işləmə prinsipinə əsaslanmaqla Maksvel paylanmasını təcrübi yolla təsdiq etmişlər. Haqqında danışdığımız təcrübə-nin sxemi şəkil 2. 21-də verilmişdir. Orada göstəriləndi ki, bu cihaz eyni bir oxa bərkidilmiş 2 diskdən ibarətdir. Disklər üzərindəki yarıqları bir-biri-nə nəzərən müəyyən ϕ bucağı təşkil edir və bir-birindən d məsafədə yerləş-mişdir. Bu sistem, diskləri bir-birinə birləşdirən eyni bir ox ətrafında tələb olunan bucaq sürəti ilə fırlana bilər. Xüsusi mənbədən çıxan molekulyar dəstə birinci diskin yarığı üzərinə göndərilir. Disklərin yarıqları bir-biri ilə ϕ bucağı təşkil etdiyindən, birinci diskin yarığından keçən molekulların hamı-

sı ikinci diskin yarığından keçə bilmir. Birinci diskin yarığından keçən dəstə molekullarından yalnız müəyyən şərt ödəyənləri ikinci diskin yarığından keçə bilir. Birinci yarıqdan keçən molekul, iki disk arasındakı d məsafəsini qət edərək ikinci disk səthinə çatdığı anda ikinci diskin yarığı φ bucağı qədər dönərək bu molekulun qarşısına gəlsə, o bu yarıqdan keçərək sayğac üzərinə düşər. Bu o zaman mümkündür ki, molekulun iki disk arasındakı məsafəni qət etmə müddəti ($t_1 = \frac{d}{v}$), müəyyən ω bucaq sürəti ilə fırlanan

ikinci disk yarığının φ bucağı qədər dönməsinə sərf olunan zamana ($t_2 = \frac{\varphi}{\omega}$)

bərabər olsun, yəni $\frac{d}{v} = \frac{\varphi}{\omega}$ və buradan $v = \omega d / \varphi$.



Şəkil 2.21. Lammert-Eldric təcrübəsinin sxemi.

Göründüyü kimi, bu qurğuda molekulun ölçülən sürəti ω və φ -dən asılıdır. Bu, o deməkdir ki, ω və φ -nin hər bir müəyyən qiymətlərində ikin-

ci disk yarığından yalnız sürəti $v = \frac{\omega d}{\varphi}$ düsturu ilə təyin olunan molekullar

keçə bilər. Deməli, ω -nı, yaxud φ -ni ardıcıl olaraq dəyişdirib, hər dəfə ölçü apararaq dəstəyə daxil olan müxtəlif sürətli molekulların (yaxud atomların) sayını saygac vasitəsilə müəyyən edə bilərik. Bu təcrübə vasitəsilə əldə olunan nəticəni Maksvel paylanması riyazi olaraq ifadə edən (2.55) düsturu ilə müqayisə etməklə, Maksvel paylanmasının kəmiyyətə həqiqətə uyğun olub-olmadığını müəyyənləşdirmək mümkündür. Eldric kadmium atomları dəstəsindən, Lammert isə cıvə atomları dəstəsindən istifadə edərək təcrübədən aldıkları nəticənin Maksvel paylanması ilə tam uyğun olduğunu isbat etmişlər.

2.24. MAKSVEL-BOLSMAN PAYLANMASI

Biz tarazlıqda olan qaz molekullarının potensial (Bolsman paylanması) və kinetik (Maksvel paylanması) enerjilərə görə paylanmalarının hər biri ilə ayrılıqda tanış olduq. Məsələnin qoyuluşundan asılı olaraq bu iki paylanmanı bir paylanma şəklində birləşdirmək olar. Bu məqsədlə, sürətləri v_x ilə $v_x + dv_x$, v_y ilə $v_y + dv_y$, v_z ilə $v_z + dv_z$, koordinatları isə x ilə $x+dx$, y ilə $y+dy$ və z ilə $z+dz$ arasında yerləşən molekulların sayını tapaq. Aydındır ki, molekulların hansı sürətə malik olması, onların koordinatlarından asılı deyildir. Bu reallığa əsaslanmaqla Bolsman paylanmasının şəklini dəyişdirək.

Koordinatları x ilə $x+dx$, y ilə $y+dy$ və z ilə $z+dz$ arasında olan və $dV = dxdydz$ elementar həcmində yerləşən molekullar potensial sahə təsirinə məruz qaldığından, Bolsman paylanması aşağıdakı şəkildə yazıla bilər:

$$dN = N(x, x+dx; y+dy; z+dz) = N \exp\left(-\frac{E_p(x, y, z)}{kT}\right) dxdydz$$

Sürətlərə görə paylanmanın, koordinatlara görə paylanmadan asılı olmadığını və (2.55) düsturunu nəzərə alsaq,

$$dN(v_x, v_y, v_z, x, y, z) = A_1 e^{-\frac{E_k + E_p}{kT}} dv_x dv_y dv_z dxdydz. \quad (2.62)$$

(2.62) ifadəsi Maksvel-Bolsman paylanması adlanır. Burada,

$$E_k = \frac{m}{2}(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2),$$

$$E_p = E_p(x, y, z) - E_p(0, 0, 0) = E_p(x, y, z),$$

A_I - mütənasiblik əmsalındır, qiyməti normallıq şərtindən təyin olunur.

Maksvel-Bolsman paylanması ilə əlaqədar bir incəliyə nəzər salaq. Məlum olduğu kimi, qaz molekullarının kinetik enerjisi, yalnız onu təşkil edən molekulların xaoslu hərəkətinin orta kvadratik sürətindən asılıdır. Digər tərəfdən, enerjinin saxlanma qanununa əsasən, yekun mexaniki enerji sabit qaldığından, şaquli istiqamətdə yuxarı qalxdıqca molekulların kinetik enerjisi azalmalıdır. Belə olduğu halda, hansı səbəbə görə qazın temperaturu yüksəklikdən asılı olmayaraq, sabit qalır? Doğrudan da, Yer səthindən yuxarı qalxdıqca qaz molekullarının kinetik enerjisinin müəyyən qismi potensial enerjiyə çevrilir və bu səbəbdən də, nisbətən yuxarılara qalxmış molekulların qarma-qarışıq hərəkətinin orta kinetik enerjisi azalır. İlk baxışda bizə elə gəlir ki, guya indicə dediyimiz səbəbə görə, hər bir molekula düşən orta kinetik enerji, yəni qazın temperaturu yuxarı qalxdıqca azalır. Lakin, həqiqətdə belə deyildir. Doğrudan da, Yer səthindən yuxarı qalxdıqca, qaz daxilindəki molekulların əksəriyyəti Yer səthində sürətləri daha böyük olanlardır. Çünki, Yer səthində kinetik enerjiləri nisbətən kiçik olan molekullar $h = \frac{v^2}{2g}$ - dən böyük yüksəkliyə qalxa bilmir. Məhz bu səbəbə görə də, bir molekula düşən orta kinetik enerji hündürlükdən asılı deyildir.

*Biliyin olmadığı yerdə nadanlıq
özünü elm adlandırır.*

(B. Şou)

III FƏSİL

TERMODİNAMİKANIN BİRİNCİ QANUNU VƏ ONUN İDEAL QAZA TƏTBİQİ

Girişdə qeyd etdiyimiz kimi, *termodinamika* - prosesləri, maddə quruluşuna nəzər salmadan, fenomenoloji baxımdan öyrənən elm sahəsidir. Başqa sözlə desək, *termodinamika, ümumi fenomenoloji nəzəriyyədir*. “Termodinamika” termini elmə 1854-cü ildə V.Tomson tərəfindən daxil edilmişdir. O zamana qədər elmin bu sahəsi “İstiliyin mexaniki nəzəriyyəsi” adlanırdı.

Termodinamika tarazlıq hallarını öyrənən elm olsa da, termodinamik tarazlıq halına gələn sistemlərin ümumi qanunauyğunluqları haqqında da fikirlər söyləməyə, məsələn proseslərin getmə istiqamətlərini müəyyən etməyə imkan verir.

Müasir təsəvvürlərə görə, termodinamikada istilik miqdarı, müəyyən daxili hərəkətlə bağlı fiziki kəmiyyət kimi qəbul olunsada, hərəkətin təfəsilatına varılmır. İstilik miqdarı deyilən fiziki kəmiyyətin əsl mahiyyəti molekulyar–kinetik nəzəriyyə əsasında aydınlaşdırılır. Orada qeyd olunduğu kimi, istilik miqdarı, molekulların nizamsız hərəkətinin kinetik enerjisindən başqa bir şey deyildir.

İstilik miqdarı anlayışı haqqında söhbət apararkən, onun meydana gəlmə tarixinə nəzər salmaq yerinə düşər. Fizikşünaslar 18-ci əsrdə və 19-cu əsrin birinci yarısında istilik miqdarı dedikdə, cisim daxilində çəkiyə malik olmayan xüsusi maddə - «istilik maddəsi» başa düşürdülər. O zamanlar, cismin qızmasını, onun daxilində «istilik maddəsinin» artması, soyumasını isə onun azalması ilə izah edirdilər. Hadisənin əsl fiziki mahiyyətini özündə əks etdirməyən istilik miqdarı anlayışı, məhz belə səhv təsəvvürlər nəticəsində meydana gəlmiş və bu günlər də yalnız tarixilik naminə istifadə olunmaqda davam edir. Burada qəribə heç nə yoxdur. Vacib olan odur ki, istilik miqdarı

dedikdə, onun əsl mahiyyəti əsas götürülsün. Elm tarixində buna bənzər «haqsızlıqlar» çox olmuşdur. Məsələn olaraq naqillərdə elektrik cərəyanının istiqaməti haqqındakı «haqsızlığı» göstərmək olar. Hələ naqillərdə elektrik cərəyanının axma mexanizmi məlum olmamışdan əvvəl, cərəyanın müsbət qütbədən mənfi qütbə axdığı qəbul edilmişdir. Lakin, sonralar müəyyən olunmuşdur ki, naqillərdə elektrik cərəyanı, elektronların istiqamətlənmiş axınından ibarətdir, başqa sözlə, naqillərdə elektrik cərəyanı mənfi qütbədən müsbət qütbə tərəfə axır. Biz, elektrik cərəyanının istiqamətini də tarixilik naminə müsbətdən mənfiyə qəbul etsək də, onun əsl istiqamətini doğru başa düşürüksə, burada elə bir qəbahət iş yoxdur.

Termodinamikada maddə - sistem, makroskopik parametrlərlə (həcm, təzyiq, temperatur və s.) xarakterizə olunur. Bu elmin əsasını isə, təcrübə faktların ümumiləşdirilməsi nəticəsində müəyyənləşdirilmiş *ümumi prinsiplər - termodinamikanın əsas qanunları* təşkil edir. Həmin qanunlara istinad etməklə, riyazi yolla çoxlu sayda prinsipial əhəmiyyət kəsb edən nəticələr əldə olunmuşdur. Termodinamikada tədqiq olunan maddə üzərinə qoyulan şərtlər və tədqiqat üsulları ümumi olduğundan, hər hansı bir aqrekat halı, məsələn, qaz üçün alınan termodinamik nəticələr digər aqrekat hallarında, məsələn, maye və bərk halında olan cisimlərə də şamil olunur. Bundan əlavə, termodinamika üçün baş verən fiziki hadisənin təbiəti heç bir məhdudiyyət yaratmır. Məhz, bu səbəbdən, termodinamik yolla alınan nəticələr makroskopik fizikanın bütün sahələrinə - maqnetizmə, elektrik hadisələrinə, elastiklik nəzəriyyəsinə, aerohidrodinamikaya, biofizikaya, fiziki-kimyaya, meteorologiyaya və s. şamil olunur. Təsədüfi deyildir ki, fiziki kimyanın əsasını, məhz, termodinamika təşkil edir.

Termodinamikanın əsasını təşkil edən qanunlar və onların tətbiq sahələri haqqında ətraflı məlumat vermək üçün bizə lazım olan bəzi termodinamiki anlayışlarla tanış olaq.

3.1. SİSTEM VƏ ONUN HALI. PROSES

Sistem dedikdə, fəzanın müəyyən hissəsində yerləşmiş maddə (qaz, maye, bərk cisim və s.) başa düşülür. Sistemin halı, onu xarakterizə edən makroskopik parametrlərinin (p, V, T) müəyyən qiymətləri ilə səciyyələndirilir. Məsələn, qiymətləri konkret məlum olan p_1, V_1 və T_1 kəmiyyətləri sistemin bir halını müəyyən edir. Parametrlərin müəyyən qiyməti dedikdə, təbiidir ki, zamana görə dəyişməyərək sabit qalan qiymət başa düşülür. Belə qiymətlər

toplusu ilə xarakterizə olunan hal *tarazlıq halı* adlanır. **Özbaşına buraxılmış və izolə edilmiş istənilən sistem, bunun üçün xarakterik olan müəyyən zamandan sonra, hökmən tarazlıq halına gəlir və özbaşına bu tarazlıq halından çıxma bilməz.** Bu ifadə, termodinamikanın əsasını təşkil edən iki aksiomdan biridir. Yeri gəlmişkən qeyd etmək lazımdır ki, sistem tarazlıq halına gələndə, onun aldığı halların hamısı *tarazlıqda olmayan (tarazlıqsız)* hallardır. Özbaşına buraxılmış sistemin tarazlıq halına gəlməsinədək keçən zaman müddətinə *relaksasiya müddəti* deyilir.

Termodinamikanın əsasını təşkil edən digər aksioma, *istilik tarazlığının tranzitivlik qanunudur*. Bəzən **termodinamikanın sıfırıncı qanunu** adlanan bu aksiomaya görə, qarşılıqlı təmasda olan A sistemi B sistemi ilə ($A \Leftrightarrow B$), B sistemi isə, öz növbəsində, onunla təmasda olan C sistemi ilə istilik tarazlığındadırsa ($B \Leftrightarrow C$), onda A sistemi də C sistemi ilə istilik tarazlığındadır ($A \Leftrightarrow C$). Əvvəllər də qeyd etdiyimiz kimi, sistemin tarazlıq halını xarakterizə edən kəmiyyət olaraq temperatur anlayışı daxil edilmişdir. Deməli, “sıfırıncı qanun”, termodinamikaya temperatur anlayışını daxil etmişdir. “Sıfırıncı qanun” termini elmə P.Dirak, C.Lennard-Cons, R.Payerls, D.Xartri və sair kimi dünya şöhrətli alimlərin müəllimi R.Fauler tərəfindən daxil edilmişdir.

Oxları p, V, T olan koordinat sistemində götürülmüş hər bir nöqtə, tarazlıqda olan sistemin bir halını ifadə edir. Sistemin bir haldan digər hala keçmə əməliyyatı *proses* adlanır. Verilən təriflərdən göründüyü kimi, proses - fasiləsiz olaraq ard-arda gələn hallar toplusudur. Bu səbəbdən, p, V, T koordinat sistemində götürülmüş kəsilməz (bütöv) xətt termodinamik prosesi təsvir edir. Termodinamikada bu cür xətt *hal diaqramı* adlanır. Hal diaqramını qurmaq üçün, yəni baş verən bu və ya digər prosesi qrafik olaraq təsvir etmək üçün, məhz, üçölçülü p, V, T koordinat sistemindən istifadə etmək məcburiyyəti yoxdur. Bunun səbəbi, sistemin halını xarakterizə edən p, V, T parametrlərinin bir-birindən əlaqəsiz sərbəst kəmiyyətlər olmamağıdır. Bu 3 kəmiyyət bir-biri ilə ümumi şəkildə $f = f(p, V, T)$ kimi ifadə olunmuş hal tənliyi (məsələn, ideal qaz üçün Mendeleyev-Klapeyron tənliyi) vasitəsilə əlaqədardır. Bu səbəbdən, haqqında danışdığımız 3 parametrdən hər hansı ikisini bilsək, üçüncü parametri hal tənliyindən istifadə etməklə tapmaq mümkündür. Ona görə də, sistemdə baş verən termodinamik prosesi qrafik olaraq təsvir etmək üçün onun halını xarakterizə edən parametrlərdən birini sabit qəbul edərək, qalan ikisi arasındakı asılılıq qrafikini

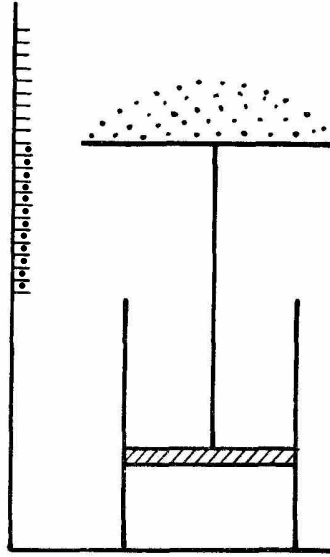
qurmaq kifayətdir. Məsələn, sabit temperaturda həcmə təzyiq arasındakı, yaxud, sabit həcmdə təzyiqlə temperatur arasındakı asılılıq qrafikini qurmaq olar. Deməli, termodinamik prosesləri qrafik olaraq təsvir etmək üçün ikiölçülü koordinat sistemindən (pV, pT, VT) istifadə etmək kifayətdir.

Sistem hər hansı bir haldan çıxaraq, proses icra etdikdən sonra ilk halına dönersə, o *dairəvi proses* icra etmiş olur.

3.2. TARAZLIQLI VƏ TARAZLIQSIZ PROSESLƏR

Bundan əvvəlki paragrafda proses anlayışı ilə tanış olarkən, hadisənin incəliklərinə fikir vermədən prosesin qrafik təsvirindən söhbət açdıq. Lakin, baş verən proseslərə dərinədən nəzər saldıqda görürük ki, heç də hər prosesi qrafik olaraq təsvir etmək mümkün deyildir. Ortaya çıxan bu məsələni bir qədər ətraflı təhlil edək. Bu məqsədlə, müəyyən bir qabda, məsələn, sürtünməsiz hərəkət edə bilən mütəhərrik qapağı olan silindrik qabdakı qaz üzərində hər hansı bir proses icra edək, məsələn, qazın həcmi böyüdək. Qapağı kəskin olaraq birdən-birə hərəkətə gətirsək qazın tarazlığı pozular: qazın bilavasitə qapağa yaxın olan hissəsində təzyiq kiçik, nisbətən uzaq hissələrdə isə böyük olar. Bu səbəbdən, qabdakı qaz, onun hər yerində eyni olan bir təzyiqlə xarakterizə olunmaz. Qapaqdan qabın dibinə doğru uzaqlaşdıqca təzyiqin dəyişmə xarakteri, qaz üzərində icra olunan prosesin sürətindən asılıdır. Haqqında danışdığımız bu növ proses *tarazlıqda olmayan (tarazlıqsız) proses* adlanır. Bütün bu dediklərimizdən aydın olur ki, tarazlıqsız proses qrafiklə təsvir oluna bilməz.

Qazın genişlənmə prosesi başqa tərzdə də icra oluna bilər. Bu məqsədlə silindrin sürtünməsiz hərəkət edə bilən mütəhərrik qapağına üfüqi vəziyyətdə lövhə bərkidək və həmin lövhə üzərinə narın qum dənələri yerləşdirək (şəkil 3.1). Qumun ağırlığına məruz qalmış qaz müəyyən müddət keçdikdən sonra tarazlıq halına gəlir. Üzərində qum dənəcikləri olan lövhənin bilavasitə yaxınlığında şaquli milə bərkidilmiş rəflər var. Rəflər, bir-birindən bərabər məsafədə olmaqla üfüqi vəziyyətdə yerləşdirilmişdir. Qapağa üfüqi vəziyyətdə bərkidilmiş bu lövhə üzərindəki hər bir qum dənəsini tədricən onunla eyni səviyyədə yerləşən rəflərə boşaltmaqla, qazın tədricən genişlənməsinə nail ola bilərik. Burada, hər növbəti qum dənəsini onunla eyni səviyyədə olan müvafiq rəfə atmanın müəyyən bir qaydası var: hər qum dənəsini atdıqdan sonra, sistemin termodinamik tarazlıq halına gəlməsində, yəni, sistemi xarakterizə edən bütün makroskopik kəmiyyətlərin sistemin bütün həcmi boyunca eyni bir qiymətə çatmasınadək gözləmək və yalnız bundan



Şəkil. 3.1. Dönən proses.

sonra növbəti qum dənəsini növbəti rəfə atmaq lazımdır. Bu prosesi, eyni qayda ilə tərsinə də icra etmək olar. Bunun üçün hər qum dənəsini, ard-arda olmaqla, müvafiq rəf üzərindən götürərək qapağa bərkidilmiş lövhə üzərinə qoymaq lazımdır. Bu tərzdə prosesi bir dəfə düzünə, ikinci dəfə isə tərsinə icra etdikdən sonra sistem öz ilk tarazlıq halına gəlir və nə sistemdə, nə də ətrafda (baxdığımız halda qum dənələrinin sayında və vəziyyətində) heç bir dəyişiklik baş verməz. Haqqında danışdığımız hər iki proses (genişlənmə və sıxılma) fasiləsiz olaraq ard-arda gələn tarazlıqlı hallar toplusundan ibarətdir. Belə proses *tarazlıqlı proses* adlanır.

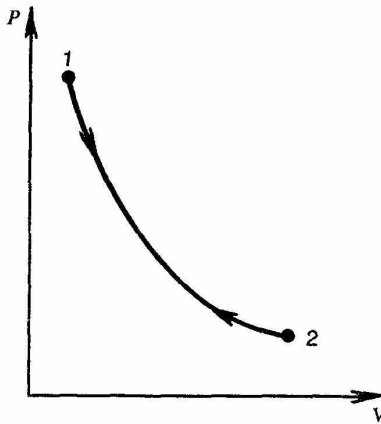
Təbiətdə, ideal mənada tarazlıqlı proses yoxdur. Kifayət dərəcədə yavaş sürətlə və ehtiyatlı şəkildə icra olunan proseslər əsl tarazlıqlı prosesə çox yaxın ola bilər. Məhz, bu səbəbdən, tarazlıqlı prosesə *kvazitarazlıqlı proses* də deyilir. Aydındır ki, yalnız tarazlıqlı proseslər qrafiklə təsvir oluna bilər. p, V, T koordinat sistemində tarazlıqlı proses bütöv xətlə ifadə olunur.

3.3. DÖNƏN VƏ DÖNMƏYƏN PROSESLƏR

Şəkil 3.1-də qum dənəciklərinin bir-birinin ardınca və tədricən lövhədən rəflərə və tərsinə atılması nəticəsində baş verən proses xüsusi maraq təşkil edir. Biri digərinin tərsi istiqamətində sürtünməsiz baş verən bu iki proses

(sistem xarici mühitlə istilik tarazlığında olduğundan hər iki proses izotermikdir), sanki, biri digərinin güzgüdəki əksidir: qaz genişlənərkən hansı hallardan keçirsə, sıxılma zamanı bunun tərsi olan ardıcılıqla eyni hallardan keçir. Bu növ proses *dönən proses* adlanır.

Baxdığımız genişlənmə prosesində ideal qaz⁹ 1 halından 2 halına (şəkil 3.2) hansı əyri üzrə keçirsə, 2 halından 1 halına da həmin əyri üzrə qaydır. $1 \Rightarrow 2$ prosesində qazın keçdiyi hallar $2 \Rightarrow 1$ prosesində keçilən halların əks istiqamətdəki ardıcılığıdır. Tarazlıqlı prosesdə bu şərt ödəndiyindən, o həmişə dönən prosesdir. Sürtünmə qüvvəsinin təsiri nəzərə alınmadıqda meydana gələn mexaniki hərəkətə də mexaniki mənada dönən proses kimi baxmaq olar.



Şəkil 3.2. Dönən prosesin qrafik təsviri

Üfüqlə müəyyən bucaq təşkil edən istiqamətdə atılan cisim, məlum olduğu kimi, parabolik trayektoriya üzrə hərəkət edərək, üfüqlə digər bucaq təşkil edən istiqamətdə müəyyən bir sürətlə Yerə düşür. Bu cismi, düşmə bucağına bərabər bucaq altında və düşmə sürətinə bərabər sürətlə atsaq (əvvəlki halda olduğu kimi, havanın sürtünmə qüvvəsi nəzərə alınmır), o əvvəlkinin eyni olan trayektoriya üzrə hərəkət edərək, Yerə düşər. Bu zaman, onun Yer səthinə düşmə bucağı və düşmə sürəti, uyğun olaraq, əvvəlki haldakı atılma bucağına və atılma sürətinə bərabər olur. Trayektoriyanın hər bir nöqtəsində, atılan cismin düzünə və tərsinə istiqamətlərdəki hərəkət sürətləri qiymətcə bərabər, istiqamətcə əks olur.

⁹ Termodinamik baxımdan, ideal qaz dedikdə, Mendeleyev-Klapeyron tənliyinə tabe olan qaz başa düşülür.

Ümumiyyətlə, mexaniki hərəkətin dönən olması, onu təsvir edən hərəkət tənliyinin xarakteri ilə əlaqədardır. Doğrudan da, hərəkət tənliyində (*Nyutonun 2-ci qanununun diferensial şəklində yazılmış riyazi ifadəsi*) gələcəyi keçmişlə, yəni t -ni $-t$ ilə əvəz etsək, bununla əlaqədar sürət də öz işarəsini dəyişdiyinə görə, təcilin işarəsi dəyişmir:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F} \Rightarrow t = -t \text{ olduqda, } \vec{v} = \frac{d\vec{r}}{d(-t)} = - \frac{d\vec{r}}{dt} = -\vec{v}. \text{ Digər tərəf-}$$

dən, $\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt}$ ifadəsində t əvəzinə $-t$ və ona uyğun olaraq $\vec{v}$ əvəzinə $-\vec{v}$

yazsaq, $\vec{a} = \frac{d(-\vec{v})}{d(-t)} = \frac{d\vec{v}}{dt}$ alındığından, hərəkət tənliyi dəyişmir, yəni: m

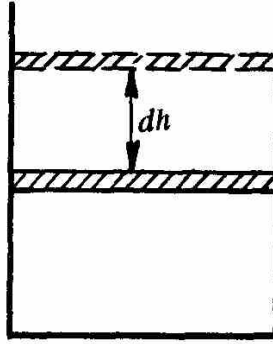
$\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F}$ olur. Beləliklə, mexaniki hərəkətin, zamanın işarəsinin dəyişməsinə nəzərən simmetrik olduğunu görürük. Mexaniki hərəkətin dönən olması, məhz bu növ simmetrikliliklə əlaqədardır.

Sistem, tərs və düz istiqamətlərdə eyni hallardan keçmədikdə proses *dönməyən* adlanır. Tarazlıqsız proseslər həmişə dönməyəndir. Şəkil 3.1-də təsvir olunan təcrübədə qum dənələrinin hamısını ani olaraq rəfə boşaltdıqda, icra olunan genişlənmə prosesi, yaxud qumların hamısını ani olaraq qapağa bərkidilmiş lövhə üzərinə tökdükdə, icra olunan sıxma prosesi dönməyən proseslərdir.

3.4. QAZIN GENİŞLƏNMƏSİ VƏ SIXILMASI ZAMANI GÖRÜLƏN İŞ

Baş verən proseslərin bir çoxunda sistemin həcmi dəyişdiyindən, bununla əlaqədar görülmən işi hesablamaq maraqlı təşkil edir. Bu işi hesablamaqdan əvvəl onu qeyd etmək lazımdır ki, ümumiyyətlə iş, yalnız sistemin həcmi dəyişməsi zamanı görülür. Bizim məqsədimiz, məhz, sistemin həcmi dəyişməsi ilə əlaqədar görülmən işi tapmaq olduğundan, iş görülmənin digər yollarını təhlil etmirik. Bu qeydlərdən sonra birbaşa məqsədə keçək.

Fərz edək ki, mütəhərrik qapaqlı silindrik qab daxilində tarazlıqda olan qaz var (şəkil 3.3). Qaz tarazlıqda olduğundan, qapağa hər iki tərəfdən (daxildən və xaricdən) göstərilən təzyiq eynidir. Həcmi dəyişməsi ilə əlaqədar görülmən işi tapmaq üçün, qazın həcmi kvazistatik olaraq dV qədər böyüdək. Qapağın sahəsini S , qazın təzyiqini p (proses tarazlıqlı olduğundan



Şəkil 3.3. Qazın genişlənməsi

bu təzyiq qaz üzərinə göstərilən xarici təzyiqə bərabərdir), qapağın yerdəyişməsinə isə dh ilə işarə edək. Belə olduqda, görülmüş iş

$$dA = Fdh = pSdh = pdV$$

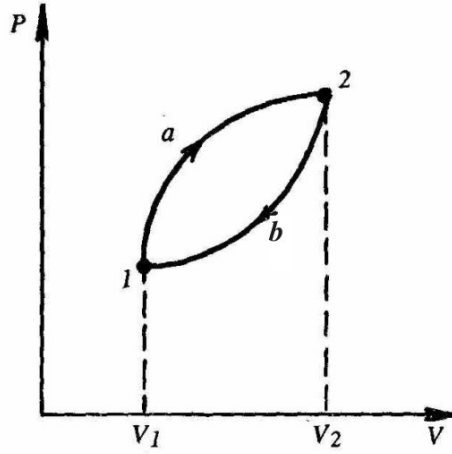
olur. Qaz həcmnin V_1 -dən V_2 -yə qədər dəyişməsi zamanı görülmüş işi tapmaq üçün $dA = p dV$ -ni V_1 -dən V_2 -yədək inteqrallamaq lazımdır:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV . \quad (3.1)$$

Aldığımız bu ifadədən təkcə qaz üçün deyil, maddənin digər əreqlat halları üçün də istifadə oluna bilər. Lakin, bütün hallarda şərt eyni olmalıdır: istənilən əreqlat halında həcmnin hər elementar dəyişməsi, xarici sabit təzyiq altında baş verən kvazistatik proses olmalıdır.

Hesablama apararkən qabın silindr şəklində seçilməsinin son nəticəyə heç bir təsiri yoxdur. Qabın düzgün formalı, yəni silindr şəklində seçilməsi hesablama işinin sadəliyi naminədir. Söhbət bərk maddədən getdikdə, qaba ehtiyac qalmır, çünki, qab rolunu cismin xarici səthi oynayır. Bu səth isə, konkret cismin şəklindən asılı olaraq müxtəlif formaya malik ola bilər.

Həcmnin dəyişməsi ilə əlaqədar görülmüş işi pV koordinat sistemində prosesi təsvir edən qrafik vasitəsilə də müəyyən etmək olar. Bu məqsədlə, sistemin 1 halından $1 \Rightarrow 2$ yolu ilə 2 halına keçdiyini fərz edək (şəkil 3.4). Bir az əvvəl aldığımız (3.1) ifadəsindən görüldüyü kimi, baxılan prosesdə görülmüş iş, ədədi qiymətcə $1a2$ ayrısı ilə V oxu arasında qalan sahəyə bərabərdir. Sistem 1 halından 2 halına başqa proses icra etməklə də, yəni,



Şəkil 3.4. Dairəvi proses.

başqa yolla ($1 \Rightarrow b \Rightarrow 2$ yolu ilə) da keçə bilər. İş, ədədi qiymətcə, ayrı ilə həcm oxu arasındakı sahəyə bərabər olduğundan, şəkildən göründüyü kimi, bu yollar üzrə baş verən proseslərdə görülən işlər arasındakı münasibət aşağıdakı kimidir:

$$A_{1a2} > A_{1b2}.$$

Deməli, sistem bir haldan digər hala keçərkən görülən işin qiyməti prosesin xarakterindən, başqa sözlə desək, onun icra olunduğu yolun formasından asılıdır. Məhz, bu səbəbə görə də, dairəvi proses zamanı sistemin son nəticədə ilk hala gəlməsinə baxmayaraq, görülən iş sıfırdan fərqli olur. Dediklərimizdən göründüyü kimi, bir haldan başqa hala keçid, görülən işlə birqiymətli müəyyən oluna bilməz. Başqa sözlə desək, başlanğıc və son hallar, uyğun olaraq, yalnız bu hallara keçid zamanı görülən işlərin qiymətləri ilə xarakterizə oluna bilməz - hal diaqramı üzərindəki hər bir nöqtə işin həmin nöqtə üçün səciyyəvi olan bir qiyməti ilə müəyyən oluna bilməz. Buradan mühüm bir nəticəyə gəlirik: *iş, sistemin hal funksiyası deyildir*. Riyazi dildə desək, iş tam diferensial deyildir. Bu dediklərimizi yazılı olaraq ifadə etmək üçün elementar işi dA ilə deyil, δA ilə işarə edirlər.

İşin hal funksiyası olmamağı ilə əlaqədar, hal funksiyasının riyazi əlaməti haqqında qısa da olsa, məlumat verək. Bu məqsədlə, iki dəyişəndən asılı $f(x,y)$ hal funksiyasını nəzərdən keçirək. Tərifə görə, hal funksiyası sistemin bu hala gəlmə yolundan asılı deyildir. Başqa sözlə, sistemin birinci

halı $f_1(x_1, y_1)$, ikinci halı isə $f_2(x_2, y_2)$ ilə xarakterizə olunursa, birinci haldan ikinci hala keçid zamanı hal funksiyasının dəyişməsi ($\Delta f = f_2 - f_1$) $1 \Rightarrow 2$ keçid yolundan asılı deyildir. Şəkil 3.4-də göstərilən prosesə oxşar olaraq xy müstəvisində dairəvi proses ($1 \Rightarrow 2 \Rightarrow 1$) icra etməklə, yenidən 1 halına gəldikdə, $\Delta f = 0$ olmalıdır. Artım çox kiçik olduqda, Δ işarəsini diferensialla əvəz edə bilərik. Onda, $df=0$. Bu yazılış, f -in hal funksiyası olmasının riyazi şərtidir. Buradakı df isə hal funksiyasının tam diferensialı adlanır.

Bu qısa qeyddən sonra, işin işarəsini müəyyən edək. Ümumiyyətlə, belə əməliyyatlar müəyyən şərt qəbul etməklə yerinə yetirilir. Şərtləşməyə görə, iş sistem üzərində görüldükdə, δA mənfi, sistem tərəfindən görüldükdə isə, δA müsbət olur. Qəbul olunan bu şərt nəzərə alındıqda, (3.1) düsturunun sağ tərəfində mənfi işarəsi yazılmalıdır: $A = - \int_{V_1}^{V_2} p dV$.

Oxucunu nigran qoymamaq üçün şəkil 3.4-də qəribə görünən ayrılırları (prosesləri) müəyyənləşdirək. Necə ola bilər ki, qazın həcmi böyüdükə, onun təzyiqi də artır? Axı, həcm artdıqda, təzyiq azalmalıdır. Yalnız, sadə lövh oxucu belə mülahizə yürüdə bilər. Həcmnin böyüməsi heç də həmişə təzyiqin kiçilməsinə gətirmir. Həcmnin böyüməsi ilə təzyiqin necə dəyişməsi - sabit qalması, azalması, yaxud artması, sistemin hansı proses icra etməsindən asılıdır. Qaz genişlənərkən, onu həm də qızdırsaq və qızdırma hesabına təzyiqin artması, genişlənmə hesabına azalmasına bərabər olsa, belə genişlənmə zamanı qazın təzyiqi sabit qalar, böyük olsa isə artır. Qazı sabit temperaturda genişləndirdikdə isə, onun təzyiqi azalar.

İş haqqında bir mühüm qeydə də ehtiyac var. (3.1) düsturundan görün-düyü kimi, həcm sabit qalmaqla icra edilən prosesdə görülən iş sıfırdır. Buradan belə nəticəyə gəlmək olar ki, guya, işin görülməsi, yalnız həcmnin dəyişməsi ilə əlaqədardır. Əlbəttə, yox. İş üçün aldığımız (3.1) ifadəsi, yalnız həcmnin dəyişməsi ilə əlaqədar görülən işi müəyyən edir. Proses zamanı həcmnin dəyişməməyi, hələ işin görülməməyi demək deyildir. Bununla əlaqədar, işin termik ekvivalentini (*termik qarşılığını*) təyin etmək məqsədilə Coul tərəfindən aparılmış bir təcrübəyə nəzər salaq. Coul, içərisində su olan kalorimetmə şaquli ox ətrafında fırlana bilən pər yerləşdirmişdir. O, pəri fırladarkən suyun həcmnin sabit qalmasına baxmayaraq, su üzərində görülən iş hesabına onun qızdığını müşahidə etmişdir. Bu təcrübəyə əsasən apardığı müvafiq hesablamalar nəticəsində, işin istilik ekvivalentini və istiliyin me-

xaniki ekvivalentini də təyin etmişdir. Təbii ki, bu təcrübə zamanı görülən iş (3.1) düsturu ilə müəyyən oluna bilməz.

İş haqqında, gələcəkdə bizə lazım olacaq daha bir qeyd edək. (3.1) düsturu, qeyd etdiyimiz kimi, tarazlıqlı proses zamanı görülən işi müəyyən edir. Bu səbəbdən, oradakı p xarici təzyiqdir. Çünki, proses tarazlıqlı olduğu halda, xarici təzyiq qazın öz təzyiqinə bərabər olur.

Sadə mülahizələrə əsaslanaraq inanmaq olar ki, tarazlıqsız prosesdə qazın genişlənməsi zamanı görülən iş, tarazlıqlı prosesdə qazın eyni qədər genişlənməsi zamanı görülən işdən azdır, başqa sözlə, tarazlıqlı proseslə genişlənmə zamanı görülən iş ən böyükdür. Şəkil 3.3-də göstərilən sxemdə genişlənmə tarazlıqsız olsa, qapaqla bilavasitə təmasda olan qaz hissəsinin təzyiqi (bu təzyiq xarici təzyiq rolunu oynayır) qazın qapaqdan nisbətən uzaqda yerləşən hissəsindəki daxili təzyiqdən kiçik olar. Məhz, bu səbəbdən, genişlənmə zamanı görülən iş tarazlıqlı genişlənmə zamanı görülən işdən kiçik olur. Tarazlıqsız sıxılma zamanı isə xarici təzyiq qazın təzyiqindən böyük olduğuna görə, görülən iş tarazlıqlı sıxılma zamanı görülən işdən böyük olar.

3. 5. DAXİLİ ENERJİ

Daxili enerji, adından da göründüyü kimi, bilavasitə sistemi təşkil edən hissəciklərin malik olduğu yekun enerjidir. Sistemin bir makrocisim olaraq xarici sahədə malik olduğu potensial enerjinin və onun bütövlükdə hərəkəti nəticəsində əldə etdiyi kinetik enerjinin sistemin daxili enerjisinə heç bir daxili yoxdur. Beləliklə, sistemin bütövlükdə hərəkəti ilə əlaqədar əldə etdiyi kinetik enerjiden və onun xarici sahədə malik olduğu potensial enerjiden başqa malik olduğu enerji, onun daxili enerjisi adlanır. Verdiyimiz tərifdən göründüyü kimi, *daxili enerji sistemi təşkil edən hissəciklərin xaoslu hərəkətinin kinetik enerjisi ilə onların qarşılıqlı təsir enerjilərinin cəminə bərabərdir.*

İdeal qaz molekulları arasındakı qarşılıqlı təsir nəzərə alınmadığından, onun daxili enerjisi, yalnız qazı təşkil edən molekulların xaoslu hərəkətinin kinetik enerjiləri cəmindən ibarətdir. Sistemin hər halına enerjinin, yalnız bir qiyməti uyğun gəldiyindən, *enerji hal funksiyasıdır.* Bu səbəbə görə də, enerjinin elementar dəyişməsi tam diferensialla (dE) ifadə olunur. Qəbul olunmuş şərtə görə, sistemin daxili enerjisi artıqda, $dE > 0$, azaldıqda isə, $dE < 0$ olur.

Qeyd etmək lazımdır ki, sistemin halı dedikdə, sözsüz ki, tarazlıq halı başa düşülür. Deməli, *hər tarazlıq halı, sistemin bu hala hansı yolla və hansı üsulla (hətta tarazlıqda olmayan proses vasitəsilə) gəlməsindən asılı olmayaraq, daxili enerjinin, yalnız bir qiyməti ilə müəyyən olunur.*

Enerji sözünə ilk olaraq Aristotelin əsərlərində rast gəlinir. “en” sözü “tutum”, “erq” söz kökü isə “iş” sözündən götürülmüşdür. “Daxili enerji” termini isə 1852-ci ildə Tomson, 1876-cı ildə isə, ondan asılı olmayaraq, Klauzius tərəfindən təklif edilmişdir.

3.6. İSTİLİK MİQDARI

Coul təcrübəsi haqqında ilkin söhbət apararkən qeyd etdiyimiz kimi, sistemin daxili enerjisini, onun üzərində makroskopik mexaniki iş görməklə də artırmaq olar. Məsələn, içərisində maye olan kalorimetr daxilində fırlanan pər yerləşdirməklə, pərin fırlanması hesabına suyu qızdırmaq və beləliklə də, onun daxili enerjisini artırmaq olar. Bu üsul, cismi qızdırmanın yeganə üsulu deyildir. Cismin daxili enerjisini, onu nisbətən böyük temperaturlu digər cisimlə bilavasitə təmasa gətirməklə də artırmaq olar. Doğrudan da, təcrübələrdən məlumdur ki, isti cisimlə soyuq cisim təmasa gətirildikdə, müəyyən müddət keçdikdən sonra, onların temperaturları bərabərləşir. Molekullar-kinetik nəzəriyyədən məlum olduğu kimi, cismin temperaturu, onu təşkil edən hissəciklərin xaosik hərəkətinin orta kinetik enerjisini müəyyən edir. Nisbətən yüksək temperaturlu cismin hər molekuluna düşən orta kinetik enerji, soyuq cismin hər molekuluna düşən orta kinetik enerjiden böyük olduğundan, baxdığımız halda temperaturların bərabərləşməsi, isti cisimdən soyuq cismə müəyyən qədər kinetik enerji verilməsi ilə əlaqədardır. Bu enerji, isti və soyuq cisimlərin molekullarının toqquşması nəticəsində ötürülür. *Təmasa gətirilmiş müxtəlif temperaturlu cisimlər arasında bu növ enerji mübadiləsi istilikkeçirmə, isti cismin soyuq cismə verdiyi enerji isə istilik miqdarı adlanır.* Deməli, *istilik miqdarı, təmasda olan müxtəlif temperaturlu cisimlərdən birinin digərinə, makroskopik iş görmədən verdiyi enerjidir.* Əslində, bu halda da iş görülür. Lakin, bu iş nizam hərəkət edən cisim tərəfindən deyil, xaosik hərəkət edən molekullar tərəfindən görülən mikroskopik işdir.

Əvvəllər qeyd etdiyimiz kimi, «istilik miqdarı» anlayışı tarixən molekulyar-kinetik nəzəriyyədən əvvəllər daxil edildiyinə görə, bu anlayışdan tarixilik naminə indiyədək istifadə olunur. İzahatdan da göründüyü kimi, istilik miqdarı anlayışı, əslində, mənasız anlayışdır.

İstilik miqdarı deyilən şey yoxdur və cisimlər arasında istilik miqdarının mübadiləsindən deyil, onları təşkil edən molekullarının xotik hərəkətinin kinetik enerjisinin qismən bir cisimdən digər cismə verilməsindən söhbət getməlidir. Deməli, Q hərfi ilə işarə olunan istilik miqdarı dedikdə, enerjidən başqa bir şey başa düşülməməlidir. Belə olduğu halda, təbiidir ki, istilik miqdarı, enerji vahidləri ilə (coul, erq və s.) ölçülməlidir. Lakin, istilik miqdarının nə olduğunu bilməzdən əvvəl, onu ölçmək üçün kalori adlanan vahid qəbul edildiyindən, indi də tarixilik nəminə bu vahiddən istifadə olunur. Qəbul olunmuş qaydaya görə, *kalori, bir qram suyu $19,5^0$ S-dən $20,5^0$ selsiyədək qızdırmaq üçün lazım olan istilik miqdarıdır.*

Bir halda ki, enerji və istilik miqdarı eyni mənalı anlayışlardır, onda müəyyən miqdar enerjiyə müvafiq istilik miqdarı (*və tərsinə*) uyğun gəlməlidir, başqa sözlə, kaloriyə ekvivalent coul və coula ekvivalent kalori olmalıdır. Haqqında bir qədər əvvəl qısa söhbət etdiyimiz bu məsələ 19-cu əsrin 50-ci illərində Coul tərəfindən həll olunmuşdur. O, müəyyən etmişdir ki, bir kalori istilik miqdarına 4,18 C iş, bir coul işə isə 0,24 kalori istilik miqdarı uyğun gəlir. Mexaniki iş vahidinin istilik miqdarı vahidinə nisbəti ilə təyin olunan kəmiyyət ($I=4,18 \text{ C/kal}$) istiliyin mexaniki ekvivalenti, onun tərsi isə ($I' = \frac{1}{I} = 0,24 \frac{\text{kal}}{\text{C}}$) mexaniki işin istilik ekvivalenti adlanır.

Nəhayət, sistemə verilən və ondan alınan istilik miqdarlarının işarələrini də şərtləşmək lazımdır. Qəbul olunmuş qaydaya görə, sistemə verilən istilik miqdarı müsbət, sistemdən alınan istilik miqdarı isə mənfidir.

3.7. TERMODİNAMİKANIN BİRİNCİ QANUNU

Termodinamikanın birinci qanunu, enerjinin saxlanma qanununun həm də istilik hadisələrinə tətbiqindən ibarətdir. Bu qanunu ifadə etməzdən əvvəl, mexanikada enerjinin saxlanma qanununu bir daha yada salaq: *daxilində, yalnız konservativ qüvvələr təsir göstərən qapalı sistemin tam mexaniki enerjisi sabitdir.* Bəs, sistem daxilində həm də qeyri konservativ, məsələn, sürtünmə qüvvəsi təsir göstərdikdə hansı hadisələr baş verir ki, mexaniki enerjinin saxlanma qanunu pozulur? Bu zaman, mexaniki enerjinin bir hissəsi, sürtünmə nəticəsində istiliyə çevrilir. Enerjinin istiliyə çevrilən hissəsini (sürtünmə nəticəsində ayrılan istilik miqdarını) də nəzərə alsaq, bu halda da tam enerjinin saxlandığını söyləyə bilərik. Mexanika bəhsində istilik

miqdarı anlayışı olmadığına görə, enerjinin saxlanma qanununun təsir dairəsi məhdudlaşır. Bu məhdudluq, istilik hadisələri də nəzərə alındıqda aradan qaldırılır.

Məlum olduğu kimi, qazın daxili enerjisinin dəyişməsi, onun üzərində görülən, yaxud qazın özünün gördüyü işlə əlaqədardır. Deməli, sistemin daxili enerjisi və görülən makroskopik iş, bir-biri ilə əlaqədar kəmiyyətlərdir. Bəs, sistemə xarici istilik mənbəyindən müəyyən istilik miqdarı verdikdə, sistemdə hansı dəyişikliklər baş verir? Termodinamikanın birinci qanunu, bilavasitə bu sualla əlaqədardır. Həmin qanunun məzmunu belədir: *sistemə verilən istilik miqdarı (δQ), onun daxili enerjisinin artmasına (dE) və sistem tərəfindən xarici qüvvələrə qarşı görülən işə (δA) sərf olunur*. Riyazi olaraq, termodinamikanın birinci qanunu belə ifadə olunur:

$$dQ = dE + \delta A \quad (3.2)$$

(3.2) ifadəsinin bir qədər dəqiqləşdirilməsinə ehtiyac var. Enerji hal funksiyasıdır. Lakin, iş hal funksiyası olmadığından, (3.2) ifadəsindən göründüyü kimi, ümumi halda, istilik miqdarı hal funksiyası deyildir. Ona görə, ümumi halda istilik miqdarı tam diferensial deyildir və bu səbəbdən o dQ kimi deyil, δQ kimi yazılır.¹⁰

$$\delta Q = dE + \delta A \quad (3.2a)$$

Görülən iş, yalnız sistemin həcmnin dəyişilməsi ilə əlaqədar olduğu halda,

$$dQ = dE + p dV \quad (3.2b)$$

alınır. Sistemin halı makroskopik miqyasda dəyişdikdə (3.2b) ifadəsini ilk haldan son haladək inteqrallamaq lazımdır:

$$\int_1^2 dQ = \int_1^2 dE + \int_1^2 p dV \quad (3.2c)$$

Burada, 1 ilk halı, 2 isə son halı ifadə edir. Enerji hal funksiyası olduğundan, yəni, sistemin ilk (E_1) və son (E_2) hallarda malik olduğu enerjilər bu iki hal arasında hansı növ keçidin icra olunmasından asılı olmadığından,

¹⁰ δ işarəsi yalnız Q və A -nın tam diferensial olmadığılarını ifadə etmək üçündür. Buna ehtiyac olmayan yerlərdə, xüsusi qeyd etmədən, δ əvəzinə d yazacağıq.

$$\int_1^2 dQ = E_2 - E_1 + \int_1^2 p dV \quad (3.2ç)$$

alınır. İlk və son hallar üst-üstə düşdüyü, yəni, sistem dairəvi proses icra etdiyi halda $E_1=E_2$ olduğundan,

$$\oint dQ = \oint p dV \quad (3.2d)$$

alınır.

Termodinamikanın birinci qanunundan maraqlı bir nəticə alınır. (3.2d) ifadəsində göründüyü kimi, $\oint dQ = 0$ olduqda $\oint p dV = 0$ alınır, yəni, ətraf cisimlərdə heç bir dəyişiklik etmədən heçdən iş görmək olmaz. Heçdən iş görə bilən belə bir qurğu olsaydı onu daimi mühərrik adlandırmaq olardı. Bunu nəzərə alaraq daimi mühərrikə belə tərif vermək olar: *Yeganə nəticəsi heçdən iş görməklə nəticələnən proses əsasında işləyən qurğu birinci növ perpetuum mobilə (daim mühərrik) adlanır*. Birinci növ perpetuum mobile yaratmaq üçün göstərilən çoxlu sayda cəhdlərə baxmayaraq, bu qurğu termodinamikanın birinci qanuna zidd olduğundan, həmin cəhdlərin hamısı iflasa uğramışdır.

Termodinamikanın birinci qanununu şərh və təhlil edərkən, onun tətbiq olunduğu sistem üzərinə heç bir şərt qoymadıq. Bu səbəbdən, termodinamikanın birinci qanunu istənilən termodinamik sistem üçün doğrudur. Xüsusi halda, sistem qapalı (izolə olunmuş) olarsa, onun xaricə heç bir əlaqəsi olmadığından, $dQ=0$ və $dA=0$ olur. Bunları (3.2)-də nəzərə alsaq, $dE=0$ və buradan, $E=\text{sabit}$ alırıq. Deməli, *qapalı sistem daxilində hansı proseslərin getməsindən asılı olmayaraq, onun daxili enerjisi dəyişmir*. Bu ifadə, qapalı sistemlər üçün termodinamikanın birinci qanunudur.

Qeyd. Termodinamikanın birinci qanunu təkcə tarazlıqda olan proseslərə deyil, həm də tarazlıqda olmayan proseslərə də tətbiq oluna bilər. Bununla əlaqədar, belə bir sual meydana çıxa bilər: tarazlıqda olmayan prosesləri hal diaqramlarında qrafik təsvir etmək mümkün olmadığından, hansı əsasla termodinamikanın birinci qanununu belə proseslərə tətbiq etmək olar? Cavab aydındır. Axı, sistemin ilk və son halları tam müəyyən olduğundan,

prosesin tarazlıqlı, yaxud tarazlıqsız olmasına baxmayaraq, $\int_1^2 dE = E_2 - E_1$

olur.

Unutmaq lazım deyildir ki, termodinamika, yalnız çoxlu sayda zərrəciklərdən ibarət sistemləri öyrənə bildiyindən, birinci qanunu ayrı-ayrı atom, yaxud molekulara tətbiq etmək olmaz. Bu mənada, termodinamikanın birinci qanunu mexanikada enerjinin saxlanma qanununa nəzərən məhduddur. Bundan fərqli olaraq, təkliddə götürülmüş atom və molekulara, həmçinin az sayda zərrəciklərdən ibarət sistemlərə mexaniki enerjinin saxlanma qanununu tətbiq etmək olar.

Paraqrafın sonunda enerjinin saxlanma qanununun tarixinə qısa nəzər salaq. Bu qanun üç böyük alimin adları ilə bağlıdır. Bunlar Mayer, Helmhols və Couldur. Görün məşhur yapon fizikşünası R. Kubo bunlar haqqında nələr deyir: “Yulius Robert Mayer (1814-1878) həqiqətən dahidir. O, bizim dünyaya yeganə bir məqsədlə - belə böyük kəşf etmək (*Enerjinin saxlanma qanunu - Qocayev*) məqsədilə təşrif buyurdu. German Lüdviq Ferdinand Helmhols (1821-1894) bu qanunu “Erhaltung der Kraft”, yəni enerjinin saxlanma qanunu adlandırdı. Mayer kimi, o, da fəaliyyətə həkim olaraq başladı, mənalı ömrünü isə o zamanın böyük fizioloqu və fizikaşünası kimi yaşadı. Ceyms Preskott Coul (1818-1889) 40 ildən çox müddət ərzində iş və istiliyin ekvivalentliyini eksperimental tədqiq etməklə məşğul oldu.

Bu üç nəhənglərdən, həmin qanunu müəyyənləşdirməyə müyəssər olan birinci şəxs və bu sahədəki fəaliyyəti etiraf olunan sonuncu şəxs Mayer olmuşdur.”

3.8. ENTALPIYA.

Biz istilik miqdarının ümumi halda hal funksiyası olmadığını qeyd etdik. Bununla yanaşı onu da qeyd etmək lazımdır ki, sistem üzərində icra olunan prosesdən asılı olaraq, istilik miqdarı adlanan kəmiyyətin kəsb etdiyi fiziki mənə da konkretləşir. Bunu izah etmək üçün termodinamikanın birinci qanununu bəzi konkret proseslərə tətbiq edək.

1. İzoxorik proses. ($V = const$). Belə proses zamanı sistemin həcmi dəyişmədiyindən, $dA = 0$ və $dQ_V = dE$. Bu halda, istilik miqdarı dedikdə, sistemin daxili enerjisinin dəyişməsi başa düşülür.
2. İzobarik proses. ($p = const$). Belə proses zamanı təzyiq sabit qaldığından, onu diferensial işarəsi altında sala bilərik:

$$dQ_p = dE + pdV = d(E + pV)$$

$E + pV = H$ kəmiyyəti bütövlükdə istilik miqdarı ilə ifadə olunduğundan, *istilik funksiyası*, yaxud, *entalpiya* adlanır. E , p və V hal funksiyaları olduğundan, entalpiya da hal funksiyasıdır.

3.9. İSTİLİK TUTUMU. SABİT HƏCMDƏ VƏ SABİT TƏZYİQDƏ İSTİLİK TUTUMU

Cismə istilik verdikdə onun temperaturu artır. Verilən istilik miqdarı ilə əlaqədar cismin temperaturunun dəyişmə dərəcəsini müəyyən etmək üçün onun temperaturunu bir dərəcə artırmaq üçün lazım olan istilik miqdarından istifadə olunur. Bu kəmiyyət istilik tutumu (C) adlanır. Cismə dQ qədər istilik miqdarı verdikdə onun temperaturu dT qədər dəyişərsə, tərifə görə,

$$C = \frac{dQ}{dT} . \quad (3.3)$$

İstilik tutumu, göründüyü kimi, maddənin növünü deyil, cismi xarakterizə edir. Müxtəlif maddələrdən ibarət elə müxtəlif cisimlər düzəltmək olar ki, onların istilik tutumları eyni olsun. Məsələn, biri dəmirdən, digəri isə misdən ibarət elə iki cisim hazırlamaq olar ki, onlardan hər birinin temperaturunu bir dərəcə artırmaq üçün eyni istilik miqdarı tələb olunsun. Bu misaldan görünür ki, maddənin növünü xarakterizə edən istilik parametri olaraq vahid kütləli, yaxud bir mol cismin temperaturunu bir dərəcə artırmaq üçün lazım olan istilik miqdarı ilə ölçülən kəmiyyət daxil etmək məqsədə uyğundur. Çünki, qəbul edilən bu yeni kəmiyyət bilavasitə maddənin növü ilə əlaqədardır. Həmin kəmiyyətlər, uyğun olaraq xüsusi (C_x) və molyar (C_M) istilik tutumları adlanır:

$$C_x = \frac{dQ}{mdT} ,$$

$$C_M = \frac{dQ}{\left(\frac{m}{\mu}\right)dT} . \quad (3.4)$$

Burada, dQ - kütləsi m olan maddəni dT dərəcə qızdırmaq üçün lazım olan istilik miqdarı, μ molyar kütlədir. Göründüyü kimi, $C_M = \mu C_x$. Xüsusi və molyar istilik tutumlarının vahidləri, müvafiq olaraq, $C/kq \times K$ (yaxud, $kal/kq \times K$) və $C/mol \times K$ (yaxud, $kal/mol \times K$) olur.

Verilmiş kütləli cismi bir dərəcə qızdırmaq üçün lazım olan istilik miqdarı, yəni istilik tutumu, qızdırma prosesinin necə icra olunmasından – bu proses zamanı həcm, yaxud təzyiqin sabit qalmasından asılıdır. Proses zamanı həcm sabit qaldıqda, istilik tutumu C_V , təzyiq sabit qaldıqda isə C_P kimi işarə olunur. Sadə mülahizələrə əsaslanmaqla inanmaq olar ki, sabit təzyiqdəki istilik tutumu, sabit həcmdəki istilik tutumundan böyükdür. Səbəb odur ki, sabit həcmdə cismə verilən istiliyin hamısı onun qızmasına sərf olunduğu halda, sabit təzyiqdə (*qızdırma zamanı təzyiqin sabit saxlanması üçün cisim genişlənməlidir*) cismə verilən istilik miqdarının bir hissəsi cismin genişlənməsi üçün görülməli işə sərf olunur. Beləliklə, qızdırma prosesi zamanı təzyiqin, yaxud həcm sabit qalmasından asılı olaraq, molyar (həmçinin, xüsusi) istilik tutumlarının müxtəlif olduğunu görürük. Ona görə də, cismin sabit təzyiqdə (C_P) və sabit həcmdə (C_V) molyar istilik tutumlarından istifadə olunur: $C_V = (\frac{dQ}{dT})_V$, $C_P = (\frac{dQ}{dT})_P$. Burada, dQ bir mol maddəni dT dərəcə qızdırmaq üçün lazım olan istilik miqdarıdır. $V = \text{const}$ olduqda, $dA = p dV = 0$ olduğundan, termodinamikanın birinci qanununa görə, $dQ_V = dE$ alınır. Bu halda, $C_V = (\frac{dQ}{dT})_V = (\frac{dE}{dT})_V$ olduğundan,

$$C_V = (\frac{dE}{dT})_V \quad (3.5)$$

alınır. Sabit təzyiqdə istilik tutumuna gəldikdə isə, $dQ_P = dH$ olduğundan, $C_P = (\frac{dQ}{dT})_P = (\frac{dH}{dT})_P$ olur. Beləliklə,

$$C_P = (\frac{dH}{dT})_P \quad (3.6)$$

İndi, bu iki istilik tutumu arasında əlaqə yaradaq. Bu məqsədlə, əvvəlcə dQ -nü təyin edək. Termodinamikanın birinci qanununa görə, istilik miqdarı daxili enerji ilə əlaqədar olduğundan, dE -ni tapaq. Sistemin halı p , V , T parametrləri ilə müəyyən olduğundan, daxili enerji bu parametrlərdən asılı olur. p, V, T parametrləri bir-biri ilə hal tənliyi vasitəsilə əlaqədar olduğundan, asılı olmayan dəyişən kimi onlardan təkcə ikisini seçə bilərik. Belə sərbəst dəyişənlər olaraq V və T -ni seçsək, $E = E(V, T)$ olur. Onda,

$$dE = \left(\frac{dE}{dT}\right)_V dT + \left(\frac{dE}{dV}\right)_T dV \quad (3.7)$$

(3.7)-ni (3.2,b) –də nəzərə alsaq,

$$dQ = \left(\frac{dE}{dT}\right)_V dT + \left[p + \left(\frac{dE}{dV}\right)_T \right] dV, \quad (3.8)$$

$$C_p = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_T = \left(\frac{dE}{dT}\right)_V + \left[p + \left(\frac{dE}{dV}\right)_T \right] \left(\frac{dV}{dT}\right)_p,$$

$$C_V = \left(\frac{dE}{dT}\right)_V.$$

Beləliklə,

$$C_p = C_V + \left[p + \left(\frac{dE}{dV}\right)_T \right] \left(\frac{dV}{dT}\right)_p. \quad (3.9)$$

3.10. TERMODİNAMİKANIN BİRİNCİ QANUNUNUN İDEAL QAZA TƏTBİQİ.

Termodinamikanın birinci qanununun imkanlarını nümayiş etdirmək məqsədilə, onu ən sadə sistemə - ideal qaza tətbiq edək. Bu məqsədlə, əvvəlcə ideal qazın daxili enerjisini müəyyən edək. Qarşıya qoyulan bu məsələni həll etmək üçün isə enerjinin sərbəstlik dərəcələrinə görə bərabər paylanma teoreminin məzmunu ilə tanış olaq.

Enerjinin sərbəstlik dərəcələrinə görə bərabər paylanması. Molekulyar-kinetik nəzəriyyənin əsas tənliyini çıxararkən bir molekula düşən orta

kinetik enerjinin $\overline{E_k} = \frac{m\overline{v^2}}{2} = \frac{3}{2}kT$ olduğunu gördük.

Digər tərəfdən, $\overline{v^2} = \overline{v_x^2} + \overline{v_y^2} + \overline{v_z^2}$ olduğundan,

$$\overline{E_k} = \frac{m\overline{v^2}}{2} = \frac{m\overline{v_x^2}}{2} + \frac{m\overline{v_y^2}}{2} + \frac{m\overline{v_z^2}}{2} = \frac{1}{2}kT + \frac{1}{2}kT + \frac{1}{2}kT$$

yaza bilərik. x, y, z istiqamətlərindən heç biri üstünlük təşkil etmədiyindən,

$$\frac{\overline{mv_x^2}}{2} = \frac{1}{2}kT, \quad \frac{\overline{mv_y^2}}{2} = \frac{1}{2}kT \quad \text{və} \quad \frac{\overline{mv_z^2}}{2} = \frac{1}{2}kT$$

yaza bilərik.

Sistemin, baxdığımız konkret halda isə molekulun halını müəyyən edən asılı olmayan dəyişənlər (x, y, z) **sərbəstlik dərəcələri**, onların sayı isə **sərbəstlik dərəcələrinin sayı** adlandığından, aldığımız son ifadələrə istinad edərək molekulun xaoitik irəliləmə hərəkətinin kinetik enerjisinin sərbəstlik dərəcələrinin sayına görə bərabər (*hər sərbəstlik dərəcəsinə $\frac{1}{2}kT$ qədər*) paylandığı nəticəsinə gəlirik. Yuxarı kurslarda tədris olunan “Termodinamika və statistik fizika”da təkcə irəliləmə hərəkəti enerjisinin deyil, istənilən növ enerjinin (rəqs enerjisi, fırlanma enerjisi və s.) sərbəstlik dərəcələrinə görə bərabər paylandığı və hər sərbəstlik dərəcəsinə $\frac{1}{2}kT$ qədər enerji düş-
düyü isbat olunur. Bu müddəa *enerjinin sərbəstlik dərəcələrinə görə bərabər paylanma teoremi* adlanır. Enerjinin sərbəstlik dərəcələrinə görə bərabər paylanması L. Bolsman tərəfindən müəyyən olunmuşdur.

İdeal qazın daxili enerjisi. İdeal qazın daxili enerjisi, ona verilən tərifdən göründüyü kimi, yalnız ideal qazı təşkil edən atom və molekulların xaoitik hərəkəti zamanı malik olduğu kinetik enerjiden ibarətdir. Enerjinin sərbəstlik dərəcələrinə görə bərabər paylanma teoreminə görə, hər sərbəstlik dərəcəsinə $\frac{1}{2}kT$ qədər enerji düşür. Deməli, ideal qazın daxili enerjisinin təyini məsələsi, onu təşkil edən atom və yaxud molekulların sərbəstlik dərəcələri sayının müəyyən edilməsi məsələsinə gətirilir. Bu sayı müəyyən etmək üçün, qazın konkret olaraq neçə atomlu (*biratomlu, ikiatomlu, üç və daha çox atomlu*) molekullardan ibarət olduğunu bilməyirik.

Biratomlu molekul, özünü maddi nöqtə kimi apardığından, fəzada onun vəziyyəti 3 sərbəst koordinatla (x, y, z) müəyyən olunur. Deməli, biratomlu molekulunun 3 sərbəstlik dərəcəsi vardır: $i_1 = 3$.

İkiatomlu molekulda, atomlararası məsafə dəyişməz qalsa (qantel modeli), yəni atomların molekul daxili rəqsi hərəkəti nəzərə alınmasa, onun irəliləmə hərəkəti, molekulun ağırlıq mərkəzinin X, Y, Z istiqamətlərində hərəkəti ilə əlaqədar 3 sərbəstlik dərəcəsi ilə, fırlanma hərəkəti isə atomların

mərkəzlərini birləşdirən ox müstəsna olmaqla, qalan iki ox ətrafında fırlanmaya uyğun gələn 2 sərbəstlik dərəcəsi¹¹ ilə xarakterizə olunur: $i_2 = i_{ir} + i_f = 3 + 2 = 5$. İkiatomlu molekulu qantel kimi təsəvvür etmədikdə, yəni, atomların bir-birinə nəzərən rəqsi hərəkəti nəzərə alındıqda, bu hərəkətə (rəqsi hərəkətə) bir sərbəstlik dərəcəsi uyğun gəlir. Mexanikadan məlum olduğu kimi¹², harmonik rəqsi hərəkət zamanı orta kinetik enerji orta potensial enerjiyə bərabərdir. Bir sərbəstlik dərəcəsinə $\frac{1}{2}kT$ qədər enerji düşdüyündən rəqsi hərəkətin hər sərbəstlik dərəcəsinə $\frac{1}{2}kT$ (kinetik)+ $\frac{1}{2}kT$ (potensial)= kT qədər enerji düşür. Bu səbəbdən, ümumiliyi pozmaq məqsədilə, rəqsi hərəkətin hər sərbəstlik dərəcəsinə 2-yə vurmaq lazımdır. Onda ikiatomlu elastik molekulun rəqsi hərəkəti formal olaraq bir əvəzinə 2 sərbəstlik dərəcəsi ilə xarakterizə olunmalıdır. Beləliklə, ikiatomlu elastik molekulun sərbəstlik dərəcəsi $i_2 = i_{ir} + i_f + i_r = 3 + 2 + 2 = 7$.

İndi 3-atomlu molekulu nəzərdən keçirək. Atomların molekul daxilində bir-biri ilə sərt əlaqədə olduğunu, yəni, atomların bir-birinə nəzərən rəqs etmədiklərini qəbul etsək, atomları bir düz xətt üzərində yerləşməyən 3-atomlu sərt molekul bərk cisim kimi baxa bilərik. Bildiyimiz kimi, bərk cisim 6 sərbəstlik dərəcəsinə - ağırlıq mərkəzinin X, Y, Z istiqamətlərində irəliləmə hərəkəti ilə əlaqədar 3, ağırlıq mərkəzindən keçərək X, Y, Z istiqamətlərində yönələn oxlar ətrafında fırlanma ilə əlaqədar 3 sərbəstlik dərəcəsinə malikdir. Sərt molekul 3 deyil, daha çox atomlardan ibarət olduğu halda da, dediklərimiz doğrudur. Beləliklə, $i_3 = i_4 = \dots = i_N = 6$.

Deyilənləri ümumiləşdirməklə, molekulu i sərbəstlik dərəcəsi ilə xarakterizə olunan bir mol qazın daxili enerjisi, $N_A \frac{i}{2} kT = \frac{i}{2} RT$, yəni

$$E = \frac{i}{2} RT. \quad (3.10)$$

Aldığımız nəticələri cədvəl şəklində tərtib edək.

¹¹ Molekulun atomlarını birləşdirən düz xətt ətrafında fırlanması mümkün sayılmır, çünki molekulun bu oxa nəzərən ətalət momenti çox kiçikdir.

¹² N.M. Qocayev. Ümumi fizika kursu, 1-ci cild, Mexanika, Bakı, 2007.

Cədvəl 3.1. Molekulların sərbəstlik dərəcələrinin sayı və onlara düşən enerji.

İdeal qaz	i_{ir}	i_f	$i_{rəqs}$	i	E
Biratomlu	3	-	-	3	$\frac{3}{2}kT$
İkiatomlu (sərt)	3	2	-	5	$\frac{5}{2}kT$
İkiatomlu (elastik)	3	2	2 (1)	7	$\frac{7}{2}kT$
Üç və çox atomlu sərt molekul	3	3	-	6	$3kT$

Cədvəl 3.1-də mötərizə daxilində rəqsi hərəkətin faktiki olan sərbəstlik dərəcəsi göstərilmişdir.

(3.10) ifadəsindən göründüyü kimi, ideal qazın daxili enerjisi onun tutduğu həcmdən və qazın təzyiqindən asılı olmayıb yalnız temperaturdan asılıdır.

3.11. İDEAL QAZIN İSTİLİK TUTUMU.

İdeal qazın istilik tutumunu təyin etmək məqsədilə, istənilən aqrekat halı üçün doğru olan (3.9) və ideal qaz üçün doğru olan (3.10) düsturlarından, həmçinin, ideal qazın hal tənliyindən istifadə edə bilərik. İdeal qazın hal tənliyi (bir mol üçün) $pV = RT$ olduğundan $(\frac{dV}{dT})_p = \frac{R}{p}$ olur. Digər tərəf-

dən, ideal qazın daxili enerjisi həcmdən asılı olmadığına görə $(\frac{dE}{dV})_T = 0$.

Onda,

$$C_V = (\frac{\partial E}{\partial T})_V = \frac{i}{2} R,$$

$$C_p = (\frac{\partial E}{\partial T})_p = C_V + p \frac{R}{p} = C_V + R = \frac{i+2}{2} R. \quad (3.11)$$

Aldığımız $C_p = C_V + R$ ifadəsi *Mayer düsturu* adlanır. Bu ifadədən göründüyü kimi, sabit təzyiqdəki molyar istilik tutumu, sabit həcmdəki molyar istilik tutumundan universal qaz sabiti qədər böyükdür. Doğrudan da, qazı sabit həcmdə qızdırdıqda, verilən istilik miqdarının hamısı onun temperaturunu (daxili enerjisini) artırmağa sərf olunur. Lakin, qazı qızdırarkən təzyi-

qın sabit qalması üçün, başqa sözlə desək, qızma hesabına yaranan təzyiq artımının qarşısını almaq üçün, onu qızdırmaqla yanaşı, həm də, genişləndirmək lazımdır. Məhz, bu səbəbdən, qaza verilən istiliyin bir hissəsi qazı genişləndirmək üçün (qazın təzyiqini sabit saxlamaq naminə) xarici qüvvəyə qarşı görülən işə, qalan hissəsi isə qazın temperaturunun artmasına sərf olunur. Bir mol qazı, sabit təzyiqdə bir dərəcə qızdırmaq üçün xarici qüvvəyə qarşı görülən iş universal qaz sabitinə (R) bərabər olduğundan, *bir mol qazı sabit təzyiqdə bir dərəcə qızdırmaq üçün tələb olunan istilik miqdarı, həmin qazı sabit həcmdə bir dərəcə qızdırmaq üçün lazım olan istilik miqdarından R qədər böyük olur.*

İdeal qazın istilik tutumu, onu təşkil edən molekulun neçə atomdan ibarət olmasından asılı olaraq müxtəlif olur. Doğrudan da, (3.11) düsturlarından görüldüyü kimi, istər C_V , istərsə də C_P qaz molekulunun sərbəstlik dərəcələri sayından asılıdır.

İstilik tutumunun klassik nəzəriyyəsindən alınan nəticələrin təcrübədən alınan nəticələrə uyğun gəlib-gəlmədiyini müəyyən etmək məqsədi ilə lazım olan bəzi məlumatlardan ibarət cədvəl tərtib edək (Cədvəl 3.2 və 3.3). Cədvəllərdə universal qaz sabitinə $2\text{ kkal}/(\text{mol} \cdot \text{K})$ qiymətindən istifadə olunmuşdur.

Cədvəl 3.2. İdeal qazın sabit həcmdə və sabit təzyiqdə istilik tutumları.

Qaz molekulu	I	C_V $(\frac{\text{kal}}{\text{mol} \cdot \text{K}})$	C_P $(\frac{\text{kal}}{\text{mol} \cdot \text{K}})$	$\frac{C_V}{R}$	$\gamma = \frac{C_P}{C_V}$	$\frac{C_P - C_V}{R}$
Biratomlu	3	3	5	1,5	1,66	1
İkiatomlu (sərt)	5	5	7	2,5	1,4	1
İkiatomlu (elastik)	7	7	9	3,5	1,3	1
Üç və çox-atomlu (sərt)	6	6	8	3	1,33	1

Cədvəl 3.3. Bəzi qazların istilik tutumları nisbəti ($\gamma = \frac{C_P}{C_V}$).

Qaz	Qaz molekuluna daxil olan atomların sayı	$\frac{C_V}{R}$	$\frac{C_P - C_V}{R}$	$\gamma = \frac{C_P}{C_V}$
Helium	1	1,52	1,001	1,66
Arqon	1	1,5	1,008	1,67
Hidrogen(H ₂)	2	2,44	0,995	1,41
HCl	2	2,54	1,021	1,40
Azot (N ₂)	2	2,45	1,005	1,40
CO	2	2,48	1,005	1,40
Oksigen (O ₂)	2	2,50	1,004	1,40
NO	2	2,51	1,005	1,4
Xlor (Cl ₂)	2	3,02	1,031	1,36
Buxar(H ₂ O)	3	3,3	1,06	1,32
Karbon qazı	3	3,4	1,02	1,3
Etilen (C ₂ H ₄)	6	4,04	1,03	1,25
Amiak (NH ₃)	4	3,42	1,06	1,31

İki və daha çox atomlu molekulardan ibarət olan qazlara aid digər xarakteristikalara nəzər saldıqda, diqqəti cəlb edən və heç də təcrübənin xətası ilə əlaqədar olmayan uyğunsuzluqlara rast gəlirik. Həmin uyğunsuzluqlardan bəzilərinə qeyd edək.

Cədvəl 3.2 və 3.3-dən göründüyü kimi, biratomlu qazlar üçün nəzəriyyə ilə təcrübə bir-birinə tam uyğun gəlir. Bundan əlavə, molekulun neçə atomdan ibarət olmasına baxmayaraq, bütün ideal qazlar üçün $C_P - C_V = R$ olduğunu görürük. Buradan belə nəticəyə gələ bilərik: *molekula daxil olan atomların sayından asılı olmayaraq, bütün ideal qazları izobarik olaraq bir dərəcə qızdırdıqda, genişlənmə zamanı görülən iş eynidir və R-ə bərabərdir*. Daha sonra, ikiatomlu molekularda (molekulyar xlor müstəsna olmaqla) sərbəstlik dərəcəsi 5-ə bərabərdir. Bu molekularda, atomların molekul daxili rəqsi baş vermədiyindən, onlar özlərini sərt molekul kimi aparır.

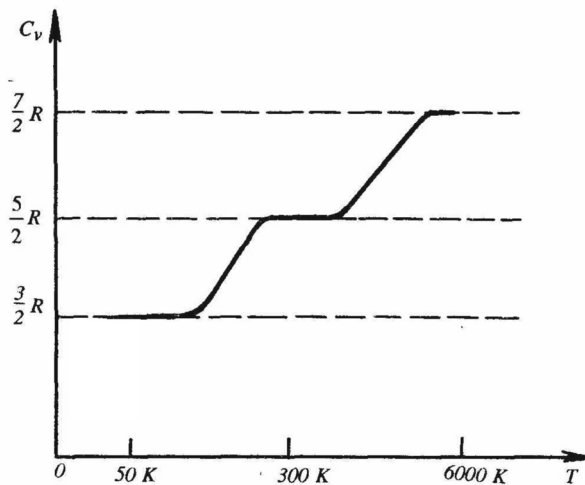
İki və daha çox atomlu molekulardan ibarət olan qazlara aid digər xarakteristikalara nəzər saldıqda, diqqəti cəlb edən və heç də təcrübənin xətası ilə

əlaqədar olmayan uyğunsuzluqlara rast gəlirik. Həmin uyğunsuzluqlardan bəzilərini qeyd edək.

1. Molekulyar xlor qazı üçün təcrübədən alınan $C_v = 3,02R$ qiyməti, klassik nəzəriyyə ilə izah oluna bilmir. İstilik tutumu üçün alınmış bu qiymət, molekulunun sərbəstlik dərəcəsi 6 olan qazlara uyğun gəlir. Lakin, xlor molekulu, ya 5 (molekul sərt olarsa), ya da 7 (molekul elastik olarsa) sərbəstlik dərəcəsinə malik ola bilər.
2. Üçatomlu molekulardan təşkil olunmuş qazlar üçün təcrübədən $C_v = 3,3 \div 3,4R$ alınır. Sərbəstlik dərəcəsi 6-ya bərabər olan (molekul sərt olduqda və atomların hər üçü eyni bir düz xətt üzərində yerləşmədikdə) üçatomlu molekulardan ibarət qaz üçün nəzəri olaraq $C_v = 3R$ alınır. Nəzəri və təcrübi nəticələr arasındakı bu fərqi ($0,3 \div 0,4 R$), təcrübədə buraxılan xəta ilə izah etmək meylə təbii haldır. Lakin, unutmamaq lazım deyildir ki, müvafiq ölçmələrdə buraxılan xəta $0,3 R$ -dən kifayət qədər kiçikdir. Beləliklə, nəzəri və təcrübi nəticələr arasında müşahidə olunan fərq təcrübənin xətası ilə izah oluna bilmir. İstilik tutumunun klassik nəzəriyyəsi bu uyğunsuzluğu izah etmək qarşısında acizdir.
3. Aparılan təcrübi tədqiqatlar nəticəsində müəyyən olunmuşdur ki, istilik tutumu, klassik nəzəriyyənin göstərdiyi kimi, sabit deyil, temperaturdan asılı olaraq dəyişir. Bu dəyişmə, molekulyar hidrogen qazı üçün ən güclü olduğundan, həmin asılılığın qrafik təsvirinə (şəkil 3.5) nəzər salaıq. Təcrübədən göründüyü kimi, molekulyar hidrogen qazının aşağı temperaturdakı ($\approx 50K$) molyar istilik tutumu $\frac{3}{2}R$ -ə bərabərdir. Temperaturun ≈ 50 kelvindən başlayaraq artması ilə istilik tutumu da artır və otaq temperaturunda ($\approx 300 K$) onun qiyməti $\frac{5}{2}R$ olur. Daha sonra, temperaturun artması ilə istilik tutumu artır və, nəhayət, çox böyük temperaturlarda ($\approx 6000 K$) $C_v = \frac{7}{2}R$ olur¹³. Onu da qeyd edək ki, istilik tutumu $\frac{3}{2}R$, $\frac{5}{2}R$ və $\frac{7}{2}R$ qiymətlərindən hər birini temperaturun müəyyən bir qiymə-

¹³ Şəkil 3.5-də miqyasa riayət olunmamışdır. Məqsəd istilik tutumunun temperaturdan asılılığını keyfiyyətcə təsvir etmək olduğundan bunun ümumi məqsədə təsiri yoxdur.

tində deyil, müəyyən temperatur intervalında alır. Bu asılılıqdan göründüyü kimi, çox aşağı temperaturlarda hidrogen molekulu özünü 3 sərbəstlik dərəcəsi olan atom kimi aparır. Temperaturun ≈ 300 K qiymətlərində, sanki, fırlanma ilə əlaqədar olan sərbəstlik dərəcəsi «oyanır» və 2 olur. Əslində isə, «oyandıqdan» sonra fırlanma sərbəstlik dərəcəsi 2 deyil, 3 olmalı idi. İlk baxışda, anlaşılmaz kimi görünən bu nəticəni izah etmək məqsədi ilə bir fakta nəzər salaq. Hidrogen molekulu atomlarının mərkəzindən keçən oxa nəzərən ətalət momenti praktik olaraq sıfıra bərabər olduğuna görə, bu ox ətrafında fırlanma imkansızdır. Ona görə də, bu molekulun fırlanma sərbəstlik dərəcələrinin sayı 3 deyil, 2-dir. Nəhayət, temperaturun ≈ 6000 K qiymətlərində bu sərbəstlik dərəcəsinə rəqs sərbəstlik dərəcəsi də əlavə olunur. Necə deyərlər, sanki, temperatur artdıqca, “donmuş” vəziyyətdəki fırlanma və rəqs sərbəstlik dərəcələri işə düşür- “oyanır”. Belə izah, müəyyən qədər işimizə yarasa da, qüsurludur. Doğrudan da, istilik tutumu $\frac{3}{2}R$, $\frac{5}{2}R$ və $\frac{7}{2}R$ qiymətlərini sıçrayışla alsaydı, dediklərimizlə kifayətlənmək olardı. Şəkil 3.5-dən göründüyü kimi, istilik tutumun temperaturdan asılılıq əyrisi kəsilməz əyridir. Bəs, belə olduğu halda, istilik tutumun $\frac{3}{2}R$ -dən $\frac{5}{2}R$ -ə və $\frac{5}{2}R$ -dən $\frac{7}{2}R$ -ə qədər arasıkəsilmədən dəyişməsinə necə izah etmək olar?



Şəkil 3.5. Molekulyar hidrogen qazının molyar istilik tutumunun temperaturdan asılılığı

Bəlkə, belə dəyişməni temperaturun artması ilə yeni sərbəstlik dərəcələrinin-fırlanma və rəqs sərbəstlik dərəcələrinin molekulların hamısında eyni zamanda deyil, tədricən “oyanaraq işə qoşulması” ilə izah etmək olar. Əlbəttə, klassik fizika qanunları çərçivəsində belə izah yaramaz, çünki, hansı səbəbə görə bir qisim molekullarda fırlanma və rəqs sərbəstlik dərəcələrinin tez, digər qisim molekullarda isə nisbətən gec “oyanmasını” izah etmək mümkün deyildir. Yalnız, onu demək olar ki, istilik tutumu $\frac{5}{2}R$ olan temperatur intervalında (aralığında) molekulların hamısında fırlanma sərbəstlik dərəcəsi “oyanır”. Sonralar müəyyən olundu ki, qarşıya çıxan bu ciddi çətinliyi klassik fizika çərçivəsində aradan qaldırmaq mümkün deyildir. Vəziyyətdən çıxışın yeganə yolu kvant nəzəriyyədən istifadə etməkdir.

3.12. İDEAL QAZIN İSTİLİK TUTUMUNUN KVANT NƏZƏRİYYƏSİ HAQQINDA QISA MƏLUMAT.

İstilik tutumunun klassik nəzəriyyəsi qarşısına çıxan çətinlikləri, yalnız kvant fizikası bütün təfəssilatı ilə izah edə bilər. Dərsliyin girişində qeyd etdiyimiz kimi, həm fırlanma, həm də rəqsi hərəkət kvantlanır, yəni, bu hərəkətlərdə müvafiq enerjilər kəsilməz deyil, diskret qiymətlər alır. Elə oradaca qeyd etdik ki, iki qonşu rəqs enerji səviyyəsi arasında onlarca fırlanma enerji səviyyələri yerləşir. Başqa sözlə, fırlanma enerji səviyyələrini “oyatmaq” üçün lazım olan enerji, rəqs enerji səviyyələrini “oyatmaq” üçün lazım olan enerjiden onlarca dəfə kiçikdir.

Kvant mexanikasına görə, fırlanma və rəqs (harmonik rəqs) enerjiləri müvafiq olaraq, aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$E_f = \frac{h^2}{8\pi^2 I} l(l+1), \quad (3.12)$$

$$E_r = \left(n + \frac{1}{2}\right) h \nu. \quad (3.13)$$

Burada, $h = 6,62 \cdot 10^{-27}$ erg·s - Plank sabiti, I - molekulun ətalət momenti¹⁴, $l = 0, 1, 2, \dots$ və $n = 0, 1, 2, 3, \dots$, qiymətlərini alan l və n , uyğun

¹⁴ İkiatomlu molekulun, onu təşkil edən atomların mərkəzindən keçən oxa nəzərən ətalət momenti çox kiçikdir. Ona görə, həmin fırlanma hərəkətini həyəcanlandırmaq mümkün olmur. Bu səbəbdən, 2-atomlu molekulun 3 yox, 2 fırlanma sərbəstlik dərəcəsi var.

olaraq, orbital və rəqs kvant ədədləri, v isə rəqs tezliyidir.

Kvant fizikasıdan hazır şəkildə götürdüyümüz (3.12) və (3.13) düsturlarını təhlil edək. (3.12)-dən göründüyü kimi, fırlanma enerjisinin ən kiçik ($E_r^0=0$) qiyməti, $l = 0$ olduqda alınır. Birinci həyəcanlanmış ($l = 1$) halda

$$E_r(1) = \frac{h^2}{4\pi^2 I} \quad (3.14)$$

Hər molekula düşən istilik enerjisinin orta qiyməti kT olduğundan, $kT \ll E_r(1)$ halında molekulun fırlanma sərbəstlik dərəcəsi “donmuş” halda qalır və ona görə də, bu halda fırlanma hərəkətinin istilik tutumuna heç bir dəxli olmur. Fırlanma sərbəstlik dərəcəsinə “oyatmaq” üçün $E_f^1 \leq kT$ olmalıdır. Bərabərlik şərtindən istifadə etməklə fırlanma sərbəstlik dərəcəsinin “oyanma” temperaturunu təyin edə bilərik:

$$T_f = \frac{E_f^1}{k} = \frac{h^2}{4\pi^2 Ik} \frac{E_f^1}{k} = \frac{h^2}{4\pi^2 Ik},$$

$$T_f = \frac{h^2}{4\pi^2 Ik} \quad (3.15)$$

Hidrogen molekulu üçün $T_f \approx 300K$.

(3.13)-dən göründüyü kimi, əsas rəqs səviyyəsinin ($n=0$) enerjisi, $E_r^0 = \frac{1}{2} h\nu$. Bu enerji *sıfırıncı enerji*, ona müvafiq rəqs isə *sıfırıncı rəqs* adlanır. Sıfırıncı rəqs heç bir temperaturda sönmədiyindən, o mütləq sıfıra yaxın temperaturda prinsipial əhəmiyyət kəsb edir. Yalnız, molekulun istilik hərəkətinin enerjisi sıfırıncı enerjiden kifayət qədər böyük olduğu hallarda, molekulun hərəkətinə klassik fizika qanunlarını tətbiq etmək olar. Molekulun istilik hərəkətinin enerjisi sıfırıncı enerjiden kiçik olduqda, sistem kvant mexanikası qanunlarına tabe olur. Klassik fizika qanunlarının belə sistemə tətbiq cəhdi lüzumsuzdur. Deməli, *sıfırıncı enerji, sistemin kvant, yaxud, klassik fizika qanunlarından hansı ilə təsvir olunmasını müəyyən edən meyardır*.

Rəqs sərbəstlik dərəcəsinin “oyanması”, sistemi, enerji verməklə sıfırıncı səviyyədən həyəcanlanmış səviyyələrdən birinə keçirmək deməkdir. (3.13)-dən göründüyü kimi, rəqs sərbəstlik dərəcəsinə “oyatmaq” üçün lazım olan

ən kiçik enerji

$$E_r^1 = \frac{3}{2} h\nu - \frac{1}{2} h\nu = h\nu,$$

yəni,

$$E_r^1 = h\nu. \quad (3.16)$$

Molekulun orta istilik enerjisi bu enerjiyə bərabər, yaxud ondan böyük olduqda, rəqs sərbəstlik dərəcəsi “oyanır”. Bu oyanmaya müvafiq temperatur $h\nu = kT_r$ və $T_r = \frac{h\nu}{k}$ olur.

Beləliklə,

$$T_r = \frac{h\nu}{k}. \quad (3.17)$$

(3.17) düsturu ilə təyin olunan temperatur *xarakteristik temperatur* adlanır. Hidrogen molekulu üçün $T_r = 6000K$.

Bu tanışlıqdan sonra, dediklərimizi belə ümumiləşdirə bilərik. Qazı təşkil edən molekul üçün səciyyəvi sayılan aşağı temperaturalarda (molekulyar hidrogen qazı üçün bu temperatur ≈ 50 kelvindir) nəinki rəqs, həm də fırlanma sərbəstlik dərəcələri “donmuş” olduğundan, ikiatomlu molekul özünü daxili quruluşa malik olmayan maddi nöqtə kimi aparır və buna görə də, təkcə irəliləmə hərəkətini xarakterizə edən 3 sərbəstlik dərəcəsinə malik olur. Bu temperatur ətrafında $C_V = \frac{3}{2}R$ olur. Temperaturun artması ilə molekulların qarşılıqlı toqquşmaları hesabına irəliləmə, fırlanma və rəqs sərbəstlik dərəcələri arasındakı enerji mübadiləsi baş verdiyindən, fırlanma səviyyələri həyəcənlanı bilən (fırlanma sərbəstlik dərəcələri “oyanan”) molekulların sayı get-gedə artır və ona görə də onların istilik tutumuna verdiyi əlavə də artır.

Bu səbəbə görə, temperaturun sonrakı artması ilə istilik tutumu $\frac{3}{2}R$ -dən

başlayaraq artmağa başlayır. Nəhayət, temperaturun müəyyən (hidrogen molekulu üçün $\approx 300K$) qiymətindən başlayaraq qaz molekullarının hamısında fırlanma səviyyələri həyəcənlandığından hər molekulda 2 fırlanma sərbəstlik dərəcəsi “oyanır” və ona görə də $C_V = \frac{5}{2}R$ olur. Müəyyən temperatur intervalında molekulların hamısında fırlanma sərbəstlik dərəcələri “oyandığına”

baxmayaraq həyəcanlanmış rəqs enerji səviyyəsinə keçid yarada bilən enerji olmadığından, rəqs sərbəstlik dərəcələri “donmuş” qalır. Bu oblastda temperaturun artmasına baxmayaraq $C_V = \frac{5}{2}R$ olaraq qalır. Temperaturun sonrakı artması ilə molekulların qarşılıqlı toqquşması nəticəsində verilən enerji bəzi molekullarda¹⁵ rəqs səviyyələrini həyəcanlandırır və ona görə də rəqsi hərəkət hesabına istilik tutumu artmağa başlayır. Bu artma molekulların hamısının rəqsi hərəkətə cəlb olun-masına qədər davam edir. Molekulların hamısı rəqsi hərəkətdə iştirak etdikdə (hidrogen molekulu üçün bu hal ≈ 6000 kelvində baş verir) $C_V = \frac{7}{2}R$ olur. Temperaturun sonrakı artması ilə heç bir yeni sərbəstlik dərəcəsi “yaranmadığından” istilik tutumu sabit qalır. Nəhayət, temperaturun sonrakı artması ilə molekul dissosiasiyaya uğrayır - onu təşkil edən atomlara parçalanır. Göründüyü kimi, istilik tutumunun temperaturdan asılılığı kvant nəzəriyyəsi əsasında tam izah olunur.

3.13. TERMODİNAMİKANIN BİRİNCİ QANUNUNUN İDEAL QAZDA BAŞ VERƏN PROSESLƏRƏ TƏTBİQİ.

Termodinamikanın birinci qanununa istinad edərək ideal qazda baş verən bəzi prosesləri nəzərdən keçirək. Bu proseslər zamanı görülən işi təyin edək və həmin proseslər zamanı ideal qazın makroskopik xarakteristikaları olan p, V, T arasında müvafiq əlaqələr yaradaq. Həcmi sabit qalması zamanı (izoxorik proses) görülən makroskopik iş sıfır olduğundan, bu prosesi təhlil etməyəcəyik. Nəzərdən keçirəcəyimiz proseslər bunlardır:

1. İdeal qazın boşluğa genişlənməsi
2. İzotermik proses
3. İzobarik proses
4. Adiabatik proses
5. Politropik proses

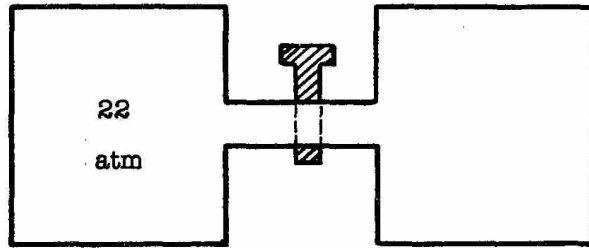
3.14. İDEAL QAZIN BOŞLUĞA GENİŞLƏNMƏSİ

İdeal qazın həcmi böyüdükcə görülən makroskopik işi hesablayarkən, bu işin xarici qüvvələrə qarşı görüldüyünü qeyd etdik ($dA = pdV$ düsturunda

¹⁵ Sürətlərin Maksvel paylanmasına görə, bir qrup molekulların sürətləri böyükdür. Bu səbəbdən, əvvəlcə belə molekulların rəqs səviyyələri “oyanır”.

p xarici təzyiqidir). İdeal qaz boşluğa genişləndikdə $p_{xar} = 0$ olduğundan belə genişlənmə zamanı görülən iş sıfırdır. İdeal qazın daxili enerjisinin həcmdən asılı olmadığını nəzərə alsaq da eyni nəticəyə gələrdik.

Qeyd olunanları təcrübə vasitəsilə təsdiq etmək məqsədilə XIX əsrin ortalarında Coul tərəfindən aparılmış tarixi əhəmiyyətə malik olan təcrübəyə nəzər salaq. Coul, bir-birinin eyni olan iki qabı boru vasitəsilə birləşdirmişdir (şəkil 3.6).

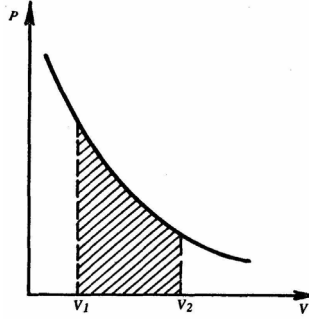


Şəkil 3.6. Coul təcrübəsinin sxemi.

Qablardan birinin havası sorulmuş, digəri isə 22 atmosfer təzyiqli hava ilə doldurulmuşdur. Bu qurğu bütövlükdə su ilə dolu kalorimetmə salınmışdır. Kranı açmaqla qazın boşluğa genişlənməsinə nail olunmuşdur. Belə genişlənmə zamanı qaz öz həcmi 2 dəfə artırmışdır. Coul, kalorimetrik üsulla müəyyən etmişdir ki, qazın boşluğa genişlənməsi zamanı onun temperaturu dəyişmir, başqa sözlə, boşluğa genişlənmə zamanı qaz tərəfindən heç bir iş görülmür. Sonralar, kalorimetrik ölçmə işini daha dəqiq aparmaqla Coul təcrübəsi zamanı temperaturun, az da olsa, dəyişməsinə (azalmasına) müəyyən etmişlər. Bu dəyişmə, yüksək təzyiq altında olan qazın ideallıqdan kənara çıxması ilə əlaqədardır.

3.15. İZOTERMİK PROSES

İzotermik proses zamanı qazın temperaturu sabit qaldığından daxili enerji dəyişmir: $dE = C_V dT = 0$. Onda, termodinamikanın birinci qanununa görə, $dQ = dA$, yəni, izotermik proses zamanı sistemə verilən istilik miqdarının hamısı işə çevrilir. Lakin, proses zamanı $T = \text{const}$ olduğundan, sıxılma zamanı alınan istilik miqdarı qazı əhatə edən ətraf cisimlərin qızmasına sərf olunur. Bu mühüm nəticə istilik maşınlarının iş prinsipini öyrənərkən bizə lazım olacaqdır.



Şəkil 3.7. İzotermik proses.

İdeal qazı izotermik olaraq V_1 həcmindən V_2 həcmində genişləndirərkən (şəkil 3.7) görülən işi hesablayaq. Məlum olduğu kimi, həcm V_1 -dən

V_2 -yə qədər dəyişməsi zamanı görülən iş $A = \int_{V_1}^{V_2} p dV$ düsturu ilə hesablanır.

Genişlənmə prosesində qazın təzyiqi fasiləsiz dəyişdiyindən, yəni, $p = f(V)$ asılılığı mövcud olduğundan, onu inteqral işarəsi altından çıxarmaq olmaz. Təzyiqin həcmdən asılılığını ideal qazın bir mol üçün yazılmış hal tənliyindən $p = \frac{RT}{V}$ kimi təyin edərək işin ifadəsində yerinə yazsaq,

$$A = \int_{V_1}^{V_2} \frac{RT}{V} dV = RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = RT \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

Beləliklə, ideal qazın genişlənməsi zamanı görülən iş

$$A = RT \ln \frac{V_2}{V_1}. \quad (3.18)$$

İzotermik proses zamanı $p_1 V_1 = p_2 V_2$ və buradan $\frac{V_2}{V_1} = \frac{p_1}{p_2}$ olduğundan,

$$A = RT \ln \frac{p_1}{p_2} \quad (3.18,a)$$

alınır. İzotermik proses zamanı sistemə istilik miqdarı verilməsinə baxmayaraq, onun temperaturu sabit qaldığından, istilik tutumu $C = \frac{dQ}{dT} = \infty$ olur.

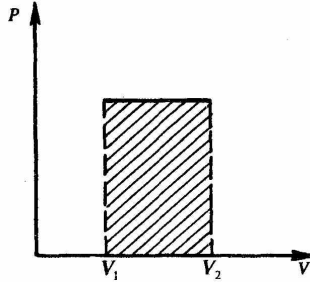
Qazın istilik tutumunun sonsuzluğa bərabər olmasında qeyri-adi heç nə yoxdur. Bu, yalnız, qaza istilik miqdarı verməklə onun temperaturunun dəyişmədiyini ifadə edir.

3.16. İZOBARİK PROSES

İdeal qazın genişlənməsi zamanı həcmnin böyüməsi ilə əlaqədar təzyiqin azalmasının qarşısını almaq, başqa sözlə, təzyiqin sabitliyini təmin etmək üçün qaza müvafiq istilik miqdarı vermək, qazın izobarik sıxılması zamanı isə, ondan müvafiq istilik miqdarı almaq lazımdır. Bu proseslərin hər ikisi iş görməklə əlaqədar olduğundan, izobarik proses zamanı görülən işi müəyyən edək:

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

Şəkil 3.8-dən görüldüyü kimi, izobarik proses zamanı görülən iş, ədədi qiymətcə, ştrixlənmiş sahəyə bərabərdir.



Şəkil 3.8. İzobarik proses.

İzobarik proses zamanı qazın temperaturu dəyişdiyindən, görülən işi bu dəyişmə ilə əlaqələndirmək olar. İdeal qazın hal tənliyindən istifadə edərək $p dV = R dT$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV = \int_{T_1}^{T_2} R dT = R(T_2 - T_1).$$

Beləliklə, izobarik proses zamanı görülən iş

$$\begin{aligned} A &= p(V_2 - V_1), \\ A &= R(T_2 - T_1). \end{aligned} \tag{3.19}$$

ifadələri ilə təyin olunur.

3.17. ADİABATİK PROSES. ADİABAT TƏNLİYİ

Xaricə istilik mübadiləsi olmadan baş verən tarazlıqlı döən proses adiabatik proses adlanır. Adiabatik proses yaratmaq üçün iki üsuldan istifadə etmək olar.

1. Proses icra olunan sistemi istilik alış-verişindən məhrum etmək məqsədi ilə onu, istilik izolyasiyası yaradan örtük (adiabatik örtük) daxilində yerləşdirmək lazımdır.
2. Prosesi elə böyük sürətlə icra etmək lazımdır ki, bu proses müddətində sistem xaricə istilik mübadiləsində iştirak edə bilməsin.

Prosesin sürət məsələsi üzərində bir qədər ətraflı dayanmağa ehtiyac var. Genişlənmə elə böyük sürətlə aparıla bilər ki, qaz hələ genişlənməyə imkan tapmamış onun üzərində boşluq əmələ gəlsin. Bu halda, təbii ki, qaz boşluğa genişlənəcəkdir. İdeal qazın boşluğa genişlənmə prosesi isə, bildiyimiz kimi, dönməyən prosesdir. Məhz, bu səbəbdən, qazın adiabatik genişlənməsi, onun boşluğa genişlənməsindən prinsipial olaraq fərqlənir. Deməli, qazın adiabatik genişlənmə sürəti, biri digərinin ziddi olan iki şərti ödəməlidir. Xaricə istilik mübadiləsi olmamağı nəminə genişlənmə sürəti böyük, prosesin tarazlıqlı baş verməsi nəminə isə kiçik olmalıdır. Genişlənmə sürətinin kiçik olması dedikdə, elə genişlənmə sürəti başa düşülür ki, belə genişlənmə zamanı qaz həmişə tarazlıq, daha dəqiq desək, kvazitarazlıq halını almağa imkan tapsın ki, genişlənmə prosesi bütövlükdə kvazitarazlıqlı olsun. Təcrübə faktları göstərir ki, qazın genişlənmə sürəti, səsin həmin qazda yayılma sürətindən kiçik olan bütün hallarda, genişlənmə kvazitarazlıqlı olur. Deməli, adiabatik genişlənmə əldə etmək üçün tələb olunan genişlənmə sürətli bir mənada böyük, digər mənada kiçik sayıla bilər.

Aydın ki, ideal mənada adiabatik proses yaratmaq olmaz. İstər istifadə olunan adiabatik örtük (məsələn, Dür qabı), istərsə də, icra olunacaq böyük sürətli proseslər zamanı, az da olsa, sistemlə xarici mühit arasında istilik mübadiləsi baş verir. Lakin, mübadilə olunan istilik miqdarı nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçik olduqda, baş verən prosesi, praktik olaraq, adiabatik qəbul etmək olar. Adiabatik proses zamanı $dQ = 0$ olduğundan, termodinamika

nın birinci qanununa görə $C_V dT = -dA$ və $dT = -\frac{1}{C_V} dA$ olur. Deməli,

adiabatik genişlənmə zamanı xarici qüvvələrə qarşı görülən iş, yalnız qazın daxili enerjisi hesabına olduğundan, qaz soyuyur və tərsinə, ideal qazın

adiabatik sıxılması zamanı xarici qüvvələrin gördüyü iş, tamamilə qazın daxili enerjisinin artmasına sərf olunduğundan, qaz qızır.

Bu qeydlərdən sonra, $dA = pdV$ olduğunu nəzərə alaraq adiabatik proses zamanı p, V, T , arasında əlaqə yaradaq. Termodinamikanın birinci qanununa görə,

$$C_V dT + pdV = 0 \quad (3.20)$$

(3.20)-nin hər həddini T -yə bölməklə, $\frac{p}{T} = \frac{R}{V}$ olduğunu nəzərə alaq:

$$C_V \frac{dT}{T} + \frac{p}{T} dV = 0.$$

Mayer düsturuna görə, $R = C_P - C_V$ olduğundan $C_V \frac{dT}{T} + \frac{C_P - C_V}{V} dV = 0$.

Hər tərəfi C_V -yə bölüb C_P və C_V -ni sabit qəbul etməklə, diferensial tənliyi inteqrallasaq

$$\int \frac{dT}{T} + (\gamma - 1) \int \frac{dV}{V} = \text{const}, \quad \ln T + (\gamma - 1) \ln V = \text{const}, \quad TV^{\gamma-1} = \text{const}.$$

alırıq. Beləliklə,

$$TV^{\gamma-1} = \text{const}. \quad (2.21)$$

$pV = RT$ tənliyindən $T = \frac{pV}{R}$ və $V = \frac{RT}{p}$ olduğunu (3.21)-də nəzərə alsaq, müvafiq olaraq, aşağıdakı ifadələri alırıq.

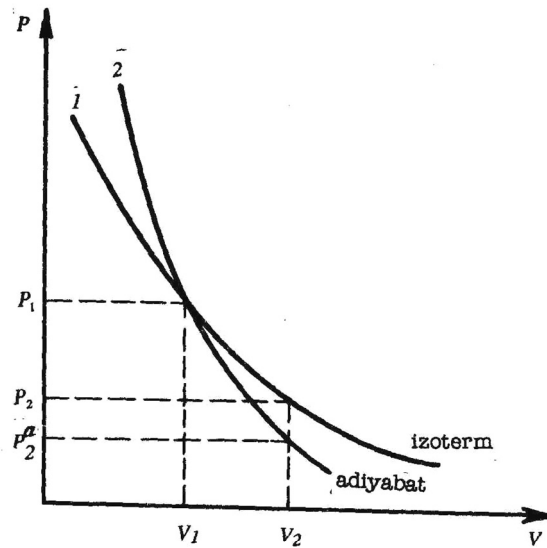
$$pV^\gamma = \text{const}, \quad (2.22)$$

$$T^\gamma p^{1-\gamma} = \text{const}. \quad (2.23)$$

Qazın makroskopik parametrləri arasında əlaqə yaradan (3.21) və (3.23) düsturları *adiabat tənlikləri*, yaxud, *Puasson tənlikləri* adlanır. $\gamma = \frac{C_P}{C_V}$ - adiabat **göstəricisidir**.

Adiabatik proses haqqında daha geniş təsəvvür yaratmaq üçün adiabat tənliyini Boyle-Mariot tənliyi ilə müqayisə edək (şəkil 3.9). Şəkildəki I əyrisi

izotermik, 2 əyrisi isə adiabatik prosesi təsvir edir. $\gamma > 1$ olduğundan, adiabat əyrisi izotermik əyriyə nəzərən daha dikdir, yəni, təzyiqin həcmdən asılılığı adiabatda izotermə nəzərən daha kəskindir. Doğrudan da, müəyyən V_1 həcmindən V_2 həcminə qədər qazı izotermik və adiabatik olaraq genişləndirdikdə (şəkil 3.9), adiabatik genişlənmə zamanı təzyiqin daha çox azaldığını ($p_2^a < p_2$) görürük.



Şəkil 3.9. İzotermik və adiabatik proseslərin müqayisəsi.

Belə müxtəliflik aydındır. İzotermik genişlənmə zamanı təzyiqin azalması, yalnız həcmnin böyüməsi ilə əlaqədar olduğu halda, adiabatik genişlənmə zamanı təzyiq həm həcmnin böyüməsi hesabına, həm də adiabatik genişlənmə zamanı qazın soyuması hesabına ($p = nkT$ düsturuna müvafiq olaraq) azalır.

Adiabatik və izotermik proseslər zamanı müşahidə olunan belə fərq öz ifadəsini ideal qazın, müvafiq olaraq, adiabatik və izotermik sıxılma əmsallarının müxtəlifliyində də tapır. İzotermik prosesdə $pV = \text{const}$, adiabatik prosesdə isə $pV^\gamma = \text{const}$ olduğundan,

$$\alpha_T = \frac{1}{V} \left(\frac{dV}{dp} \right)_T = -\frac{1}{p}, \quad \alpha_{ad.} = \frac{1}{V} \frac{dV}{dp} = -\frac{1}{p^\gamma}.$$

Göründüyü kimi, qazın adiabat sıxılma əmsalı onun izotermik sıxılma əmsalından γ dəfə kiçikdir. Şəkil 3.9.-dəki 1 və 2 əyriyləri ilə V oxu arasındakı sahələr, ədədi qiymətcə, müvafiq proseslər zamanı görülən işlərə bərabər olduğundan, qazın eyni qədər (V_1 -dən V_2 -yə) genişlənməsi zamanı $\alpha_{ad.} \prec \alpha_T$ olduğunu, yəni, adiabatik proses zamanı görülən işin izotermik proses zamanı görülən işdən kiçik olduğunu görürük.

İndi, adiabatik proses zamanı görülən işin analitik ifadəsini tapaq. Bu məqsədlə, adiabatik prosesdə $dQ = 0$ və bu səbəbdən, $p dV = -C_V dT$ olduğunu nəzərə alaq. Onda,

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV = - \int_{T_1}^{T_2} C_V dT = -C_V (T_2 - T_1) = C_V (T_1 - T_2). \quad .$$

Adiabat tənliklərindən istifadə etməklə işi digər makroskopik parametrlərlə də ifadə edə etmək olar:

$$A = \frac{RT_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right], \quad (3.24)$$

$$A = \frac{p_1 V_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right], \quad (3.25)$$

$$A = C_V (T_1 - T_2). \quad (3.26)$$

3.18. POLİTROPİK PROSES

Qaz üzərində icra olunan müxtəlif prosesləri təhlil etdik. Baxılan halların hər birində, istilik tutumunun, həmin proses üçün xarakterik olan müəyyən sabit qiyməti ilə xarakterizə olunduğunu da gördük. Məsələn, izoxorik proses C_V , izobarik proses C_p , adiabatik proses $C = 0$, izotermik proses $C = \pm \infty$ qiymətləri ilə xarakterizə olunur. Bütün bu proseslər politropik adlanan ümumi prosesin xüsusi hallarıdır.

İstilik tutumu sabit qalan proses politropik proses adlanır.

$$C = \frac{dQ}{dT} = \text{const.}$$

Bu ifadədən alınan $dQ = C dT$ qiymətini termodinamikanın birinci qa-

nununda nəzərə alsaq, $CdT = C_V dT + pdV$ və $(C - C_V)dT - pdV = 0$ olur. $pV = RT$ tənliyindən dT -ni təyin edərək aldığımız ifadədə yerinə yazsaq

$$d(pV) = RdT \text{ və } pdV + Vdp = (C_P - C_V)dT$$

olur. Buradan, $dT = (pdV + Vdp)/(C_P - C_V)$ və nəhayət,

$$\frac{C - C_V}{C_P - C_V}(pdV + Vdp) - pdV = 0,$$

$$\frac{C - C_P}{C_P - C_V}pdV + \frac{C - C_V}{C_P - C_V}Vdp = 0,$$

$$\frac{C - C_P}{C - C_V} \frac{dV}{V} + \frac{dp}{p} = 0, \quad n \ln V + \ln p = \text{const},$$

$$pV^n = \text{const}, \quad (3.27)$$

alınır. Burada, $n = \frac{C - C_P}{C - C_V}$ *politrop göstəricisidir*. (3.27) *politrop tənliyi* adlanır. Həmin tənliyi digər dəyişənlər, məsələn, p, T və V, T üçün də yazmaq olar.

Politrop tənliyinin ümumi olduğuna inanmaq üçün, əvvəllər təhlil etdiyimiz bütün prosesləri politrop prosesin xüsusi halı kimi alaq.

1. İzotermik proses zamanı $C = \infty$ olduğundan

$$n = \frac{C - C_P}{C - C_V} = (1 - \frac{C_P}{C}) / (1 - \frac{C_V}{C}) = 1.$$

Bunu (3.27)-də nəzərə alsaq, $PV = \text{const}$. Bu isə, məlum olduğu kimi, izotermik prosesin hal tənliyidir.

$$2. \text{ İzobarik prosesdə } C = C_P. \text{ Onda, } n = \frac{C - C_P}{C - C_V} = \frac{C_P - C_P}{C_V - C_V} = 0.$$

Politrop tənliyində ($pV^n = \text{const}$) $n = 0$ olduğunu nəzərə alsaq, $pV^0 = \text{const}$ və $p = \text{const}$ alırıq ki, bu da, məlum olduğu kimi, izobarik prosesin riyazi ifadəsidir.

3. Adiabatik prosesdə $C = 0$ olduğundan,

$$n = \frac{C - C_P}{C - C_V} = \frac{C_P}{C_V} = \gamma \text{ alınır. Politrop tənliyi } pV^n = \text{const} \text{ olduğundan}$$

$pV^\gamma = \text{const}$ alınır ki, bu da adiabat tənliyidir.

$$4. \text{ İzoxorik prosesdə } C = C_V \text{ olduğundan, } n = \frac{C - C_P}{C - C_V} = \frac{C_V - C_P}{C_V - C_V} = \infty$$

Bunu politrop tənliyində nəzərə almadan əvvəl, politrop tənliyinin hər tərəfindən n -ci tərtib kök alaq:

$$p^{\frac{1}{n}} V = \text{const}.$$

Burada $n = \infty$ olduğunu nəzərə alsaq, $p^{\frac{1}{\infty}} V = \text{const}$ və $V = \text{const}$ alırıq.

*Dünyada heç bir şey əmək, zəhmət qədər insanı nəcibləşdirmir.
Əməksiz insan öz insanlıq ləyaqətini qoruyub saxlaya bilməzdi.*

(L.Tolstoy)

IV FƏSİL

TERMODİNAMİKANIN İKİNCİ VƏ ÜÇÜNCÜ QANUNLARI

4.1. TERMODİNAMİKANIN İKİNCİ QANUNU

Üçüncü fəsildə qeyd etdiyimiz kimi, termodinamikanın birinci qanunu, prosesin getmə istiqaməti haqqında heç bir məlumat verə bilmir. Konkret misalla desək, müxtəlif temperaturlu iki cisim təmasda olduqda, onlar arasındakı istilik enerjisinin (atom və molekulların nizamsız hərəkətinin orta kinetik enerjisinin) hansı istiqamətdə – soyuq cisimdən isti cismə, yaxud tərs istiqamətdə - isti cisimdən soyuq cismə daşınmasını birinci qanun müəyyən edə bilmir. Çünki, birinci qanun, yalnız enerji hesabı ilə məşğuldur: onun vəzifəsi prosesin istiqamətini müəyyən etmək deyil, sistemə verilən enerjinin haralara sərf olunduğunu nəzərə almaqla, ümumi enerji balansının saxlanmasını müəyyənləşdirməkdir. Birinci qanuna görə, istiliyin hansı istiqamətdə daşınmasından asılı olmayaraq, enerji saxlanmalıdır. Proseslərin getmə istiqaməti, aparılan çoxlu sayda təcrübə və müşahidələrdən alınan nəticələrin ümumiləşdirilməsi ilə müəyyənləşdirilmiş yeni bir qanunla – termodinamikanın ikinci qanunu ilə müəyyən olunur.

Termodinamikanın ikinci qanunu S.Karno, V.Tomson və R.Klauziusun adları ilə bağlıdır. 1824-cü ildə 28 yaşlı fransız mühəndisi Sadi Karnonun (1796-1832) açdığı yolu davam etdirən Thomson və Klauzius 19-cu əsrin 50-ci illərində bu gün bizə termodinamikanın ikinci qanunu adı ilə məlum olan bu qanunu müəyyənləşdirmişlər. Tarixi fakt belədir ki, Karnonun işlərindən *(bir az sonra tanış olacağımız istilik maşını)* alınan dərin mənalı nəticələr nə onun özü, nə də müasirləri tərəfindən yetərincə başa düşülmədiyinə görə, onun işlərinin nəticəsi termodinamikanın ikinci qanunu şəklində ifadə oluna bilməmişdir. Bu nəticə, yalnız Karnonun vəfatından xeyli sonra, 1850-ci

ildə İsveç alimi Vilyam Tomson (1824-1907-ci illərdə yaşamış, elmdəki müstəsna əhəmiyyətli xidmətlərinə görə sonralar ona lord Kelvin adı verilmişdir) və alman alimi Rudolf Klauzius (1822-1888) tərəfindən qanun şəklinə salınmışdır. Daha sonralar alman alimi Maks Plank (1858-1947) və dünya elmində söz sahibi olan digər alimlər termodinamikanın ikinci qanununu özlərinə məxsus formada şərh etmişlər. Məna və mahiyyətə eyni olan bu qanunun müxtəlif müəlliflərə məxsus ifadələri aşağıdakılardır:

Klauzius: *İstilik. özbaşına soyuq cisimdən isti cismə keçə bilməz,*

Kelvin: *Yeganə nəticəsi istilik mənbəyinin daxili enerjisinin azalması hesabına iş görmək olan dairəvi dövrə proses mümkün deyildir,*

Plank: *Yeganə nəticəsi, istilik mənbəyinin soyuması hesabına yük qaldıran dövrə işləyən maşın düzəltmək olmaz.*

Klauzius, Plank və Kelvinin ifadələrində adı çəkilən və yaradılması mümkün olmayan maşını birinci növ daimi mühərrikdən (enerji istifadə etmədən işləyən maşın) fərqli olaraq, *ikinci növ daimi mühərrik* adlandırmışlar. Bunu nəzərə alaraq, termodinamikanın ikinci qanununu ümumi şəkildə aşağıdakı kimi şərh etmək olar: *ikinci növ daimi mühərrik mümkün deyildir.*

Termodinamikanın ikinci qanunun müxtəlif alimlər tərəfindən müxtəlif şəkildəki şərhləri ekvivalentdir. Bunu göstərmək çətin məsələ deyildir. Həmin məsələ üzərində dayanmadan termodinamikanın ikinci qanununun təfsilatına nəzər salaq.

Fiziki qanunların şərh formalarının xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, oradakı sözlərdən hər birinin öz yeri və mənası var - onlardan biri atılırsa qanunun mahiyyəti ya itər, ya da təhrif olunar. Bu baxımdan, Kelvin və Plankın ifadələrində işlədilən “yeganə nəticəsi” ifadəsinin dərin fiziki mənasına nəzər salaq. Əvvəla, onu qeyd edək ki, bu ifadəni tərifdən çıxarsaq məna tamamilə itər. Mənanın itməməyi şərti ilə həmin ifadəni mənağa ona ekvivalent olan “ətraf mühitdə heç bir dəyişiklik yaratmadan” ifadəsi ilə də əvəz edə bilərik. Hər iki halda mahiyyət ondan ibarətdir ki, qurulacaq maşının istilik çənindən aldığı enerji hesabına onun periodik işləməsi yalnız bir nəticəyə gətirməlidir - iş görülməlidir. Dediklərimizi daha əyani şəkildə başa düşmək üçün bir misala nəzər salaq. İdeal qazla doldurulmuş və mütəhərrik qapağı olan silindrik qabı istilik çəni üzərinə qoyaq. Çəndən alınan istilik miqdarı hesabına qaz izotermik genişlənərək sürtünməsiz hərəkət edən qapaq üzə-

rinə qoyulmuş cismi müəyyən hündürlüyə qaldırmaqla iş görür. Ətraf mühitdə heç bir dəyişiklik yaradılmadığına görə, bu prosesin yeganə nəticəsi bir mənbədən alınan istilik hesabına iş görmək oldu. Sanki, ikinci növ daimi mühərrik yaratmış olduq. Axı, doğrudan da bu maşın işləyərkən əldə edilən yeganə nəticə bir mənbədən alınan istilik hesabına görülən işdir. Gəlin tez-tələsik nəticə çıxarmağa uymayaq. Unutmamalıyıq ki, söhbətini etdiyimiz maşın dövrü (periodik) işləyən maşın deyildir. Buna etiraz edənlər belə deyə bilərlər: həmin maşını dövrü işlətmənin nə çətinliyi var? Bəli, doğrudan da onu dövrü işlətmənin heç bir çətinliyi yoxdur. Lakin, maşının dövrü işləməsi zamanı alınan nəticəyə ciddi nəzər salmaq lazımdır. Məsələ ondadır ki, maşının dövrü işləyə bilməsi üçün onu hər dəfə ilk vəziyyətə qaytarmaq – genişlənmiş qazı başlanğıc həcmə qədər sıxmaq lazımdır. Bu sıxma prosesi isə, təbiidir ki, kənar qüvvə hesabına icra olunmalıdır. Kənar qüvvənin cəlb olunması isə, ətraf mühitdə dəyişiklik deməkdir.

İndi, başqa bir misala nəzər salaq. Bildiyimiz kimi, məişətdə istifadə olunan soyuducular onun içərisinə qoyulmuş ərzaqı otaq temperaturundan başlayaraq soyudur. Bu o zaman mümkündür ki, ərzaqdan istilik miqdarı alınıb temperaturu daha yüksək olan ətraf mühitə verilsin. İlk baxışda elə görünə bilər ki, istilik özbaşına olaraq soyuq cisimdən isti cismə keçir – termodinamikanın ikinci qanunu üçün Klauziusun verdiyi tərifi ödənmir. Lakin, unutmamalıyıq ki, istiliyin soyuq cisimdən isti cismə keçməsi özbaşına olmur. Bu prosesi reallaşdıran elektrik şəbəkəsinə birləşdirilmiş soyuducunun həmin şəbəkədən aldığı elektrik enerjisidir. Bu enerji ətraf mühitdən (*kənar mənbədən*) alındığına görə, soyuducunun işləməsi nəticəsində təkcə soyuq cisim (*soyuducudakı ərzaq*) soyumaqda davam etmir, həm də ətraf mühitdə dəyişiklik baş verir – oradan enerji alınır. Deməli, bu prosesdə də termodinamikanın ikinci qanunu ilə ziddiyyət təşkil edən heç bir hadisə baş vermir, tərsinə soyuducuda baş verən hadisə - ərzağın soyuması termodinamikanın ikinci qanununa tam uyğun şəkildə baş verir.

Beləliklə, çox sadə misallarla göstərdik ki, ətraf mühitdə heç bir dəyişiklik yaratmadan, yalnız bir mənbədən alınan istilik hesabına periodik işləyərək iş görən maşın düzəltmək mümkün deyildir. Belə maşın düzəltmək mümkün olsaydı, okean suyunda mövcud olan külli miqdarda enerji hesabına işləyən maşınlar qurmaqla enerji və yanacaq problemlərini həmişəlik həll etmiş olardıq.

4.2. KARNO MAŞINI. DAİRƏVİ KARNO PROSESİ

Gündəlik həyat fəaliyyətindən göründüyü kimi, əsas tələbat enerji hesabına iş görməkdən ibarətdir. Bu arzu - istiliyi mexaniki işə çevirə bilən maşın yaratmaq arzusu təbiidir. Bununla əlaqədar qarşıya belə bir sual çıxır: istiliyi işə çevirmək məqsədilə qurulan maşın - istilik maşını necə işləməlidir?

Bu yolda ən əlverişli hal odur ki, iş əldə etmək üçün istifadə olunan istilik miqdarının hamısı işə çevrilsin. Bununla əlaqədar qarşıma ikinci bir sual çıxır: görəsən, alınan istiliyin hamısını işə çevirən istilik maşını düzəltmək mümkündürmü? Əslində, fransız mühəndisi Karnonu düşündürən bu iki sual olmuşdur. O, bu suallara cavab axtararkən müəyyən etmişdir ki, istiliyi işə çevirmək üçün istilik mənbəyi və işçi cisimdən (istiliyi işə çevirməkdə vasitəçi rolunu oynayan maddədən, məsələn ideal qazdan) əlavə temperaturu istilik mənbəyinin temperaturundan kiçik olan başqa bir cisim də lazımdır. Bu cisim *soyuducu* adlandırılmışdır. İstilik mənbəyinin temperaturu soyuducunun temperaturundan böyük olduğuna görə onu *qızdırıcı* adlandırmışlar. Soyuducuya olan prinsipial ehtiyacı entropiya deyilən kəmiyyətlə tanışlıqdan sonra daha aydın görəcəyik.

Karno eyni zamanda göstərmişdir ki, qızdırıcıdan alınan istilik miqdarının hamısını işə çevirə bilən dövrü maşın düzəltmək mümkün deyildir.

Hələlik, məlumat şəklində şərh etdiyimiz bu müddəaların hansı fiziki əsaslara dayandığını Karno prosesini təfsilatı ilə təhlil etdikdə görəcəyik. Elə bu məqsədlə də Karno maşınının iş prinsipi ilə ətraflı tanış olaq.

Karno müəyyən etmişdir ki, istiliyi işə çevirə bilən maşının əsas hissələrindən biri xarici mənbədən aldığı istiliyi işə çevirməkdə vasitəçi olan elastik cisimdir. Bu cismə *işçi maddə* deyilir. İstilik hesabına mexaniki iş əldə etmək üçün işçi maddə periodik olaraq genişlənilib-sıxılmalıdır, başqa sözlə periodik dairəvi proses icra etməlidir. Axı, işçi cismin bir anda deyil, müəyyən müddət ərzində iş görə bilməsi üçün o bir dəfə genişlənərək iş gördükdən sonra yenidən ilk hala gəlməlidir ki, təkrar genişlənərək iş görməni davam etdirsin. Bu o deməkdir ki, iş görmək üçün istilik maşını öz işini periodik davam etdirməlidir. Beləliklə, istilik maşınının işçi maddəsi periodik dairəvi proseslər icra etməklə istiliyi mexaniki işə çevirə bilər.

Karno göstərmişdir ki, səmərəli işləyən belə maşının işçi cisminin icra etdiyi dairəvi proses ixtiyari ola bilməz. Karnoya görə, istilik maşınının hər dövrü dörd prosesdən - 2 izotermik, 2 adia-batik prosesdən ibarət olmalıdır.

Bundan əlavə, Karno maşınının hər dövrü dönmə dairəvi prosesdir. Proseslərin məhz izotermik və adiabatik seçilməsi və hər dövrün 2 izotermik və 2 adiabatik prosesdən ibarət olması təsadüfi deyildir və dərin fiziki mənaya malikdir.

Karno maşını haqqında verdiyimiz məlumatların hansı fiziki əsaslara dayandığını başa düşmək üçün məsələ üzərində bir qədər ətraflı dayanaq.

Qeyd etdiyimiz kimi, Karnonun məqsədi, mənbədən alınan istilik miqdarının hamısını, bu mümkün olmadıqda isə, imkan daxilində çox hissəsini işə çevirən istilik maşını yaratmaq olmuşdur. Görəsən, hansı proseslərdən istifadə olunmalıdır ki, bu şərtlər ödənsin? Suala cavab vermək üçün termodinamik proseslərin xüsusiyyətlərinə nəzər salaq.

Məlum olduğu kimi, yalnız dönmə izotermik¹⁶ genişlənmə prosesi zamanı mənbədən alınan istilik miqdarının hamısı işə çevrilir. Doğrudan da, izotermik proses zamanı $dT=0$ olduğundan,

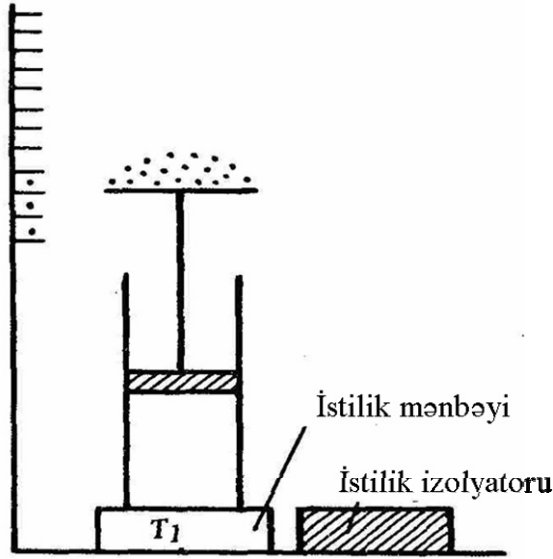
$dQ = C_V dT + dA = dA$ olur. Aldığımız bu nəticə qarşımıza qoyulan sualın uğurlu cavabıdır. Cavabın uğurluluğuna inanmaq üçün bir qədər əvvəl haqqında qısa məlumat verdiyimiz dairəvi prosesin təhlilinə keçək.

Dairəvi proses icra edərkən işçi maddə (genişlənilib-sıxıla bilən istənilən elastik maddə) olaraq ideal qaz götürək. İşçi maddənin ideal qaz götürülməsi məcburi deyildir. İdeal qazdan istifadə etmənin səbəbi, bu qaz üçün hal tənliyinin mövcudluğu və həmin tənliyin çox sadə şəkllə malik olmasıdır. Bu səbəbdən, lazım gələn hesablamaları asanlıqla aparmaq mümkündür.

İşçi maddəni - ideal qazı oturacağı yüksək dərəcədə istilik keçirmə qabiliyyətinə malik olan silindr daxilində yerləşdirək. Yüksək istilikkeçiricilik işçi cismin qızdırıcıdan asanlıqla istilik almasına şərait yaratmaq üçündür. Silindri, onun oxu istiqamətində sürünməsiz hərəkət edə bilən qapaqla qapayaq (şəkil 4.1). Qapağa bərkidilmiş müstəvi lövhə üzərinə eyni ölçülü hissəciklərdən ibarət qum dənələri yığaq. Belə sistemi temperaturu T_1 olan istilik çəni (sonsuz dərəcədə böyük enerjiyə malik istilik mənbəyi) üzərinə qoyaraq, onun temperaturunun çənin temperaturuna bərabərləşməsinədək gözləyək. Bu halda silindrlə istilik çəni arasında termodinamik tarazlıq yaranır. Termodinamik tarazlıq yarandıqdan sonra qum dənələrini bir-bir yandakı rəfə boşaltmaqla qazın izotermik genişlənməsinə nail ola bilərik.

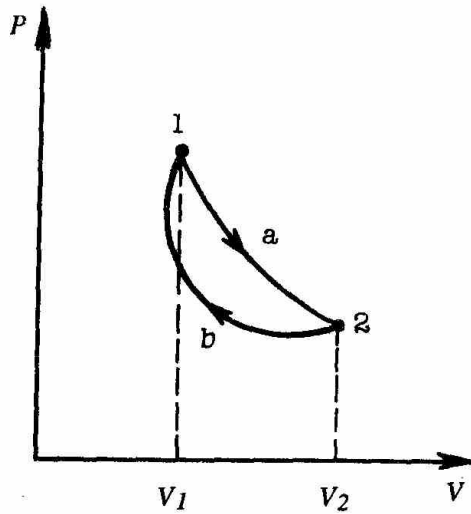
¹⁶ Hər izotermik proses dönmə deyildir. İzotermik dönməyən proseslər də mövcuddur. Məsələn, ideal qazın boşluğa genişlənməsi izotermik prosesdir, lakin dönməyəndir.

Belə genişlənmə zamanı mənbədən alınan istilik miqdarının hamısı işə çevrilir. Qazın V_1 həcmindən V_2 həcmində izotermik genişlənmə prosesi şəkil 4.2-də 1a2 əyrisi ilə təsvir olunmuşdur. Göründüyü kimi, bu proses zamanı mənbədən alınan istilik miqdarını işə çevirmək üçün vasitəçi rolunu oynayan işçi cisim (baxdığımız halda silindrdəki ideal qaz) lazımdır. Deməli, *istilik hesabına iş görmək üçün lazım olan ünsürlərdən biri genişlənmə bilən maddə - işçi maddədir.*



Şəkil 4.1. Dönən proses.

Anı deyil, davamlı olaraq istilik hesabına iş görə bilmək üçün, yəni prosesin dövrü davam etdirilməsi üçün işçi maddə ilk hala gələ bilməlidir, başqa sözlə genişlənməmiş işçi maddə sıxılma yolu ilə ilk hala gətirilə bilməlidir. Beləliklə *işçi maddə elastik olmalıdır* ki, o həm genişlənmə, həm də sıxıla bilsin ki, onun üzərində dairəvi proses icra etmək mümkün olsun. Bundan əlavə, müəyyən etdik ki, *maşının daha səmərəli işləməsi üçün icra olunacaq ilk genişlənmə prosesi izotermik olmalıdır.*



Şəkil 4.2. Dairəvi proses.

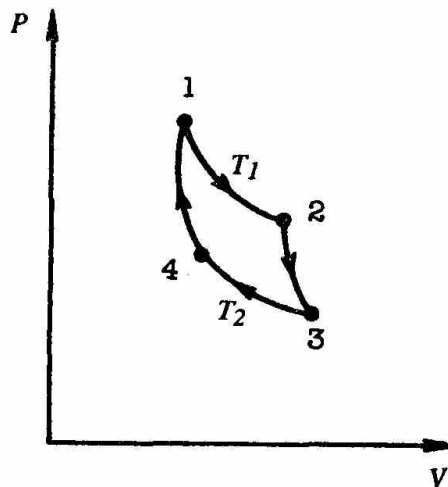
İşçi maddənin xassəsi və genişlənmə prosesinin təbiəti haqqında məntiqi şəkildə əldə etdiyimiz nəticələri əsas götürməklə Karno prosesinin növbəti mərhələlərini nəzərdən keçirək. Bu mərhələ işçi maddənin, baxılan halda ideal qazın ilk hala gətirilməsidir. Şübhə yoxdur ki, qazı eyni izoterm ($2a1$) üzrə ilk hala gətirmənin mənası yoxdur. Çünki, bu halda genişlənmə zamanı əldə edilən işə bərabər iş görmək lazımdır. Belə etsəydik əldə etmək istədiyimiz yekun iş sıfıra bərabər olardı. Yekun işin sıfırdan fərqli və müsbət olması üçün ilk hala qayıtmaq məqsədilə icra ediləcək sıxılma prosesini təsvir edən əyri $1a2$ genişlənmə əyrisindən aşağıda yerləşməlidir, məsələn $2b1$ kimi olmalıdır. Sistemin ilk hala qayıtma yolu, başqa sözlə ilk hala qayıtma zamanı icra ediləcək prosesin təbiəti görülməli faydalı iş üçün böyük əhəmiyyət kəsb edir. Bu səbəbdən, sıxılma prosesinin hansı tələblərə cavab vermə məsələsini müzakirə edək.

Məlum olduğu kimi, istilikkeçirmə prosesində istilik makroskopik işə çevrilmədən bir cisimdən digərinə verilir. Məqsədimiz istilik miqdarını mümkün olduğu qədər itkiyə uğratmadan işə çevirmək olduğundan, dairəvi proses zamanı istilikkeçirmə hadisəsinin reallaşmasına imkan verməməliyik. Başqa sözlə, müxtəlif temperaturlu cisimlər təmasa gətirilməməlidir ki, istilikkeçirmə olmasın. Bu o zaman mümkündür ki, qaz izotermik sıxılsın. Yekun işin müsbət olması üçün sıxılma izotermi genişlənmə izotermindən aşağıda yerləşməlidir, yəni sıxılma izoterminə uyğun gələn temperatur (T_2),

genişlənmə izotermində uyğun gələn temperaturdan (T_1) kiçik olmalıdır: $T_2 < T_1$.

Qeyd olunanları ümumiləşdirməklə aşağıdakı nəticəyə gəlirik: **dövri prosesin əsas ünsürlərindən biri olan işçi maddə elastik, dövri prosesi təşkil edən proseslərdən ikisi izotermik (müxtəlif temperaturlara uyğun) olmalıdır.**

İndi qarşımıza belə bir sual çıxır: dairəvi Karno prosesinin 2 izotermdən başqa qalanları hansı proseslərdir? Bu sualın cavabı ortaya çıxan ikinci bir sualın cavabına istinad etməklə verilə bilər: Karno prosesinin dairəvi olması üçün müxtəlif temperatura uyğun gələn 2 izoterm arasında hər iki tərəfə keçid yaratmaq lazımdır. Görəsən, temperaturu T_1 olan izotermdən temperaturu T_2 olan ($T_2 < T_1$) izotermə və temperaturu T_2 olan izotermdən temperaturu T_1 olan izotermə istilikkeçirməyə imkan vermədən necə keçmək olar? Asanlıqla inanmaq olar ki, tələb olunan şərti ödəmək şərti ilə dövri proses icra edərək sistemin başlanğıc hala qayıtması üçün temperaturu T_1 olan izotermdən temperaturu T_2 olan izotermə və tərsinə keçmək üçün əlavə 2 adiabatik prosesdən istifadə etmək lazımdır. Yalnız, bu yolla qarşıya qoyulan tələblərə cavab verə bilən istilik maşını düzəltmək olar. Karno bu məsələni, məhz adiabatik prosesdən istifadə etmək yolu ilə həll etmişdir. Beləliklə, aparılan məntiqi mülahizələrdən belə nəticəyə gəlirik: **Karnonun dairəvi prosesi 2 izotermik və 2 adiabatik prosesdən ibarətdir** (şəkil 4.3).



Şəkil 4.3. Dairəvi Karno prosesi.

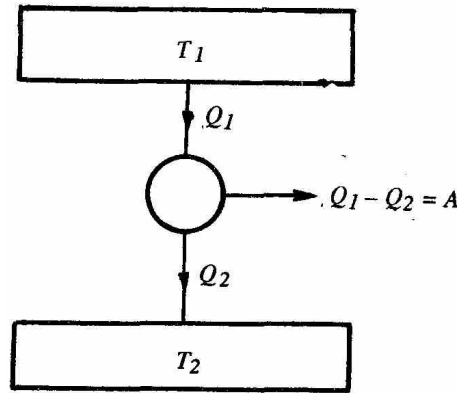
4.3. KARNO PROSESİNİN GEDİŞİ. KARNO MAŞINININ FAYDALI İŞ ƏMSALI

Əvvəlki paragrafdakı qeydləri nəzərə almaqla Karno prosesinin gedişi ilə daha yaxından tanış olaq. İşçi maddə temperaturu T_1 olan qızdırıcıdan Q_1 qədər istilik almaqla 1 (p_1, V_1, T_1) halından izotermik genişlənərək 2 (p_2, V_2, T_1) halına keçir. $1 \Rightarrow 2$ prosesini (şəkil 4.2) icra etmək üçün şəkil 4.1-də göstərilən qurğu temperaturu T_1 olan qızdırıcı üzərinə qoyulur. Proses izotermik olduğundan, qızdırıcıdan alınan istiliyin hamısı işə çevrilir: $A_1 = Q_1$. Əvvəlcə qeyd etdiyimiz kimi, növbəti proses işçi maddə temperaturunu T_1 -dən T_2 -yə salmağa imkan verən proses - adiabatik proses olmalıdır. Çünki, dairəvi proses zamanı istilik itkisinin qarşısını almaq üçün işçi maddə (baxdığımız halda silindr daxilindəki ideal qaz) temperaturu onun temperaturundan fərqli olan cisimlə təmasa gətirilməməlidir. Buna nail olmaq üçün, yəni müxtəlif temperaturlu cisimlərin təmasa gəlməsini önəlmək üçün işçi maddəni istilik izolyatoru (istiliyi keçirməyən) dayaq (şəkil 4.1) üzərinə qoyaraq, onu adiabatik genişləndiririk (şəkil 4.2-də $2 \Rightarrow 3$ prosesi). Bu proses zamanı qaz öz daxili enerjisi hesabına A_2 qədər iş görməklə T_2 temperaturadək soyuyur. Adiabatik genişlənmə nəticəsində soyumuş qazın temperaturunu T_2 ilə ($T_2 < T_1$) işarə edək. İndi işçi maddəni T_2 temperaturuna uyğun gələn izoterm üzrə sıxmaq lazımdır (şəkil 4.2-də $3 \Rightarrow 4$ prosesi). Bu məqsədlə şəkil 4.1-də göstərilən qurğunu temperaturu T_2 olan və gələcəkdə soyuducu adlandırılan cisim üzərinə qoymaqla izotermik sıxma prosesi icra olunur. Deyilənlərdən görünür ki, Karnonun dairəvi prosesinin icrası üçün hökmən temperaturu qızdırıcının temperaturundan aşağı olan və soyuducu olaraq adlandırılan cismə ehtiyac var. Beləliklə, Karno prosesinin icrası üçün lazım olan bütün ünsürləri müəyyənləşdirmiş olduq. Bunlar ***işçi cisim, qızdırıcı və soyuducudur.***

Qazı $3 \Rightarrow 4$ izotermi üzrə sıxmaq üçün (şəkil 4.3) temperaturu T_2 olan cismə - soyuducuya ehtiyac olduğunu qeyd etdik. Bu prosesi icra etmək üçün silindri temperaturu onun temperaturuna bərabər olan soyuducu üzərinə yerləşdirməklə qazı izotermik sıxmaq lazımdır. Nəhayət, prosesin dairəvi olması üçün qaz ilk hala gəlməlidir. Məlum səbəbə görə bu proses zamanı da müxtəlif temperaturlu cisimlər kontakta gətirilməməlidir. Bu məqsədlə silindri istilik izolyatoru üzərində yerləşdirməklə (şəkil 4.1) onu $4 \Rightarrow 1$ adiabatı üzrə sıxaraq sistemi başlanğıc hala - p_1, V_1, T_1 halına gətiririk. Adiabatik sıxma zamanı qaz üzərində xarici qüvvənin gördüyü iş hesabına işçi maddə - ideal qaz T_2 temperaturdan T_1 temperaturadək qızır.

Söylədiklərimizi şəkil 4.4 –dəki sxem vasitəsilə təsvir etmək olar: işçi maddə qızdırıcıdan Q_1 qədər istilik miqdarı alır. Onun Q_2 qədər soyuducuya verilir, $Q_1 - Q_2$ qədər isə faydalı işə çevrilir.

Bir daha qeyd edək ki, dairəvi proses nəticəsində istiliyin işə çevrilməsinə nail olmaq üçün istilik mənbəyi (qızdırıcı) və işçi cisimdən başqa həm də soyuducuya ehtiyac var. İndiyədək dediklərimizdən də göründüyü kimi, soyuducuya verilən Q_2 istilik miqdarı qızdırıcıdan alınan Q_1 istilik miqdarının bir hissəsinin işə çevrilməsi nəminə verilən «bac»dır. İstiliyi işə çevirən maşın «bac» vermədən işləyə bilməz. Bu məlumatlara əsaslanaraq indi Karno maşınının faydalı iş əmsalını təyin edək.



Şəkil 4.4. Karno maşınının işləmə sxemi.

Hesablamaları sadələşdirmək üçün işçi maddə olaraq ideal qaz götürdüyümüzü bir qədər əvvəl qeyd etmişdik. Prinsipial əhəmiyyət kəsb etməyən əlavə kəmiyyətlərdən istifadə etməmək nəminə işçi maddənin ixtiyari miqdarda deyil, 1 mol ideal qazdan ibarət olduğunu qəbul edək. Dönən Karno maşınının dairəvi prosesini təşkil edən 2 izotermik və 2 adiabatik proses zamanı görülən işləri tapmaqla faydalı işi (A) və bundan sonra isə, faydalı iş əmsalını hesablamaq olar:

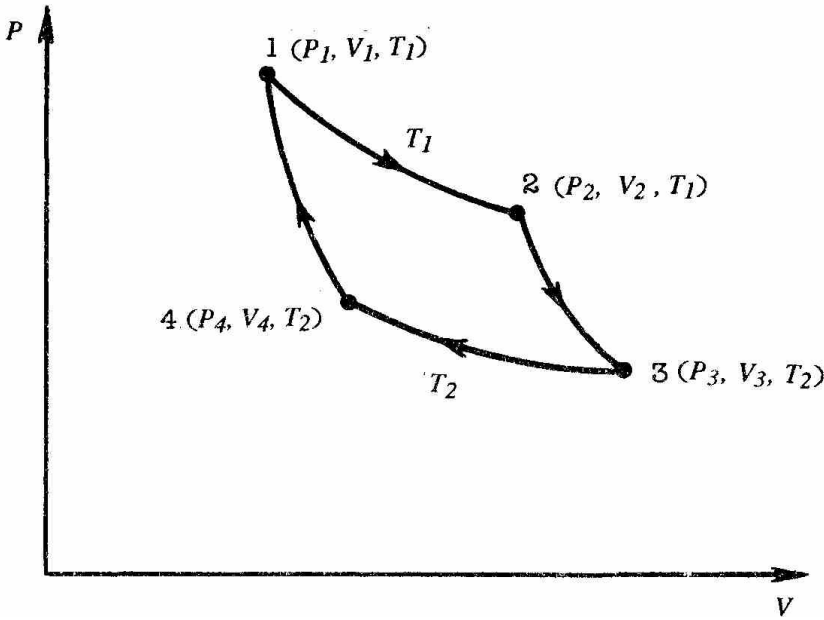
$$\eta = \frac{A}{Q_1} \quad (4.1)$$

Burada Q_1 –bir dövrdə qızdırıcıdan alınan istilik miqdarı, A -isə həmin dövr müddətində görülən faydalı işdir. Zəruri olan bu qısa məlumatdan sonra birbaşa hesablamalara keçək.

1. Bir mol ideal qazı izotermik olaraq $1(P_1, V_1, T_1)$ halından $2(P_2, V_2, T_1)$ halına qədər genişləndirsək, qaz tərəfindən görülən iş

$$A_1 = RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} . \quad (4.2)$$

Şəkil 4.5-dəki V_1, T_1 və V_2, T_1 , uyğun olaraq qazın ilk və son hallarını xarakterizə edən həcm və temperaturdur.



Şəkil 4.5. Dönən Karno prosesi

İzotermik genişlənmə zamanı qızdırıcıdan alınan istilik miqdarının hamısı işə çevrildiyindən,

$$A_1 = Q_1 = RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} . \quad (4.3)$$

2. Bir mol ideal qaz adiabatik olaraq $2(P_2, V_2, T_1)$ halından $3(P_3, V_3, T_2)$ halınadək genişlənərkən iş daxili enerjinin azalması hesabına görüldüyündən, onun temperaturu T_1 -dən T_2 -yə qədər azalır. Bu proses zamanı görülən iş

$$A_2 = C_V (T_1 - T_2) . \quad (4.4)$$

3. Bir mol ideal qaz xarici qüvvənin təsiri nəticəsində izotermik olaraq sıxılma nəticəsində $3(P_3, V_3, T_2)$ halından $4(P_4, V_4, T_2)$ halına keçir. Bu proses zamanı qaz üzərində görülən iş

$$A_3 = RT_2 \ln \frac{V_4}{V_3} = - RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4} . \quad (4.5)$$

Qazın izotermik sıxılması zamanı xarici qüvvənin gördüyü iş bütövlüklə istiliyə çevrilir. Bu istilik miqdarı

$$Q_2 = RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4} . \quad (4.6)$$

4. Bir mol qaz adiabatik olaraq sıxılmaqla $4(P_4, V_4, T_2)$ halından $1(P_1, V_1, T_1)$ halına gətirilir. Adiabatik sıxma zamanı görülən iş, məlum olduğu kimi:

$$A_4 = C_V(T_2 - T_1) = -C_V(T_1 - T_2). \quad (4.7)$$

Bu proses zamanı xarici qüvvənin qaz üzərində gördüyü iş nəticəsində onun temperaturu T_2 -dən T_1 -ə qədər artır.

Beləliklə bir tam dövr ərzində görülən yekun iş:

$$\begin{aligned} A &= A_1 + A_2 + A_3 + A_4 = RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} + C_V(T_1 - T_2) - \\ &- RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4} - C_V(T_1 - T_2) = RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4} \\ \text{və } A &= RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4} . \end{aligned} \quad (4.8)$$

Asanlıqla göstərmək olar ki, $\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4}$. Doğrudan da, $2 \Rightarrow 3$ və $4 \Rightarrow 1$ prosesləri adiabatik olduğundan, $T_1 V_2^{\gamma-1} = T_2 V_3^{\gamma-1}$, $T_2 V_4^{\gamma-1} = T_1 V_1^{\gamma-1}$ və buradan $(\frac{V_3}{V_2})^{\gamma-1} = \frac{T_1}{T_2}$, $(\frac{V_4}{V_1})^{\gamma-1} = \frac{T_1}{T_2}$. Buradan göründüyü kimi, $\frac{V_3}{V_2} = \frac{V_4}{V_1}$ və $\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4}$. Bu bərabərliyi (4.8)-də nəzərə alsaq,

$$A = Q_1 - Q_2 = R(T_1 - T_2) \ln \frac{V_2}{V_1} . \quad (4.9)$$

$T_1 > T_2$ və $V_2 > V_1$ olduğundan, bir tam dövr müddətində görülən iş $A = Q_1 - Q_2 > 0$ olur. Deməli, hər dövr müddətində qızdırıcıdan alınan Q_1 istilik miqdarının Q_2 qədəri soyuducuya verilir, qalan $Q_1 - Q_2$ qədəri isə faydalı işə çevrilir.

(4.1), (4.3) və (4.9)-a əsasən,

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{R(T_1 - T_2)}{RT_1 \ln(V_2/V_1)} \ln \frac{V_2}{V_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

Beləliklə, işçi maddəsi ideal qaz olan dönmə¹⁷ maşının faydalı iş əmsalı (f.i.ə.)

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (4.10)$$

Aldığımız (4.10) ifadəsindən göründüyü kimi, $T_1 > T_2$ olduğundan, faydalı iş əmsalını böyütmək üçün $T_1 - T_2$ temperaturlar fərqi böyütmək, yəni qızdırıcının temperaturunu yüksəltmək, soyuducunun temperaturunu isə aşağıaltmaq lazımdır.

Buxar maşınlarında işçi maddə olaraq su buxarından istifadə olunur. Bunun əsas səbəbi suyun asan əldə edilməsi, onun ucuzluğu və praktikliyidir. Buxar maşınlarında soyuducu rolunu ətraf mühit oynadığından, faydalı iş əmsalını böyütmənin yeganə yolu su buxarının temperaturunu mümkün qədər yüksəltməkdir. Buna isə, məlum olduğu kimi, buxarın təzyiqini artırmaqla, başqa sözlə yüksək təzyiq altında olan buxardan istifadə etməklə nail olmaq mümkündür. Buxarın praktik əldə edilən temperaturu $T_1 = 150^\circ\text{S} = 423 \text{ K}$ həddindədir. Ətraf mühitin temperaturunun orta hesabla $T_2 = 30^\circ\text{S} = 293 \text{ K}$ qəbul olunarsa,

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 130/423 \approx 0,3 \Rightarrow 30\%$$

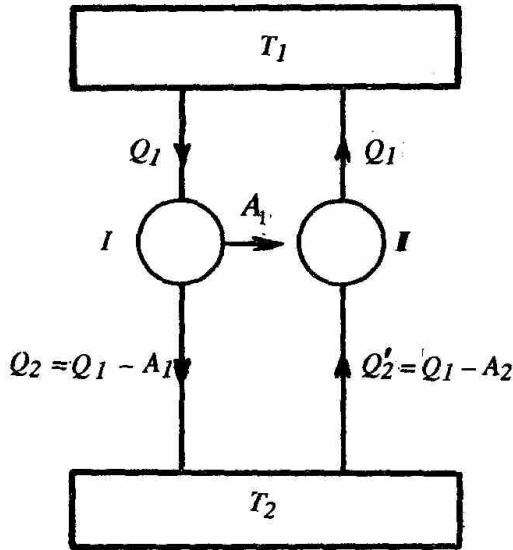
Əslində, buxar maşınının faydalı iş əmsalı bu qiymətdən kiçikdir. Buna səbəb, buxar maşınında icra olunan dairəvi prosesin Karno prosesindəki kimi dönmə olmamağıdır. Bu səbəbdən, qızdırıcıdan alınan Q_1 istilik miqda-

¹⁷ Karnonun dairəvi prosesində işçi maddənin genişlənmə və sıxılma prosesləri dönmə olduğundan, həmçinin müxtəlif temperaturlu cisimlər təmasda olmadığından, Karnonun dövrü prosesi bütövlükdə dönmədir.

rının nisbətən az hissəsi işə çevrilir. Digər tərəfdən, buxarı paylayan mexanizm və qazana su dolduran sorma nasosu da əlavə «faydasız» iş görmək məcburiyyətindədir. Nəhayət, bütün işlək mexanizmlərində sürtünmə mövcud olduğuna görə enerjinin bir hissəsi də bu səbəbdən itir. Bunların hamısı faydalı iş əmsalının digər səbəblər üzündən azalmasına səbəb olur.

4. 4. KARNONUN BİRİNCİ TEOREMİ

(4.10) ifadəsi yalnız dönən maşınlarla aid olduğundan və dönməyən maşınlarda əlavə istilik itkiləri mövcud olduğundan, belə nəticəyə gəlmək olar: *qızdırıcı və soyuducularının temperaturları, uyğun olaraq, eyni olan dönməyən maşının faydalı iş əmsalı dönən maşının (Karno maşınının) faydalı iş əmsalından böyük ola bilməz*. Ümumi mülahizələr əsasında irəli sürülmüş bu müddəə Karnonun birinci teoremi adlanır. Bu teoremin isbatı ilə məşğul olaq.



Şəkil 4.6. Qoşa işləyən istilik maşınları

Eyni qızdırıcı və soyuducu ilə işləyən iki istilik maşını (şək.4.6) nəzərdən keçirək. Bunlardan biri, məsələn birincisi dönməyən, ikincisi isə dönən olsun. Bu maşınları bir-biri ilə elə əlaqələndirək ki, onlardan biri (məsələn, birinci maşın) düzünə işləyərək ikincini tərsinə, yəni soyuducu olaraq işlətsin. Birinci maşın qızdırıcıdan Q_1 qədər istilik almaqla onun A_1 qədərini

ikinci maşını tərsinə işlətməyə sərf edərək işə çevirsin, $Q_2 = Q_1 - A_1$ qədərini isə soyuducuya versin. İkinci maşın, birincidən aldığı A_1 işi hesabına soyuducudan elə miqdarda (Q_2) istilik alsın ki, nəticədə qızdırıcıya verəcəyi istilik miqdarı Q_1 , yəni düzünə işləyən maşının qızdırıcıdan aldığı istilik miqdarı qədər olsun ki (şəkil 4.6), qızdırıcıda heç bir dəyişiklik baş verməsin. Bu məqsəd üçün tələb olunan iş A_2 ilə işarə etsək, tərsinə işləyən maşının soyuducudan aldığı istilik miqdarının $Q_2' = Q_1 - A_2$ olduğunu deyə bilərik. Burada qarşıya bir təbii sual çıxır: düzünə işləyən maşının bir dövrü müddətində alınan A_1 işi, soyuducu kimi işləyən ikinci maşının bir dövründə qızdırıcıya Q_1 qədər istilik miqdarı verməsinə yetməzsə, dediklərimizin axırı necə olar? Əlbəttə, belə olduğu halda da qorxulu heç nə yoxdur. Çünki, vacib deyil ki, hər iki maşının işləmə sürətləri, başqa sözlə maşınların bir dövrə sərf etdikləri zaman müddətləri bərabər olsun. Əgər, sualda qoyulduğu kimi, bir dövrdə verilən A_1 işi qarşıya qoyulan məqsəd üçün kifayət etməzsə, birinci maşının vahid zamandakı dövrləri sayını ikinciye nəzərən müvafiq qədər böyütmək lazımdır. Beləliklə, qoşa işləyən dönmən və dönməyən maşınların birgə işləmə prinsipini izah etmiş olduq.

İndi birbaşa teoremin isbatı ilə məşğul ola bilərik. Bu məqsədlə, teoremin tələbinin əksini fərz edək - dönməyən maşının faydalı iş əmsalının dönməyənindən (Karno maşınının faydalı iş əmsalından) böyük olduğunu ($\eta_1 > \eta_2$) qəbul edək. Faydalı iş əmsallarının ifadələrindən istifadə etməklə, bu bərabərsizliyi təhlil edək:

$$\eta_1 = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{A_1}{Q_1}, \eta_2 = \frac{Q_1 - Q_2'}{Q_1} = \frac{A_2}{Q_1} \Rightarrow \frac{A_1}{Q_1} > \frac{A_2}{Q_1} \Rightarrow A_1 > A_2.$$

İndi, qəbul etdiyimiz fərziyyə əsasında icra olunan əməliyyatları və əldə edilən nəticələri təhlil edək.

1. Dönməyən istilik maşını qızdırıcıdan Q_1 qədər istilik miqdarı alaraq düzünə işləmişdir,
2. Dönmən maşın tərs istiqamətdə, yəni soyuducu kimi işləyərək nəticədə qızdırıcıya Q_1 qədər istilik miqdarı vermişdir,
3. Proses başa çatdıqdan sonra, hər iki maşının işçi maddələri öz ilk hallarına qayıtdılar, yəni prosesin sonunda onlarda heç bir dəyişiklik olmamışdır,
4. Dönməyən maşın soyuducuya $Q_2 = Q_1 - A_1$ qədər istilik vermişdir,

5. Dönən maşın soyuducudan $Q_2^I = Q_1 - A_2$ qədər istilik almışdır,
6. $\eta_1 > \eta_2$ və bu səbəbdən də, $A_1 > A_2$ olduğundan, qoşa maşınların birgə işləməsi nəticəsində soyuducudan $A_1 - A_2$ miqdarda işə ekvivalent istilik alınmışdır.

Bu müzakirələrdən göründüyü kimi, bir-biri ilə əlaqəli (biri istilik maşını, digəri isə soyuducu kimi) işləyən iki maşından ibarət sistem - maşın dövrü işləyərək yalnız soyuducudan aldığı istiliyi işə çevirir. Bu isə, bildiyimiz kimi, termodinamikanın ikinci qanununa ziddir. Deməli, $\eta_1 > \eta_2$ fərziyyəsi həqiqətə uyğun deyildir. Məqsədimiz də, məhz bunu - müvafiq olaraq, qızdırıcıları və soyuducuları eyni olan dönməyən maşının faydalı iş əmsalının dönən maşının faydalı iş əmsalından böyük ola bilmədiyini isbat etmək idi.

4.5. KARNONUN İKİNCİ TEOREMİ

Karno maşınının faydalı iş əmsalını müəyyən edən (4.10) ifadəsindən göründüyü kimi, faydalı iş əmsalı yalnız qızdırıcı və soyuducunun temperaturlarından asılıdır. İşçi maddə ideal qaz götürüldükdə, (4.10) düsturuna işçi maddəni xarakterizə edən heç bir kəmiyyətin daxil olmadığını da gördük. Karno bu mülahizələri ümumiləşdirərək teorem şəklində belə ifadə etmişdir: ***ideal maşının faydalı iş əmsalı, maşının quruluşundan və işçi maddənin növündən asılı olmayaraq, yalnız qızdırıcı və soyuducunun temperaturlarından asılıdır.*** Bu ifadə Karnonun ikinci teoremi adlanır.

Teoremi isbat etmək üçün əlaqəli şəkildə birgə işləyən iki dönən maşından ibarət sistemi nəzərdən keçirək. Maşınların işçi maddələrinin müxtəlif olduğunu fərz edək. Maşınlardan birini düzünə, yəni istilik maşını kimi, digərini isə tərsinə, yəni soyuducu kimi işlədək. Maşınların hər ikisi dönən olduğundan, onlardan hansının düzünə, hansının isə tərsinə işləməsinin əhəmiyyəti yoxdur. Konkretlik naminə birinci maşının düzünə, ikinci maşının isə tərsinə işlədiyini və maşınların işçi maddələrinin müxtəlif olduğunu qəbul edək. Maşınları elə işlədək ki, düzünə işləyən maşının qızdırıcıdan aldığı istilik miqdarı, tərsinə işləyən maşının qızdırıcıya verdiyi istilik miqdarına bərabər olsun. Bu o deməkdir ki, bir sistem kimi qəbul etdiyimiz iki dönən maşından ibarət mürəkkəb maşın sistemi işləyərkən onun qızdırıcısında heç bir dəyişiklik baş vermir. Qeyd olunanları nəzərə almaqla, biri digərinin tərsi istiqamətində işləyən 2 dönən maşından ibarət sistemin işləmə mərhələlərini təhlil edək.

1. Düzünə, yəni istilik maşını kimi işləyən birinci maşın qızdırıcıdan aldığı Q_1 istilik miqdarının Q_2 qədərini soyuducuya verir, qalan $Q_1 - Q_2$ qədərini isə sərf edərək A_1 qədər iş görür.
2. Tərs istiqamətdə, yəni soyuducu kimi işləyən ikinci dönən maşın birincidən aldığı A_1 işini də istifadə etməklə, soyuducudan Q_2' qədər istilik alaraq, qızdırıcıya Q_1 qədər istilik miqdarı verir.
3. Maşınların işçi maddələri müxtəlifdir.

Teoremi isbat etmək üçün hər iki maşının dönən olmasına baxmayaraq, onların faydalı iş əmsallarının müxtəlif olmasını, konkretlik üçün, $\eta_1 > \eta_2$ olduğunu fərz edək. Maşınların faydalı iş əmsallarının fərqli olmasını işçi maddələrinin müxtəlifliyi ilə əlaqələndirəcəyik. Faydalı iş əmsalının düsturuna nəzər salmaqla, onların müxtəlifliyinin səbəbini araşdıraraq. $\eta_1 = \frac{A_1}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$

və $\eta_2 = \frac{Q_1 - Q_2'}{Q_1}$ olduğundan $\eta_1 > \eta_2$ şərti $Q_1 - Q_2 > Q_1 - Q_2'$ nəticəsinə

gətirir. Son bərabərsizlikdən görüldüyü kimi, $Q_2' > Q_2$. Deməli, iki maşının əlaqəli şəkildə qoşa işləməsi nəticəsində belə sistemin hər dövrü zamanı qızdırıcıda heç bir dəyişiklik baş vermədən soyuducudan alınan $Q_2' - Q_2$ istilik miqdarı işə çevrilir. Bu o deməkdir ki, belə sistem ikinci növ daimi mühərrikdir. Termodinamikanın ikinci qanunundan məlum olduğu kimi, bu mümkün deyildir. Deməli, işçi maddələrinin müxtəlif olmasına baxmayaraq, $\eta_1 > \eta_2$ mümkün deyildir. Oxuyucu deyə bilər ki, $\eta_1 > \eta_2$ bərabərsizliyinin mümkün olmamağı hələ işin sonu deyildir, bəlkə, $\eta_1 < \eta_2$ halı mümkündür?

Son halın mümkün olub-olmadığını isbat etmək üçün $\eta_1 < \eta_2$ olduğunu fərz edək. Hər iki maşın dönən olduğundan, indi də ikinci maşını düzünə, birincini isə tərsinə işlədək. Maşınları elə işlədək ki, tərsinə işləyən birinci maşının qızdırıcıya verdiyi istilik miqdarı, düzünə işləyən ikinci maşın qızdırıcıdan aldığı istilik miqdarına (Q_1) bərabər olsun. Bu şərt ödəndikdə, maşınların işləməsi nəticəsində qızdırıcıda heç bir dəyişiklik baş vermir. Qeyd olunanları nəzərə alaraq maşınların işləmə mərhələlərini təhlil edək:

1. İkinci maşın düzünə, yəni istilik maşını kimi işlədikdə qızdırıcıdan Q_1 qədər istilik alaraq, onun Q_2' qədərini soyuducuya verir, qalan $Q_1 - Q_2'$ hissəsini isə işə çevirir.

2. İkinci maşın, birinci maşının verdiyi $Q_1 - Q_2'$ istilik miqdarını da sərf etməklə tərsinə işləyərək soyuducudan Q_2 qədər istilik alır və qızdırıcıya Q_1 qədər istilik verir. $\eta_1 < \eta_2$ qəbul etdiyimizdən, $Q_1 - Q_2' > Q_1 - Q_2$ və deməli, $Q_2 > Q_2'$ olur. Beləliklə, aldığımız nəticədən göründüyü kimi, iki maşından ibarət sistem dövrü işləməklə ətrafda heç bir dəyişiklik yaratmadan yalnız bir mənbədən aldığı istilik hesabına iş görür. Bu nəticə də termodinamikanın ikinci qanununa zidd olduğundan mümkün deyildir, yəni $\eta_1 < \eta_2$ ola bilməz.

$\eta_1 < \eta_2$ və $\eta_1 > \eta_2$ hallarından heç birinin mümkün olmamağı göstərir ki, yeganə mümkün olan variant $\eta_1 = \eta_2$ -dir, başqa sözlə faydalı iş əmsalı işçi maddənin növündən asılı deyildir. Bununla da teoremin qarşıya qoyduğu məsələlərdən birini həll etmiş olduq.

İndi isə ikinci məsələni həll edək: işçi maddəsi istənilən elastik cisim olan döənən maşının faydalı iş əmsalının yalnız qızdırıcı və soyuducunun temperaturlarından asılı olduğunu isbat edək. Bu məqsədlə indiyədək təhlil etdiyimiz qoşa işləyən döənən maşınlardan ibarət olan sistemdən istifadə edək. Fərz edək ki, bu maşınlardan birinin, məsələn ikincinin işçi maddəsi ideal qaz deyil, istənilən elastik cisimdir. Birinci döənən maşının işçi maddəsi ideal qaz olduğundan, onun faydalı iş əmsalı $\eta_1 = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$. Digər

tərəfdən, teoremin birinci hissəsini isbat edərkən $\eta_1 = \eta_2$ olduğunu gördük.

Deməli, ikinci maşının faydalı iş əmsalı $\eta_2 = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$ olmalıdır. Bu isə o de-

məkdir ki, işçi maddəsi ideal qaz deyil, istənilən elastik cisim olan döənən maşının faydalı iş əmsalı yalnız qızdırıcı və soyuducunun temperaturlarından asılıdır. Bizə də bunu isbat etmək lazım idi.

4.6. GƏTİRİLMİŞ İSTİLİK. KLAUZİUS BƏRABƏRSİZLİYİ

İndiyədək qeyd etdiklərimizdən göründüyü kimi, istənilən (dönən, yaxud dönməyən) istilik maşınının faydalı iş əmsalı

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \quad (4.11)$$

düsturu ilə müəyyən olunur. Dönən maşınlar üçün (4.1) ifadəsi (4.10) ifadəsinə çevrilir. Eyni temperaturlu qızdırıcı və soyuducu ilə işləyən dönməyən maşının faydalı iş əmsalı müvafiq dönən maşınınkindən kiçik olduğuna görə, dönən maşın üçün $\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$, dönməyən maşın üçün isə

$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} < \frac{T_1 - T_2}{T_1}$. Bu iki ifadəni nəzərə almaqla, onları hər iki maşın üçün ümumi şəkildə yazı bilərik:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (4.12)$$

Burada bərabərlik işarəsi dönən, bərabərsizlik işarəsi isə dönməyən dövrü prosesə aiddir. (4.12) ifadəsinə daxil olan istilik miqdarlarının işarələri, istilik miqdarı anlayışı daxil edilərkən qəbul olunan şərtlə müəyyən olunur. Həmin şərtə görə, sistemin aldığı istilik miqdarı (bizim halda Q_1) müsbət, verdiyi istilik miqdarı (bizim halda Q_2) isə mənfidir. Bunu nəzərə alsaq, Q_2 istilik miqdarının mənfi işarəsini özünə daxil etməklə (4.12)-də $-Q_2$ əvəzinə Q_2 yazaraq həmin istilik miqdarının sistem, yəni işçi maddə tərəfinə verildiyini təsəvvür etməklə kifayətlənmək olar. Onda, $\frac{Q_1 + Q_2}{Q_1} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1}$

və buradan $1 + \frac{Q_2}{Q_1} \leq 1 - \frac{T_2}{T_1}$. Aldığımız bu ifadədə qruplaşdırma aparsaq,

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \leq 0 \quad (4.13)$$

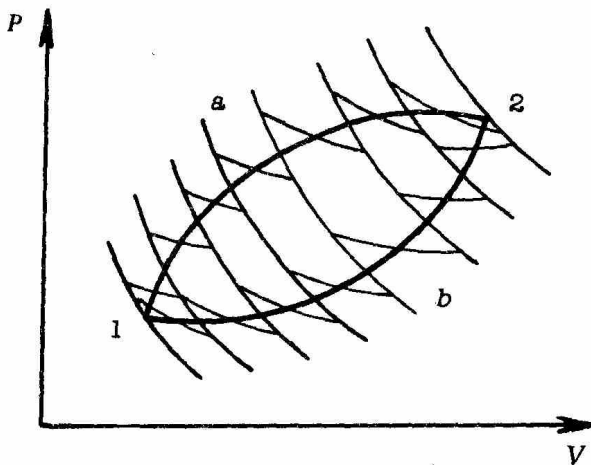
olduğunu görürük. (4.13) ifadəsinin sol tərəfindəki toplanan hədlər, uyğun olaraq qızdırıcının verdiyi istilik miqdarının onun temperaturuna və soyudu-

cunun aldığı istilik miqdarının onun temperaturuna olan nisbətləridir. Bu nisbətlər, ***gətirilmiş istilik miqdarı*** adlanır. Qeyd olunanları nəzərə alaraq, (4.13) ifadəsinin bərabərlik və bərabərsizlik işarələrinə uyğun gələn şəklini sözlərlə belə ifadə edə bilərik:

- a) ***Dönən dairəvi proses zamanı gətirilmiş istilik miqdarlarının cəmi sıfırdır.***
- b). ***Dönməyən dairəvi proses zamanı gətirilmiş istilik miqdarlarının cəmi sıfırdan kiçikdir.***

Hər proses çoxlu sayda dairəvi proseslərin cəmi şəklində ifadə oluna bilər. Buna inanmaq üçün şəkil 4.7-də təsvir olunan hər hansı dairəvi prosesə nəzər salaq. Dairəvi prosesi p, V koordinat sistemində təsvir edən qapalı əyrini bir-birinə yaxın çox sayda adiabatlarla bərabər hissələrə ayıraraq (şəkil.4.7). Daha sonra, hər qonşu adiabatlar arasında qalan parçaların tən ortasından keçən izotermələr çəkək. Aparılan bu əməliyyatlar nəticəsində dönmən dairəvi prosesi, ona ekvivalent olan çoxsaylı elementar dönmən dairəvi proseslərin cəmi kimi ifadə etmiş oluruq. Təbii ki, burada hər elementar dairəvi prosesdə qızdırıcı və soyuducunun özlərinə məxsus temperaturları və aldığı, yaxud verdiyi istilik miqdarları var. Bu qeydləri nəzərə alsaq, (4.13) ifadəsini aşağıdakı şəkildə yazı bilərik:

$$\sum_i \frac{Q_i}{T_i} \leq 0 \quad (4.14)$$



Şəkil 4.7. Dairəvi prosesin elementar dairəvi proseslərə bölünməsi

Şəkil 4.7-dəki adiabatları bir-birinə sonsuz yaxın çəksək, (4.14)-dəki cəm işarəsi integral işarəsinə çevrilir:

$$\oint \frac{dQ}{T} \leq 0. \quad (4.15)$$

Buradakı dQ ard-arda gələn elementar dairəvi proseslərdə qızdırıcıdan alınan və soyuducuya verilən elementar istilik miqdarlarıdır.

(4.15) ifadəsi **Klauzius bərabərsizliyi** adlanır. Bu bərabərsizliyin prinsiplə əhəmiyyət kəsb edən dərin fiziki mənası var. Bir qədər sonra görəcəyik ki, Klauzius bərabərsizliyi termodinamikaya yeni bir əhəmiyyətli termodinamik kəmiyyət daxil edir. Zahirən quru görünən (4.15) bərabərsizliyi termodinamikanın ikinci qanununun lakonik şəkildə verilmiş riyazi ifadəsidir.

4.7. ENTROPİYA

(4.15) ifadəsini şəkil 4.7-də göstərilən dönmə dairəvi prosesə (1ab2) tətbiq etməklə araşdıraq. Proses dönmə olduğuna görə, (4.15)-də bərabərlik işarəsindən istifadə olunur:

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0. \quad (4.15 \text{ a})$$

Dairəvi proses üçün yazılmış bu ifadəni aşağıdakı şəkildə yazı bilərik:

$$\int_{1a}^2 \frac{dQ}{T} + \int_{2b}^1 \frac{dQ}{T} = 0. \quad (4.15 \text{ b})$$

Dairəvi proses dönmə olduğuna görə, 2b1 üzrə gedən prosesi 1b2 üzrə gedən proseslə (işarə əks olmaq şərtilə) əvəz edə bilərik:

$$\int_{2b}^1 \frac{dQ}{T} = - \int_{1b}^2 \frac{dQ}{T}.$$

Bu ifadəni (4.15 a)-da nəzərə alsaq,

$$\int_{1a}^2 \frac{dQ}{T} = \int_{1b}^2 \frac{dQ}{T}. \quad (4.15c)$$

(4.15c)-dən göründüyü kimi, $\frac{dQ}{T}$ ifadəsi yolun formasından asılı deyildir,

başqa sözlə $\frac{dQ}{T}$ tam diferensialdır. Bunu dS -lə işarə etsək,

$$dS = \frac{dQ}{T} \quad (4.16)$$

alırıq. Belə daxil edilmiş S kəmiyyəti, termodinamikanın yaradıcılarından biri olan Klauzius tərəfindən **entropiya** (“entropyia” yunan sözü olub «çevirmək» deməkdir) adlandırılmışdır.

Ümumi halda tam diferensial olmayan dQ -nü $\frac{1}{T}$ -yə vurmaqla tam diferensial olan dS alındığından $\frac{1}{T}$ -yə inteqrallayıcı vuruq deyilir. (4.16) ifadəsini (4.15 b) -də nəzərə alsaq $\int_1^2 dS = \int_1^2 \frac{dQ}{T} \Rightarrow S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dQ}{T}$. Beləliklə,

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dQ}{T} \quad (4.17)$$

alırıq. (4.17)-dən göründüyü kimi, entropiyanın mütləq qiymətini deyil, yalnız onun dəyişməsinə təyin edə bilirik («Mexanika» bəhsindən¹⁸ potensial enerjinin də bu xüsusiyyətə malik olduğu məlumdur). Belə olduğu halda, entropiyanın hansı qiymətinin sıfır qəbul olunmasının əhəmiyyəti yoxdur. Bununla bərabər, bir qədər sonra görəcəyimiz kimi, entropiyanın sıfır qiyməti, onun mütləq sıfır temperaturdakı qiyməti (kondensləşmiş sistem üçün) qəbul olunmuşdur. Belə şərtləşmənin fiziki mənası var.

(4.15 a) ifadəsi, entropiyanın fundamental fiziki kəmiyyət olduğunu göstərir. Dairəvi döən prosesdə entropiyanın dəyişməsi sıfır olduğundan, döən prosesdə sistemin bir haldan digər hala keçməsi yolun formasından asılı deyildir. Entropiyanın bu xassəsi, onun hal funksiyası olduğunun göstəricisidir.

4.8. ENTROPİYANIN HESABLANMASI

Entropiyanı hesablamaq üçün, onun təcrübədə təyin oluna bilən kəmiyyətlərlə, məsələn təzyiq, temperatur, həcm və sairləri ilə əlaqəsini müəyyən

¹⁸ N.M.Qocayev. Ümumi fizika kursu, 1-ci cild, Bakı-2007.

etmək lazımdır. Sistemin halını xarakterizə edən p, V, T kəmiyyətlərindən hər birinin digər ikisi vasitəsilə ifadə oluna bildiyi məlumdur. Onda, hal funksiyası olan entropiya da bu 3 kəmiyyətdən, yalnız ikisi vasitəsilə ifadə oluna bilər. Həmin kəmiyyətlərdən hansı ikisinin seçilməsi qarşıya qoyulan məsələdən asılıdır.

Hələlik, bəzi sadə hallar üçün entropiyanı hesablayaq. Bunun üçün əvvəlcə entropiyanın hesablandığı düsturu müəyyənləşdirək.

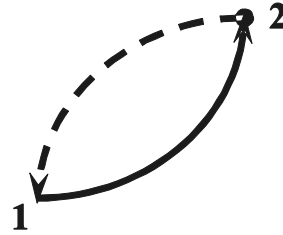
Dönməyən proseslərdə sistemin bir haldan digər hala keçməsi zamanı entropiyanı birbaşa hesablamaq mümkün deyildir. Bunun səbəbi, entropiyanın hesablanması üçün əsas düstur olan (4.17) ifadəsinin, yalnız dönən proseslərə aid olmasıdır. Qarşıya çıxan bu çətinlikdən yaxa qurtarmaq üçün entropiyanın hal funksiyası olduğunu yada salmaq kifayətdir. Qeyd olunan bu xüsusiyyəti nəzərə alıqda, belə nəticəyə gəlirik: ***sistemin bir haldan digər hala keçməsi zamanı entropiyanın dəyişməsi prosesin dönən, yaxud dönməyən olmasından asılı deyildir.*** İlk və son hallar eyni olduqda, hər iki proses zamanı entropiyanın dəyişməsi eyni olur. Deməli, dönməyən proses zamanı entropiyanın dəyişməsini tapmaq üçün, sistemi ilk haldan son hala keçirə biləcək istənilən dönən proses icra etmək lazımdır. Belə olduqda, (4.17) düsturundan istifadə etməklə entropiyanı hesablamaq olar. Dönən proses üçün alınan bu qiymət təhlil etdiyimiz dönməyən proses zamanı entropiyanın dəyişməsinə bərabər olacaqdır. Dediklərimizə əsaslanaraq qapalı və açıq sistemlərdə baş verən müxtəlif proseslər zamanı entropiyanın dəyişməsini hesablamaq olar. Entropiyanın hesablanması ilə əlaqədar A. Zommerfeldin dediklərini yada salmaq yerinə düşərdi: “Hər termodinamik sistemin entropiya adlanan hal funksiyası var. Entropiya belə hesablanır. Sistem ixtiyari seçilmiş başlanğıc haldan, bir-birinin ardınca gələn tarazlıqlı hallardan keçməklə, müvafiq son hala gətirilir. Belə ardıcıl tarazlıqlı proseslərin hər birində sistemə verilən dQ istilik miqdarı uyğun mütləq temperatura (T) bölündükdən sonra alınan bütün nəticələri ($\frac{dQ_i}{T_i}$ -ləri) toplamaq la-

zımdır (*termodinamikanın ikinci qanununun birinci hissəsi*). Real proseslərdə (dönməyən proseslərdə - N.Qocayev) izolə olunmuş sistemin entropiyası artır (*Termodinamikanın ikinci qanununun ikinci hissəsi*)”.

1. Qapalı sistemlərdə baş verən proseslərdə entropiyanın dəyişməsi. Qapalı sistemlərdə baş verən proseslər dönən, yaxud dönməyən ola bilər.

Proses dönən olduqda, entropiya $dS = \frac{dQ}{T}$ düsturu ilə təyin olunur. Sistem qapalıdırsa, onun xariclə istilik mübadiləsi mümkün deyildir, yəni $dQ = 0$. Onda $dS = 0$ və $S = \text{const.}$ olur. Deməli, **qapalı sistem daxilində baş verən dönən proses zamanı entropiya sabit qalır.**

Qapalı sistemdə baş verən proseslər dönməyən olduqda, entropiyanın dəyişməsinə dolayı yolla tapmaq lazımdır. Bu məqsədlə, sistemi müəyyən bir tarazlıq halından (şəkil 4.8-dəki 1 halından) digər tarazlıq halına (şəkil 4.8-dəki 2 halına) dönməyən proses icra edərək keçdiyini fərz edək. Bir daha qeyd edək ki, proses dönməyən olduğundan, entropi-



Səkil 4.8. Dönməyən dairəvi proses

yanın dəyişməsinə $dS = \frac{dQ}{T}$ düsturu ilə hesablamaq olmaz. Çıxış yolu olaraq fikrən ixtiyari dönən proses icra etməklə sistemi 2 halından 1 halına (şəkil 4.8-dəki qırıq xətlərlə təsvir olunmuş proses) gətirək. İcra olunan dairəvi prosesin bir qolu dönməyən, digər qolu isə dönən olduğundan, o bütövlükdə dönməyən prosesdir. Dönməyən dairəvi proses Klauzius bərabərsizliyi ilə təsvir olunduğundan, $\oint \frac{dQ}{T} < 0$. Dairəvi prosesi, onu təşkil edən proseslərin

cəmi şəklində ifadə etsək, $\oint \frac{dQ}{T} = \int_1^2 \frac{dQ}{T} + \int_2^1 \frac{dQ}{T} < 0$.

Bu bərabərsizliyin ikinci həddi dönən prosesi təsvir etdiyindən, $\int_2^1 \frac{dQ}{T} = S_1 - S_2$ olur. Beləliklə, $\int_1^2 \frac{dQ}{T} + S_1 - S_2 < 0$ alırıq. Buradan,

$$S_2 - S_1 > \int_1^2 \frac{dQ}{T}. \quad (4.18)$$

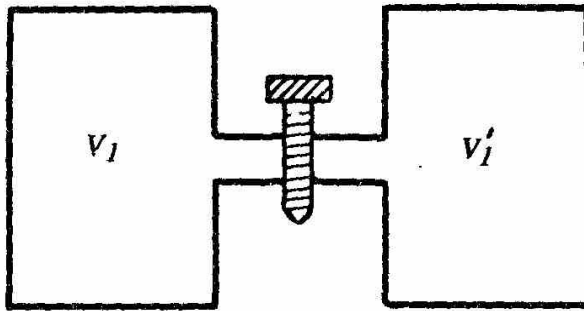
(4.18) ifadəsi dönməyən proses icra edən sistemdə entropiyanın dəyişməsinə müəyyən edir. Xüsusi halda sistemin qapalı olduğunu, yəni onun xariclə istilik mübadiləsi etmədiyini qəbul etsək, $dQ = 0$ olduğundan, $S_2 - S_1 > 0$ və $S_2 > S_1$ alırıq. Deməli, **qapalı sistemdə baş verən dönməyən proseslər**

zamanı entropiya artır.

Qapalı sistemdə baş verən dönən və dönməyən proseslərdə entropiyanın dəyişməsinə müəyyənləşdirdikdən sonra əldə edilən hər iki nəticəni birləşdirərək belə ümumiləşdirmək olar: *qapalı sistemdə baş verən proseslər zamanı entropiya ya dəyişməz qalır (dönən proseslərdə), ya da artır (dönməyən proseslərdə).*

2. İdeal qazın boşluğa adiabatik genişlənməsi zamanı entropiyanın dəyişməsi. Bir-birinə nazik boru vasitəsilə birləşdirilmiş iki qab təsəvvür edək (şəkil 4.9). Sistem bütövlükdə xaricdən tədric olunmuşdur. Qablardan biri (V_1 həcmli) ideal qazla doldurulmuş, digəri isə (V_1' həcmli) boşdur. Hesablamaların sadəliyi naminə qabdakı qazın 1 mol olduğunu qəbul edək. Boru üzərindəki kranı açıdıqda qaz boşluğa genişlənərək ikinci qabı da dolduracaqdır. Genişlənmə, hər iki qabda təzyiqin bərabərləşməsinədək davam edəcəkdir.

İlk həcmi V_1 olan qaz genişləndikdən sonra $V_2 = V_1 + V_1'$ həcmə malik olur. İdeal qazın daxili enerjisi onun həcmindən asılı olmadığına görə, belə genişlənmə zamanı qazın temperaturu sabit qalır. Beləliklə, ideal qazın boşluğa genişlənmə prosesini təhlil edərkən bu prosesin dönməyən olduğunu və həmin proses zamanı temperaturun dəyişmədiyini nəzərə almalıyıq.



Şəkil 4.9. İdeal qazın boşluğa adiabatik genişlənməsi

Genişlənmə prosesi dönməyən olduğundan, entropiyanın dəyişməsinə müəyyən etmək məqsədilə yalnız dönən proseslər üçün olan $dS = \frac{dQ}{T}$ düsturundan istifadə etmək olmaz. Məsələni həll etmək üçün elə dönən

proses seçməliyik ki, qazın temperaturu sabit qalmaq şərti ilə onun həcmi V_1 -dən V_2 -yə qədər dəyişsin. İzotermik proses belə şərtin ödənməsinə imkan verir. Ona görə də, sistemi döənən izotermik proses icra etməklə ilk haldan (V_1, T) son hala (V_2, T) gətirmək lazımdır. Belə genişlənmə zamanı entropiyanın dəyişməsi həmin qazın izotermik olaraq V_1 həcmindən V_2 həcmində genişlənməsi zamanı entropiyanın dəyişməsinə bərabər olacaqdır.

Beləliklə, entropiyanın dəyişməsi üçün $dS = \frac{dQ}{T} = \frac{dE + pdV}{T} = \frac{p}{T} dV$ ifadə-sini alırıq. Çünki, proses izotermik olduğundan, $dE = C_V dT = 0$. Sadəlik üçün qazın bir mol olduğunu qəbul etsək, $p = \frac{RT}{V}$ və $dS = R \frac{dV}{V}$.

Qaz V_1 həcmindən V_2 həcmində genişləndiyindən,

$$S_2 - S_1 = \int_{V_1}^{V_2} R \frac{dV}{V} = R \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

$V_2 > V_1$ olduğundan, $S_2 - S_1 > 0$ və $S_2 > S_1$. Deməli, ideal qaz boşluğa genişlənərkən onun entropiyası artır.

3. İstilikkeçirmə zamanı entropiyanın dəyişməsi. Temperaturları müxtəlif olan iki cisim təmasda olarkən istilik nisbətən isti cisimdən soyuq cismə keçir. Bu keçmə prosesi hər iki cismin temperaturları bərabərləşəndək davam edir. İstilikkeçirmə adlanan bu proses dönməyən prosesdir (istilikkeçirmə prosesinin dönməyən olduğunun mikroskopik mexanizmi haqqında söhbət bir qədər sonra aparılacaqdır). Həmin proses zamanı entropiyanın necə dəyişdiyini müəyyən edək. Bu məqsədlə cisimlərin ilk temperaturlarını, müvafiq olaraq T_1 və T_2 ilə işarə edək. Konkretlik üçün $T_2 > T_1$ olsun. İstilikkeçirmə prosesi zamanı ikinci cisim birinci cismə müəyyən dQ qədər istilik miqdarı verir. Verilən və alınan istilik miqdarının işarələri bir-birinin əksi olduğundan, birinci və ikinci cisimlərin entropiyalarının dəyişmələri, müvafiq olaraq $dS_1 = \frac{dQ}{T_1}$ və $dS_2 = -\frac{dQ}{T_2}$. Beləliklə, iki cisimdən

ibarət olan sistemin entropiyasının dəyişməsi $dS = dS_1 + dS_2 = \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)dQ$

olur. $T_2 > T_1$ olduğundan, $dS > 0$, yəni istilikkeçirmə zamanı sistemin entropiyası artır.

Entropiyanın artma xassəsi təkcə təhlil olunan hallar üçün deyil, ümumiyyətlə istənilən dönməyən proses üçün xarakterikdir. Özbaşına gedən proseslər dönməyən olduğundan, belə proseslərdə entropiya artır. Təbiətdə baş verən bütün təbii proseslər özbaşına olduğundan, onların hamısı dönməyəndir. **Entropiyanın artma qanunu (dönməyən proseslərdə) termodinamikanın ikinci qanununun ifadə formalarından biridir.**

Entropiyanı digər hal funksiyası olan enerji ilə müqayisə etdikdə, onlar arasındakı prinsiplial fərq nəzərə çarpır. Qapalı sistem daxilində baş verən ixtiyarı proses zamanı onun enerjisi dəyişmir - enerji yox olmur və heçdən yaranmır. Entropiya isə qapalı sistemdə gedən özbaşına proses zamanı artır, yəni yenidən yaranır. Lakin yaranmış entropiya yox ola bilmir. Onun artması, sistemin tarazlıq halına gəlməsinə qədər davam edir. Deməli, **sistemin tarazlıq halı entropiyanın maksimum qiymətinə uyğundur.** Xarici təsir olmadan, sistemi tarazlıq halından çıxarmaq mümkün olmadığına görə, onun entropiyası özbaşına azala bilməz.

Deyilənləri yekunlaşdırmaqla belə nəticəyə gəlirik: **özbaşına (təbii) proseslərdə sistemin entropiyası artır. Deməli, entropiyanın artma istiqaməti təbii baş verən proseslərin özbaşına getmə istiqamətini müəyyən edir.**

İndiyədək xüsusi hallarda entropiyanın hesablanması ilə məşğul olduq. İndi isə ümumi halda entropiyanın dəyişməsinə müəyyən edən ifadəni çıxaraq. Bu məqsədlə ən sadə hala baxaq - sistemin bir mol ideal qazdan ibarət olduğunu qəbul edək. Qarşıya qoyulan məsələni həll etmək üçün termodinamikanın birinci qanununun riyazi ifadəsindən istifadə edək: $dQ = dE + dA$.

Bu ifadədə $dQ = TdS$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$TdS = dE + dA. \quad (4.19)$$

(4.19) ifadəsi **termodinamikanın ümumiləşmiş qanunu** adlanır. Burada $dE = C_V dT$, $dA = pdV$ və $pV = RT$ olduğunu nəzərə alsaq, $dS = C_V \frac{dT}{T} + R \frac{dV}{V}$. Ümumi halda temperaturunun T_1 -dən T_2 -yə, həcmi isə V_1 -dən V_2 -yə qədər dəyişdiyini qəbul etsək,

$$S_2 - S_1 = C_V \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1}. \quad (4.20)$$

Ümumi hal üçün aldığımız (4.20) ifadəsindən istifadə etməklə müxtəlif

proseslərdə entropiyanın dəyişməsinə təyin etmək olar. Məsələn, proses izotermik ($T = \text{const}$) olduqda, $S_2 - S_1 = R \ln \frac{V_2}{V_1}$. İzoxorik proses ($V = \text{const}$)

üçün isə $S_2 - S_1 = C_V \ln \frac{T_2}{T_1}$.

4.9. ENTROPIYANIN FİZİKİ MƏNASI. BOLSMAN DÜSTURU.

Qapalı sistem daxilində baş verən proseslərdə daxili enerji dəyişmədiyindən, prosesin getmə istiqamətini enerjiyə görə müəyyən etmək mümkün olmur. Bu çətinliyin aradan qaldırılması işində entropiya köməyimizə gəlir, çünki qapalı sistem daxilində gedən təbii proseslərin istiqamətini, məhz entropiya müəyyən edir: *qapalı sistemdə gedən təbii proseslər zamanı entropiya artır və sistem tarazlıq halına çatdıqda özünün maksimum qiymətini alır*. Deməli, *entropiyanın dəyişməsi, qapalı sistemdə baş verən təbii prosesin istiqamətini müəyyən edən fiziki kəmiyyətdir*.

İstilik maşınının faydalı iş əmsalını təhlil etməklə entropiyanın daha bir fiziki mahiyyətini üzə çıxarmaq olar. Doğrudan da, məlum olduğu kimi,

Karnonun ideal istilik maşınının faydalı iş əmsalı ($\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1}$) qızdırıcı və

soyuducunun temperaturuları nisbəti ilə müəyyən olunur - qızdırıcının temperaturu artdıqca, maşının faydalı iş əmsalı da artır. İşçi cismə verilən istilik

miqdarı dQ olarsa, onun entropiyası $dS = \frac{dQ}{T_1}$ qədər artır. Buradan görün-

düyü kimi, qızdırıcının temperaturu artdıqca, dS kiçildiyindən işçi cismin entropiyası da azalır. Tərsinə, qızdırıcının temperaturu azaldıqca, işçi maddənin entropiyası artır. Bu artma maşının faydalı iş əmsalının azalmasına səbəb olur. Başqa sözlə, işçi cismin entropiyasının artması verilən istiliyin daha az hissəsinin faydalı işə çevrilməsinə səbəb olur. Bu baxımdan entropiya, məcazi mənada desək, istiliyin işə çevrilmə yolunda «tənbəlliyi» xarakterizə edən kəmiyyətdir - entropiya böyük olduqca, istilik mənbəyinin faydalı iş görmə qabiliyyəti azalır.

İstiliyin işə çevrilməsi ilə əlaqədar istilik enerjisi ilə mexaniki enerji arasındakı prinsipial fərqlə nəzər salmaq. İstilik enerjisi, məlum olduğu kimi,

maddəni təşkil edən molekulların xaotik hərəkətinin kinetik enerjisidir. Cismnin bütöv olaraq mexaniki hərəkəti zamanı onu təşkil edən bütün molekullar öz xaotik hərəkətlərini olduğu kimi davam etdirməklə yanaşı, cismin hərəkət sürətinə bərabər sürətlə istiqamətlənmiş nizamlı hərəkətdə də iştirak edir. Bu səbəbdən, istiqamətlənmiş hərəkət edən cismin hər molekulunun sürəti onun məxsusi xaotik hərəkət sürəti ilə cismin istiqamətlənmiş hərəkət sürətinin vektorial cəminə bərabərdir. Cisim mail müstəvi üzrə sürüşərək düşərkən onun irəliləmə hərəkət enerjisi sürtünmə nəticəsində istilik enerjisinə çevrilənədək öz hərəkətini davam etdirir və nəticədə mail müstəvi ilə onun üzərində sürüşən cisim termodinamik tarazlıq halına gəlir. Aydın ki, sürtünmə nəticəsində ayrılan istilik miqdarı mail müstəvinin və cismi təşkil edən molekulların xaotik hərəkət sürətinin artmasına səbəb olur. Bu baxımdan, mexaniki işin istiliyə çevrilməsi nizamlı hərəkətin xaotik hərəkətə, istiliyin mexaniki işə çevrilməsi isə xaotik hərəkətin nizamlı hərəkətə çevrilməsi deməkdir.

Nizamlı hərəkətin xaotik hərəkətə çevrilməsi, xaotik hərəkətin nizamlı hərəkətə çevrilməsinə nəzərən çox asandır. Məsələn, mail müstəvi üzərində sürüşərək hərəkət edən cismin istiqamətlənmiş hərəkəti zamanı onun kinetik enerjisi sürtünmə nəticəsində tədricən istilik enerjisinə çevrilir və bu istilik enerjisi, indicə qeyd etdiyimiz kimi, mail müstəvinin və onun üzərində sürüşən cisim molekullarının xaotik hərəkət enerjisinə çevrilir. Bunun tərsi olan prosesin, yəni mail müstəvi və onun üzərində sürüşən cisim molekullarının xaotik hərəkət enerjisinin təkcə bir cismin (mail müstəvi üzərində sürüşən cismin) irəliləmə hərəkəti enerjisinə çevrilmə prosesinin ehtimalı çox az, daha dəqiq desək, praktik olaraq sıfırdır.

Sistemin müəyyən bir haldan digər hala keçməsi meyli kəmiyyətə verilmiş halları yarada bilən mikroskopik üsulların sayı ilə xarakterizə olunur. Statistik fizikada bu sayı **statistik çəki**, termodinamikada isə **termodinamik ehtimal** adlandırırlar. Tərifdən göründüyü kimi, termodinamik ehtimal riyazi ehtimaldan fərqli olaraq vahiddən böyük kəmiyyətdir, onun ən kiçik qiyməti isə vahidə bərabərdir. Baxdığımız misalda mail müstəvi üzrə sürüşən cismin kinetik enerjisi sürtünmə nəticəsində istilik enerjisinə çevrilir. Bununla əlaqədar qarşıya belə bir sual çıxır: ayrılan bu istilik enerjisinin molekulların xaotik hərəkət enerjinə çevrilmə yolu birdir, yoxsa çoxlu saydadır? Cavab aydındır, keçid yollarının sayı hədsiz dərəcədə çoxdur: *istilik enerjisi hədsiz dərəcədə çox sayda molekullar (mail müstəvi və onun üzərində sürüşən cisim molekulları) arasında çoxlu sayda üsullarla paylana*

bilər, başqa sözlə, bu halın - istilik tarazlığı halının termodinamik ehtimalı ən böyükdür.

İstilik tarazlığı halı, bir az əvvəl qeyd etdiyimiz kimi, həm də entropiyanın ən böyük qiymətinə uyğun gəldiyindən, termodinamik ehtimalla entropiyanın dəyişmə yönünün eyni olduğu nəticəsinə gəlirik. Hər iki kəmiyyət sistemin tarazlıq halına yaxınlaşma prosesi zamanı artır. Deməli, bu iki kəmiyyət arasında əlaqə yaratmaq mümkündür. Bu əlaqə ilk dəfə Bolsman tərəfindən yaradılmışdır.

Entropiya ilə termodinamik ehtimal arasında əlaqə haqqında ətraflı məlumat verməzdən əvvəl entropiyanın nizamsızlıqla əlaqəsinə nəzər salaq. Bir qədər əvvəl baxdığımız misalda sürtünmə nəticəsində mexaniki işin istiliyə çevrilmə prosesinin entropiyanın artmasına səbəb olduğunu gördük. Bu artmanın istilik tarazlığı yarananadək, yəni mail müstəvi üzrə sürüşən cismin sürətinin sıfıra bərabər olması və ayrılan istilik hesabına mail müstəvi-sürüşən cisimdən ibarət sisteminin eyni temperaturadək qızması anına qədər davam etdiyini də qeyd etdik. Deməli, entropiya və nizamsızlıq eyni istiqamətdə dəyişir - nizamsızlıq artdıqca entropiya da artır və ən böyük nizamsızlıq entropiyanın maksimum qiymətinə uyğun gəlir. Bu baxımdan **entropiya nizamsızlıq ölçüsüdür**.

Entropiya ilə termodinamik ehtimal arasında Bolsman tərəfindən müəyyən olunmuş asılılıq düsturunu verməzdən əvvəl termodinamik ehtimal anlayışı üzərində bir qədər də ətraflı dayanaq. Bu məqsədlə belə bir misala nəzər salaq.

4	0	••	••
		1 2	3 4
0	4	••	••
		1 3	2 4
1	3	••	••
		1 4	3 2
3	1		
2	2		

Şəkil 4.10. Dörd molekulun iki qutuda paylanmaları.

İçərisində 4 molekul olan qabı fikrən iki bərabər hissəyə ayıraq. Molekullar öz xaotik hərəkətləri nəticəsində fikrən ayırdığımız hissələrdə müxtəlif cür paylanacaqdır. Belə paylanmalardan bəziləri şəkil 4.10-dakı sol sütunlarda təsvir olunmuşdur. Bu paylanmaların hər biri **makropaylanma** adlanır. Məsələn, şəkl.4.10-da qabın bir hissəsinin boş qalması, digər hissəsində isə dörd molekulun yerləşməsi halı bir makropaylanma, bir hissəsində üç, digər hissəsində bir molekul yerləşməsi başqa makropaylanma, hər hissədə iki molekul yerləşməsi isə digər makropaylanmadır.

Hər bir makropaylanma müvafiq sayda mikropaylanmalar vasitəsilə reallaşır. Bunu daha aydın başa düşmək üçün makropaylanmalardan birini, məsələn qabın hər hissəsində iki molekulun yerləşdiyi halı nəzərdən keçirək. Praktikalik naminə molekulları nömrələyək. Şəkildən göründüyü kimi, hissələrin hər birində 2 molekul yerləşən makrohalı müxtəlif üsullarla (şəkil 4.10-nun sağ sütunu) reallaşdırmaq mümkündür. Mikropaylanmalar birbirindən molekulların yerləşmə ardıcılığı ilə fərqlənir. Bu üsullardan hər biri **mikrohal** adlanır. Şəkildə bu mikrohاللardan yalnız 3-ü təsvir olunmuşdur. Baxdığımız halda hər hissədə iki molekul yerləşən **makropaylanmanı reallaşdıran mikropaylanmaların tam sayına termodinamik ehtimal, yaxud statistik çəki** deyilir.

Ümumi halda hissələrin (qabların) sayını n , molekulların tam sayını N , hər hissədə yerləşən molekulların sayını, müvafiq olaraq $N_1, N_2, N_3, \dots, N_{n-1}, N_n$ işarə etsək, belə paylanmanın termodinamik ehtimalı

$$W = \frac{N!}{N_1! N_2! \dots N_n!}$$

olur. Xüsusi halda, hissələrin sayı 2, hissələrdən birində yerləşən molekulların sayı isə n olduqda, ikinci hissədəki molekulların sayı $N - n$ olduğundan, termodinamik ehtimal

$$W_{n, N-n} = \frac{N!}{n!(N-n)!}.$$

Ehtimal nəzəriyyəsiindən hazır şəkildə götürülmüş bu düstura əsasən şəkl.4.10-dakı makropaylanmaların termodinamik ehtimallarını hesablayaq:

$$W_{4,0} = \frac{4!}{4!0!} = 1, \quad W_{3,1} = \frac{4!}{3!1!} = 4, \quad W_{2,2} = \frac{4!}{2!2!} = 6.$$

Göründüyü kimi, termodinamik ehtimalın ən böyük qiyməti hər iki qab-
da molekulaların bərabər paylanması halına uyğun gəlir. Bərabər paylanma
halı tarazlıq halı olduğundan, termodinamik ehtimalın ən böyük qiymətinin
tarazlıq halına uyğun gəldiyinə bir daha inanmış oluruq.

Deyilənləri ümumiləşdirməklə belə nəticəyə gəlirik: *termodinamik ehti-
mal və entropiya eyni xarakterli kəmiyyətlərdir, sistem tarazlıq halına ya-
xınlaşdıqca hər iki kəmiyyət artır və tarazlıq halında özlərinin mümkün
olan ən böyük qiymətlərini alır.*

Bolsmana görə, dönməyən proseslərdə entropiyanın artması, sistemin
ehtimalı kiçik olan haldan, ehtimalı böyük olan hala keçməsi ilə əlaqədardır.
Sistemin tarazlıq halı isə ehtimalı ən böyük olan haldır. Bolsman prinsipinə
əsaslanaraq, termodinamik ehtimalla entropiya arasındakı asılılığı belə ifadə
etmişlər:

$$S = k \ln W, \quad (4.21)$$

burada k -molekulyar-kinetik nəzəriyyədə haqqında ətraflı məlumat verdiyi-
miz Bolsman sabitidir.

Maraqlıdır ki, A.Zommerfeld, Bolsman prinsipi haqqında danışarkən belə
fikir söyləmişdir: *“Vena qəbiristanlığında Bolsmanın xatirə daşı üzərində
həkk olunmuş düstur ($S = k \ln W$ düsturu – N. Qocayev) dahi Bolsmanın
qəbri üzərində uçan buludlar fonunda parlayır. Bolsmanın həmin düsturu
məhz bu şəkildə heç zaman yazmamağının buna daxili yoxdur. Bu düsturu
ilk dəfə 1906-cı ildə Plank istilik şüalanması nəzəriyyəsinə aid mühazirələri-
nin birinci nəşrində vermişdir. k sabitinin ilk dəfə daxil olunması da Planka
aiddir. Bolsmanın özü, yalnız entropiyanın hal ehtimalının loqarifması ilə
mütənasib olduğunu söyləmişdir. “Bolsman prinsipi” termini isə Eynşteyn
tərəfindən daxil edilmişdir”*

Qeyd etmək lazımdır ki, entropiya ilə termodinamik ehtimal arasında
loqarifmik əlaqə yaradan (4.21) ifadəsi Bolsman tərəfindən postulat kimi
təklif olunmuşdur. Belə postulatın qəbul olunması təsadüfi olmayıb, entropi-
yanın additivlik xassəsinə malik olması faktına əsaslanır. Bu xassəyə görə,
*mürəkkəb sistemin entropiyası, onu təşkil edən ayrı-ayrı hissələrin entro-
piyaları cəminə bərabərdir.*

Sistemin termodinamik ehtimalı, onu təşkil edən 1 hissələrin termodina-
mik ehtimalları hasilinə bərabər olduğundan,

$$W = \prod_{i=1}^n W_i,$$

burada n -mürəkkəb sistemi təşkil edən ayrı-ayrı kiçik sistemlərin sayıdır. Termodinamik ehtimalın bu ifadəsinə nəzər salsaq,

$$\ln W = \ln\left(\prod_{i=1}^n W_i\right) = \sum_{i=1}^n \ln W_i.$$

Onda,

$$S = k \ln W = \sum_{i=1}^n \ln W_i = \sum_{i=1}^n S_i.$$

Deməli, (4.21) entropiyanın additivlik xassəsinə əsaslanaraq təklif olunan ifadədir.

Entropiyanın dəyişmə xarakteri termodinamikanın ikinci qanununun yeni ifadəsini müəyyən etməyə imkan verir. Doğrudan da, entropiya özünün mümkün olan ən böyük qiymətini sistemin tarazlıq halında aldığından, belə bir nəticəyə gəlmək olar: ***qapalı sistemdə baş verən ixtiyarı təbii proses entropiyanın artma istiqamətində gedir.*** Termodinamikanın ikinci qanununun kəmiyyətə belə dəqiq ifadəsi onun fiziki mənasını daha yaxşı başa düşməyə imkan verir.

Sistemin tarazlıq halına yaxınlaşması zamanı onun entropiyasının artması dönməyən prosesə yeni tərif verməyə imkan yaradır: ***qapalı sistemdə entropiyanın artma istiqamətində baş verən bütün proseslər dönməyəndir.***

Entropiyanın dəyişmə xarakteri dönməyən prosesi də kəmiyyətə xarakterizə etməyə imkan verir: ***qapalı sistemdə entropiyası sabit qalan bütün proseslər dönməyən proseslərdir.***

Entropiya haqqında ətraflı məlumat əsaslanaraq onun təyin olunduğu (4.17) və (4.21) düsturları arasında əlaqəni də aydınlaşdırmaq olar. Doğrudan da, sistemə verilən dQ istilik miqdarı onun molekulalarının xaoslu hərəkətinin güclənməsinə, bu isə öz növbəsində müxtəlif mikro hərəkət halları üzrə paylanmalar sayının artmasına, yəni termodinamik ehtimalın artmasına gətirir. Deməli, sistemə verilən istilik miqdarı onun termodinamik ehtimalının artmasına səbəb olur.

Hər iki kəmiyyət - istilik miqdarı və termodinamik ehtimal entropiyanı (biri termodinamik, digəri isə statistik baxımdan) müəyyən etdiyindən, (4.17) və (4.21) düsturlarının birbaşa qarşılıqlı əlaqəsi aydın olur.

4.10. ENTROPİYA VƏ SƏRBƏST ENERJİ.

Sistemin iş görmə qabiliyyətini müəyyən etmək məsələsi vacib məsələlərdəndir. Mexaniki sistemdə bu məsələni müəyyənləşdirmək heç bir çətinlik törətmir. Prinsipcə makroskopik mexaniki sistemin tam enerjisini (kinetik və potensial enerjilərin cəmini) bütövlüklə işə çevirmək olar. Lakin, molekulyar fizikada məsələ başqa xarakter daşıyır. İstilik maşınının iş prinsipini təhlil edərkən gördük ki, xaricdən alınan istiliyi mexaniki işə çevirmə məsələsi problematik məsələdir. İstifadə olunan istilik miqdarının hamısını mexaniki işə çevirən istilik maşını düzəltmək mümkün deyildir. Həmçinin, entropiyanın fiziki mənasını aydınlaşdırarkən müəyyən etdik ki, sistemin entropiyası artdıqca onun daxili enerjisinin işə çevrilmə qabiliyyəti azalır. Buradan belə bir nəticəyə gəlmək olur ki, sistemin daxili enerjisinin yalnız bir qismini işə çevirmək mümkündür. Deməli, istilik sistemlərində daxili enerji sanki iki hissədən ibarətdir - enerjinin işə çevrilə bilən və çevrilə bilməyən hissələri. Bu hissələri müəyyənləşdirmək məqsədilə izotermik proses zamanı görülən işə nəzər salaq. Məlum olduğu kimi, istilik çəni ilə təmasda olan ideal qaz izotermik genişlənərkən iş görür. İş istilik çəni və ideal qazdan ibarət olan sistemin daxili enerjisinin azalması hesabına görülür. Proses zamanı qazın temperaturu sabit qaldığından, onun molekullarının istilik hərəkətinin kinetik enerjisi dəyişməz qalır. Deməli, izotermik proses zamanı bu kinetik enerjini mexaniki işə çevirmək olmaz. ***Sistemin daxili enerjisinin mexaniki işə çevrilə bilməyən bu hissəsi bağlı enerji adlanır. Tam enerjinin qalan hissəsi - mexaniki işə çevrilə bilən hissəsi isə sərbəst enerji adlanır.*** Tərifdən göründüyü kimi, sistem onun malik olduğu sərbəst enerjiddən çox mexaniki iş görə bilməz.

İndi haqqında söhbət apardığımız sərbəst enerjini təyin edən ifadəni müəyyənləşdirək. Bu məqsədlə termodinamikanın ümumiləşmiş qanununa nəzər salaq: $dA = TdS - dE$. Prosesin izotermik olduğunu qəbul etsək, temperaturu sabit kəmiyyət olaraq diferensial işarəsi altına sala bildiyimizdən, bu ifadəni belə yazmaq olar: $dA = -d(E - TS)$. Deməli, izotermik genişlənmə qazın gördüyü iş $dA = -dF$ olur. Başqa sözlə, belə proses zamanı iş ***sərbəst enerji*** adlanan

$$F = E - TS \quad (4.22)$$

kəmiyyətinin azalması hesabına görülür. Burada E qazın daxili enerjisi, F daxili enerjisinin işə çevrilə bilən hissəsi, yəni ***sərbəst enerji***, TS hasili isə daxili enerjinin işə çevrilə bilməyən hissəsi, yəni ***bağlı enerji***dir.

(4.22) düsturu ilə təyin olunan enerji elmi ədəbiyyatlarda *Helmholsun sərbəst enerjisi* adlanır.

Sərbəst enerjiyə sabit təzyiq və temperaturda potensial enerji kimi də baxmaq olar. Sistemin tarazlıq halı potensial enerjinin minimum qiymətinə uyğun gəldiyi kimi, sabit temperaturda sistemin tarazlıq halı onun sərbəst enerjisinin minimum qiymətinə uyğun gəlir.

Adiabatik prosesdə görülmə iş $dA = -dE$ olduğundan, bu proses zamanı daxili enerjinin oynadığı rol izotermik proses zamanı sərbəst enerji oynayır.

(4.22) ifadəsindən görüldüyü kimi, entropiyanın artması ilə bağlı enerji artır, sərbəst enerji isə azalır. Deməli, *entropiya sistemin işgörmə qabiliyyətini xarakterizə edən kəmiyyətdir - sistemin entropiyası böyüdükcə onun işgörmə qabiliyyəti azalır*. Termodinamik tarazlıq halında sistemin entropiyası maksimum olduğundan, sistem tarazlıq halına yaxınlaşdıqca onun işgörmə qabiliyyəti azalır.

Sərbəst enerjinin mahiyyətini daha ətraflı müəyyənəşdirək. Bu məqsədlə ideal qazın müxtəlif genişlənmə hallarında bağlı və sərbəst enerjinin necə dəyişdiyinə nəzər salaq. İzotermik genişlənmə prosesi zamanı görülmə işin $A = RT \ln \frac{V_2}{V_1}$ düsturu ilə təyin olunduğunu bilirik. Genişlənmə zamanı

işin sərbəst enerjinin azalması hesabına görüldüyünü bilirik. İdeal qaz genişləndikdə iş gördüyündən, onun sərbəst enerjisi azalır, sıxılıqda isə artır. İdeal qazın daxili enerjisi isə onun həcmindən asılı olmadığına görə genişlənmə və sıxılma zamanı dəyişməz qalır. Lakin, sərbəst enerjinin dəyişməsi heç də həmişə iş görmə ilə nəticələnmir. Buna misal olaraq ideal qazın boşluğa genişlənməsini göstərmək olar. Bu proses zamanı qaz iş görmür, lakin onun sərbəst enerjisi azalır. Qazın sərbəst enerjisinin azalması, genişlənmiş qazın görə biləcəyi iş miqdarının azalması ilə əlaqədardır.

Qazın izotermik genişlənməsi zamanı sərbəst enerji anlayışının qaza aid edilməsi ilə əlaqədar bir incəliyə də nəzər salaq. İzotermik genişlənmə zamanı qazın gördüyü iş onun öz daxili enerjisi hesabına deyil, xaricdən, məsələn istilik çənindən aldığı istilik hesabındadır. Buna baxmayaraq, proses zamanı söhbət çənin yox, qazın sərbəst enerjisindən gedir. İşin görülməsi qazla (onun genişlənməsi ilə) əlaqədar olduğundan, sərbəst enerjini qaza aid edirik. Əslində isə sərbəst enerji bütövlükdə çən-qaz sisteminə aiddir.

Molekulyar fizikada Helmholsun daxil etdiyi sərbəst enerji ilə yanaşı daha bir sərbəst enerjiden də istifadə olunur. Gibbs tərəfindən daxil olunmuş

bu enerji belə təyin olunur:

$$G = F + PV \quad (3.23)$$

G -Gibbsin sərbəst enerjisi, yaxud termodinamik potensial adlanır. Helmholsun sərbəst enerjisi, təzyiq və həcm hal funksiyaları olduğundan, Gibbsin sərbəst enerjisi də hal funksiyasıdır. Gibbsin sərbəst enerjisi istilik funksiyası (H) ilə də əlaqədardır: $G = F + PV = E - ST + PV = H - ST$.

Bir daha qeyd edək ki, iş, adiabatik proses zamanı daxili enerjinin, izotermik proses zamanı Helmholsun sərbəst enerjisinin, izoxorik proses zamanı entalpiyanın və izobarik proses zamanı Gibbsin sərbəst enerjisinin azalması hesabına görülür.

4.11.TERMODİNAMİK TEMPERATUR ŞKALASI.

Temperaturun ölçülmə üsulları ilə tanış olarkən termometrik maddə və termometrik parametrlərin seçilməsi ilə əlaqədar çətinliklər olduğunu gördük. Karnonun dönən istilik maşını ilə tanışlıqdan sonra bu çətinlikləri aradan qaldırmaq və keyfiyyətcə yeni termometr yaratmaq imkanının mümkün olduğu görünür. Bu imkan ilk dəfə Kelvin tərəfindən 1848-ci ildə reallaşmışdır. Kelvinin təklif etdiyi termometrə termometrik maddənin və termometrik parametrin seçilmə məsələləri problematik məsələ deyildi - termometrik maddənin fərdi xüsusiyyətlərinin və termometrin quruluşunun təklif olunan temperatur şkalasına təsiri yoxdur. Bu onunla əlaqədardır ki, Karno maşınının faydalı iş əmsalı işçi maddənin növündən və maşının quruluşundan asılı deyildir.

Karnonun istilik maşını əsasında təklif olunmuş termodinamik temperatur şkalası ilə tanış olaq.

Qızdırıcısının temperaturu normal şəraitdə suyun qaynama temperaturuna (T_1), soyuducusunun temperaturu isə normal şəraitdə buzun ərimə temperaturuna (T_2) bərabər Karno maşını təsəvvür edək. İşçi maddə olaraq istənilən cisim, o cümlədən ideal qaz götürmək olar. Bunun səbəbi, Karno maşınının faydalı iş əmsalının işçi maddənin növündən asılı olmamağıdır. Qızdırıcının işçi maddəyə verdiyi istilik miqdarı Q_1 , soyuducunun aldığı istilik miqdarı isə Q_2 olsa, maşınının faydalı iş əmsalı $\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$

olur. Buradan $\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{T_2}{T_1}$ alınır. Bu ifadəyə əsaslanaraq, qızdırıcının verdiyi

və soyuducunun aldığı istilik miqdarlarını ölçməklə $\frac{T_2}{T_1}$ nisbətini təyin olu-

na biləcəyini görürük. Lakin bizə Temperaturlar nisbətini deyil, temperatur-ları ayrılıqda təyin etmək lazımdır. Buna nail olmaq üçün temperatur-ları bir-biri ilə əlaqələndirən əlavə bir şərt lazımdır. Həmin şərt reper nöqtələrinin seçilməsi ilə əlaqədar müəyyən oluna bilər. Burada iki üsul mümkündür - ya iki reper nöqtəsi seçib onlar arasındakı fərqi müəyyən bir ədəd uyğun qoy-maq olar, ya da bir reper nöqtəsi seçərək ona müvafiq qiymət vermək olar. Bunlardan hansı üsulun seçilməsi reper nöqtələrinin, yaxud bir reper nöqtəsinin təkrar olaraq yüksək dəqiqliklə alınmasının mümkünliyündən asılıdır. Reper nöqtələri olaraq normal şəraitdə suyun qaynama və donma temperatur-larını seçərək onlar arasındakı fərqi 100-ə bərabər etsək $T_1 - T_2 = 100$ olar. Beləliklə,

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{T_2}{T_1}, \quad T_1 - T_2 = 100. \quad (4.24)$$

Aldığımız bu iki tənlikdən ibarət olan sistemi həll etsək, məchullar üçün belə qiymətlər alınar: $T_1 \cong 373,15K$, $T_2 \cong 273,15K$.

Burada K(kelvin) - normal şəraitdə suyun qaynama və donma tempera-turları arasındakı fərqi 0,01 hissəsidir.

Normal şəraitdə suyun qaynama temperaturunu $0,002-0,01^\circ\text{S}$, buzun ərimə temperaturunu isə $0,0002-0,001^\circ\text{S}$ xəta ilə ölçmək olur. Bunlardan fərqli olaraq suyun üçortaqlı nöqtəsini (suyun, buzun və su buxarının eyni zamanda tarazlıqda olduğu temperatur) $0,0001^\circ\text{S}$ və daha yüksək dəqiqliklə müəyyən etmək olur. Elə bu səbəbə görə üçlü nöqtəni reper nöqtəsi götür-məklə, ona uyğun temperaturun dəqiq olaraq $273,16K$ olduğu (üçlü nöqtə normal şəraitdə buzun ərimə temperaturundan $0,01$ dərəcə yüksəkdir) qəbul olunmuşdur. Bu reper nöqtəsi əsasında təklif olunan temperatur şkalasının hər dərəcəsi $\frac{1}{273,16}$ -ya bərabər götürülür və həmin şkala **termodinamik temperatur şkalası** adlanır.

Suyun üçortaqlı nöqtəsinin reper nöqtəsi kimi seçilməsi 1954-cü ildə ölçü və çəki üzrə Onuncu Baş Konfrans tərəfindən bəyənilmiş və qəbul olunmuşdur. Termodinamik temperatur şkalasının hər bölgüsü BS-də Kelvin dərəcə yox, sadəcə olaraq Kelvin (K) adlandırılmışdır.

Qeyd etdiyimiz qayda üzrə qəbul olunmuş “termometrlər” istənilən cismnin temperaturunu təyin etmək üçün həmin cismnin qızma dərəcəsiindən asılı olaraq ondan qızdırıcı, ya da soyuducu kimi istifadə etmək olar. Fərz edək ki, temperaturunu təyin edəcəyimiz cismnin qızma dərəcəsi qaynayan suyun qızma dərəcəsiindən aşağıdır. Onda həmin cismnin temperaturunu (T) Karno maşınının ibarət “termometrlər” təyin etmək üçün verilən cismi soyuducu

kimi istifadə etməliyik. Belə olduqda, $\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{T_1}{T_2}$. Bu düstura əsasən məlum

Q_1 , Q_2 və T_1 -ə görə T_2 -ni hesablamaq olar. Temperaturunu təyin edəcəyimiz cismnin qızma dərəcəsi qaynamaqda olan suyun qızma dərəcəsiindən yüksək olsa, həmin cisimdən qızdırıcı kimi istifadə olunur. Bu halda,

$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{T_1}{T_2}$. Onda məlum Q_1 , Q_2 və T_2 -yə görə T_1 -i hesablamaq olar.

Termodinamik temperatur şkalası və onunla ölçülən temperatur haqqında bəzi lazımı qeydlər edək. Hər şeydən əvvəl onu demək lazımdır ki, ölçü vahidləri (dərəcələri) eyni seçilmiş termodinamik və ideal-qaz termometrlərinin göstərişləri eynidir, yəni termodinamik şkala ilə təyin olunan temperatur Mendeleyev-Klayperon tənliyinə daxil olan temperaturun eynidir. İkinci qeydimiz termodinamik şkala ilə təyin olunan temperaturun həmişə müsbət olması ilə əlaqədardır. Bunun səbəbi odur ki, həmin şkalanı müəyyən edərkən, reper nöqtəsinə uyğun temperatur müsbət qəbul olunmuşdur.

Mütləq temperaturun ən kiçik qiyməti sıfırdır. Bu qiymət **mütləq sıfır temperatur** adlanır. Başlanğıcı $T = 0$ götürülmüş termodinamik şkala bir qayda olaraq **mütləq termodinamik temperatur şkalası** adlanır. Temperaturun mümkün olan ən kiçik qiymətinin sıfır olması termodinamikanın ikinci qanunundan nəticə kimi alınır. Doğrudan da, Karno maşınının faydalı iş

əmsalının ($\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1}$) mümkün olan ən böyük qiyməti vahiddir. Bu isə

$T_2 = 0$ olduqda mümkündür.

Yeri gəlmişkən qeyd edək ki, termodinamikanın ikinci qanunu mütləq sıfır temperaturun varlığı və ondan alçaq temperaturun mövcud olmamağı haqqında hökm verir, lakin mütləq sıfır temperaturun alınıb-alına bilməməyi haqqında bu qanun heç nə deyə bilmir.

4.12. «MƏNFİ TEMPERATUR»

Termodinamik temperatur şkalasını müəyyənləşdirərkən qeyd etdik ki, bu şkala ilə ölçülən temperatur müsbətdir və onun mümkün olan ən kiçik qiyməti sıfırdır. Karnonun istilik maşınının faydalı iş əmsalının vahiddən böyük ola bilməməyi də mütləq temperaturun sıfırdan kiçik (*mənfi*) ola bilmədiyini göstərir. Belə olduğu halda, oxucu haqlı olaraq soruşa bilər ki, mənfi temperatur, yəni mövcudluğu mümkün olmayan bir kəmiyyət haqqında söhbət aparmağın nə mənası var? Bu suala cavab vermək üçün, yalnız termodinamik tarazlıq halı üçün doğru olan Bolsman paylanmasına nəzər salaq:

$$n_i = n_0 e^{-\frac{E_i}{kT}},$$

burada, T sistemin temperaturu, n_0 sistemi təşkil edən hissəciklərin ümumi sayı, n_i isə enerjisi E_i olan hissəciklərin sayıdır.

Sadə hal olaraq, bir-biri ilə kimyəvi reaksiyaya girməyən atomlardan ibarət sistemi nəzərdən keçirək. Girişdə qeyd etdiyimiz kimi, atomun enerjisi kvantlanır, başqa sözlə atom diskret enerji səviyyələrinə malikdir. Sistem tarazlıq halında olduğundan, atomların enerji səviyyələrinə görə paylanması Bolsman paylanması ilə təsvir olunur. Bu qanuna görə, enerjisi ən az olan səviyyədə (əsas səviyyədə) yerləşən atomların sayı ən çoxdur. Həyəcanlanmış səviyyələrdə (*1-ci, 2-ci və sair həyəcanlanmış səviyyələrdə*) isə, səviyyələrin sıra nömrəsinin artması ilə bu haldakı atomların sayı Bolsman qaydasına müvafiq olaraq get-gedə azalır.

Termodinamik tarazlıq halında olan sistemin - atomar qazın temperaturunu T ilə işarə etsək, E_1 və E_2 enerji səviyyələrindəki atomların sayı, müvafiq olaraq

$$n_1 = n_0 \exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right), \quad n_2 = n_0 \exp\left(-\frac{E_2}{kT}\right), \quad (4.25)$$

olur. $E_1 < E_2$ olduğundan, (4.25)-ə əsasən $n_2 < n_1$ olur. Deməli, termodinamik tarazlıq halında olan sistemlərdə, yüksək enerji səviyyələrində yerləşən atomların sayı, nisbətən aşağı səviyyədəkindən az olur.

(4.25)-dən göründüyü kimi, bu növ paylanma, yalnız və yalnız mütləq temperaturun sıfırdan böyük qiymətlərində mövcuddur. Doğrudan da,

(4.25)-dən $\frac{n_1}{n_2}$ nisbətini təyin etdikdən sonra, hər iki tərəfi loqarifmalamaq-

la, aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$T = \frac{E_2 - E_1}{k \ln \frac{n_1}{n_2}} . \quad (4.26)$$

$E_1 < E_2$ və $n_2 < n_1$ olduğundan, $E_2 - E_1 > 0$ və $\ln \frac{n_1}{n_2} > 0$ olur. Bu səbəbdən,

(4.26)-dan göründüyü kimi, $T > 0$ olur.

İndi, termodinamik tarazlıq halında olmayan sistemi nəzərdən keçirək. Belə sistem olaraq, ümumi fizika kursunun “Optika” bəhsində tədris olunan lazer qurğusunun işçi maddəsinin iş zamanı aldığı halı nəzərdən keçirək. Orada yaradılmış xüsusi şərait nəticəsində enerji səviyyələrinə görə normal (Bolsman paylanması) paylanmanı pozaraq, tərs (invers) paylanma yaratmaq mümkündür. Tərs paylanmada həyəcanlanmış səviyyədəki elektronların sayı əsas səviyyədəki elektronların sayından böyükdür, yəni $n_2 > n_1$.

Belə olduqda, $\ln \frac{n_1}{n_2} < 0$ və bu səbəbdən, (4.26)-dan göründüyü kimi, $T < 0$

olur. Deməli sistemin temperaturu “mənfi”, yəni mütləq sıfırdan kiçik olur. Sanki, mütləq temperaturun mənfi olmasının qeyri-mümkünlüyü haqqında indiyə qədər söylədiklərimizin hamısı boş söhbət imiş. Lakin, fizika elmində mövcud olan sağlam məntiqə nəzər salsaq, “mənfi temperatur”un anlamsız olduğuna inanırıq. Söhbət ondan gedir ki, hər bir qanunun əsasında sağlam müddəə durur. Qanun tətbiq olunarkən, həmişə o müddəanı yada salmaq, onun tələbinə tam riayət etmək lazımdır. Bolsman paylanmasının, yalnız termodinamik tarazlıq halındakı sistemlərə tətbiq oluna bilməsini dəfələrlə qeyd etsək də, heç bir əsasımız olmadan, onu termodinamik tarazlıqda olmayan sistemə tətbiq etdik. Beləliklə də, Bolsman paylanmasının əsasını təşkil edən müddəaya riayət etmədik. Belə olduğu halda, aldığımız nəticənin həqiqətə uyğun olduğunu söyləməyə haqqımız yoxdur, yəni mənfi temperatur ($T < 0$) mümkün deyildir. Bununla bərabər, $T < 0$ anlayışından formal mənada istifadə etmək də olar. Biz bu nəticəni $n_2 > n_1$ (tərs paylanma) şərti əsasında aldığımız. Deməli $T < 0$ yazılışı heç bir real fiziki məna kəsb etmədən, formal olaraq tərs paylanmanı ifadə edir. Ona görə də, “tərs paylanma”, yaxud “həyəcanlanmış haldakı hissəciklərin sayı, əsas haldakından çoxdur” ifadəsi əvəzinə, formal olaraq $T < 0$ yazıla bilər. Mühüm olan, bu yazılışı dediyimiz mənada qəbul etməkdir.

4.13. TERMODİNAMİKANIN İKİNCİ QANUNUNUN STATİSTİK MAHİYYƏTİ

Termodinamikanın ikinci qanununun xarakteri haqqında mülahizələr yürütmək üçün onun müxtəlif şəkillərdə ifadə olunmuş, lakin mahiyyətə eyni olan iki şərhinə nəzər salaq:

1. İstilik özbaşına soyuq cisimdən isti cismə keçə bilməz.
2. Qapalı sistemdə özbaşına baş verən proseslər entropiyanın artma istiqamətində gedir.

Görəsən, termodinamikanın ikinci qanununu ifadə edən bu şərhlər birinci qanunda olduğu kimi tam dəqiqdirmi? Başqa sözlə, istilik özbaşına soyuq cisimdən isti cismə keçə bilərmə? Yaxud, qapalı sistemdə özbaşına gedən proseslər entropiyanın azalma istiqamətində də gedə bilərmə? Bu iki sualı birləşdirərək belə də ifadə etmək olar: termodinamikanın ikinci qanunu birinci qanun kimi dəqiqdir, yoxsa təxmini xarakter daşıyır?

Qoyulan suala cavab vermək üçün entropiya ilə termodinamik ehtimal arasında əlaqə yaradan Bolsman ifadəsinə ($S = k \ln W$) nəzər salaq. Konkret misal olaraq ideal qazın boşluğa genişlənməsini nəzərdən keçirək. Fərz edək ki, boru vasitəsilə bir-birinə bağlanmış iki eyni həcmli qablardan biri boşdur, digərində isə molekulalarının ümumi sayı N olan qaz var. Kranı açdıqda dolu qabdakı qaz özbaşına boş qaba keçməyə - boşluğa genişlənməyə başlayır. Özbaşına gedən bu proses hər iki qabdakı qaz molekulalarının sayı bərabər olanadək, yəni təzyiqlərin hər iki qabda bərabərləşməsinədək davam edəcəkdir. Çünki, qaz molekulalarından hər birinin qablardan hər birində olma ehtimalı eynidir ($1/2$ -ə bərabərdir).

Ayındır ki, qazın sıxlığının hər iki qabda eyni olması entropiyanın maksimum qiymətinə uyğundur. Deməli, baxdığımız halda qazın boşluğa genişlənmə prosesi entropiyanın artma istiqamətində gedən prosesdir. Burada qarşımıza bir sual çıxır: həmişə beləmi olur, başqa sözlə haqqında danışdığımız genişlənmə prosesi nəticəsində qablardan birindəki təzyiq digərindəkindən kiçik, yaxud böyük ola bilərmə? Bu sualı daha konkret qoya bilərik: görəsən, boşluğa özbaşına genişlənmə nəticəsində ikinci qaba keçmiş molekulaların hamısı yenidən birinci qaba qayıda bilərmə, başqa sözlə genişlənmə nəticəsində ikinci qaba keçmiş qaz özbaşına sıxılma yolu ilə birinci qaba qayıda bilərmə? Hələlik heç bir təfəsilə girmədən bu suala belə cavab vermək olar: bəli, qayıda bilər, lakin bunun ehtimalı çox kiçikdir.

İndi verdiyimiz qısa və konkret cavabı əsaslandıraraq. Qeyd etdiyimiz kimi, qaz molekullarından hər birinin qablardan hər birində olma ehtimalı $\frac{1}{2}$ -dir.

Qaz molekullarının hamısı bir-birindən asılı olmayan qarma-qarışıq hərəkət etdiyindən, bir-birindən asılı olmayan hadisələrin eyni zamanda baş vermə ehtimalı teoreminə istinadən deyə bilərik ki, N sayda molekulların hamısının bir qabda olma ehtimalı $(1/2)^N$ –ə bərabərdir. Normal şəraitdə 1 sm^3 həcmdə təxminən 10^{19} sayda molekul olduğunu nəzərə alsaq, bu ehtimalın sıfırdan fərqli, lakin həddindən ziyadə kiçik olduğuna inanırıq. Deməli, doğrudan da, bütün qaz molekullarının özbaşına tək bir qaba toplaşması prosesi nəzəri olaraq mümkündür, lakin onun praktik reallaşma ehtimalı həddindən ziyadə dərəcədə kiçikdir, başqa sözlə çoxlu sayda hissəciklərdən ibarət olan sistemlərdə belə prosesin reallaşmasını gözləmək praktik olaraq mənasızdır. Lakin, molekulların sayı azaldıqca, bu prosesin reallaşma ehtimalı da artır. Məsələn, fərz edək ki, qabdakı qaz cəmi 2 molekuldan ibarətdir. Molekullardan hər birinin qablardan birində olma ehtimalı $1/2$ olduğundan və molekullardan hər birinin hərəkəti digərindən asılı olmadığından 2 molekuldan ibarət olan qazın bir qaba yığılma ehtimalı, asılı olmayan iki hadisənin reallaşma ehtimalına əsasən $\frac{1}{2} \times \frac{1}{2} = \frac{1}{4}$ olur. Əgər qaz 10 mole-

kuldan ibarət olsaydı, onda, molekulların hamısının bir qaba toplaşma ehtimalı $\frac{1}{2^{10}} = \frac{1}{1024}$ olardı. Deməli, molekullar sayının artması ilə onların

hamısının bir qaba yığılma ehtimalı kəskin sürətdə kiçilir, bu say kifayət qədər çox olduqda molekulların hamısının bir qaba yığılma ehtimalı praktik olaraq sıfıra yaxınlaşır. Bütün deyilənlərdən göründüyü kimi, termodinamikanın ikinci qanunu, birinci qanundan fərqli olaraq statistik xarakter daşıyır.

İstiliyin özbaşına soyuq cisimdən isti cismə keçməsinə təhlil etməklə də eyni nəticəyə gələ bilərik. Görəcəyimiz kimi, istilik yalnız isti cisimdən soyuq cismə deyil, həm də soyuq cisimdən isti cismə özbaşına keçə bilər. Lakin, bu hadisələrin başvermə ehtimalları bir-birindən kəskin sürətdə fərqlənir. Dediklərimizi konkret bir misalla izah edək. Temperaturları bir-birindən bir dərəcə fərqlənən iki cisim arasında

1 erq = 10^{-7} C enerjinin hər iki istiqamətdə - isti isimdən soyuq cismə və əks istiqamətdə daşınma ehtimallarını tapaq. Konkretlik nəminə cisimlərdən birinin temperaturunu $T_1=300 \text{ K}$, digərininkini isə $T_2=301 \text{ K}$ qəbul edək.

Uyğun temperaturlarda entropiya: $S_1 = \frac{10^{-7}}{300}$ və $S_2 = \frac{10^{-7}}{301}$ olur. Bolsman düsturuna əsasən, 10^{-7} coul enerjinin temperaturu 301 K olan cisimdən 300 K olan cismə keçmə prosesində entropiyanın dəyişməsi

$$\Delta S = 10^{-7} \left(\frac{1}{300} - \frac{1}{301} \right) = k \ln \frac{W_1}{W_2}$$

olur. Buradan, $\frac{W_1}{W_2} = e^{\frac{\Delta S}{k}} = \frac{10^{-11}}{9 \times 1,38 \times 10^{-23}} \cong 10^{30}$. Lakin, eyni miqdarda enerjinin əks istiqamətdə, yəni temperaturu 300 K olan cisimdən 301 K olan cismə keçmə prosesində $\frac{W_2}{W_1} = 10^{-30}$ olur. Göründüyü kimi, 1 coul enerjinin

temperaturu 300 K olan cisimdən 301 K olan cismə özbaşına keçmə ehtimalı, həmin enerjinin, temperaturu 301 K olan cisimdən 300 K olan cismə özbaşına keçmə ehtimalından 1030 dəfə kiçikdir. Bu ehtimal həddindən ziyadə kiçik olsa da, hər halda istilik Klauziusun termodinamikanın 2-ci qanunu üçün verdiyi tərifdə göstərdiyi istiqamətin əksi istiqamətdə də, yəni soyuq cisimdən isti cismə özbaşına keçə bilər. Praktiki baxımdan belə prosesin reallaşma imkanı sıfıra yaxın olsa da, hər halda nəzəri olaraq sıfırdan fərqlidir. Deməli, Klauzius ifadəsində istiliyin özbaşına soyuq cisimdən isti cismə keçməsinin qeyri-mümkünlüyü dəqiq deyil, statistik xarakteri daşıyır.

Hər iki misal termodinamikanın ikinci qanununun statistik xarakter daşıdığını sübut edir.

Termodinamikanın ikinci qanununun statistik mahiyyətindən söz açarkən, fiziki hadisələrdə çox mühüm rol oynayan **orta qiymətdən qısa müddətli kiçik meyllərə (kənaraçıxmalara)- flüktuasiya hadisəsinə** nəzər salmaq yerinə düşər. Bu barədə “Broun hadisəsinin nəzəriyyəsi”ni təhlil edərkən söhbət açmışdıq. Orada qeyd etdiyimiz kimi, flüktuasiya hadisəsi, fiziki kəmiyyətlərin (temperatur, təzyiq, sıxlıq və s.) verilmiş sistem üçün səciyyəvi olan orta qiymətdən özbaşına kənara çıxmalarıdır. Bu kənaraçıxmalar çox kiçik həcməldə qısa müddət ərzində baş verə bilər. Flüktuasiya hadisəsinə əsasən qazın çox kiçik həcmi qısa müddət ərzində özbaşına qızar, yaxud soyuyar, çox kiçik həcməldə sıxlıq özbaşına artar, yaxud azalar və s. Bu proseslər zamanı entropiya azalır, başqa sözlə həmin proseslər termodinamikanın ikinci qanununa zidd olaraq baş verir. Eyni sözlər Broun hərəkətinə də aiddir - o da termodinamikanın ikinci qanununa ziddir.

4.14. TERMODİNAMİKANIN İKİNCİ QANUNUNUN FƏLSƏFİ MƏNASI

Termodinamikanın ikinci qanununa görə, qapalı sistemdə özbaşına gedən proseslər zamanı sistemin entropiyası artır. Təbiətdə baş verən bütün təbii proseslər - dönməyən makroproseslər entropiyanın artması istiqamətində gedən proseslərdir. Klauzius bütün bunlara əsaslanaraq entropiyanın artma qanununu bütün Kainata şamil edərək belə bir müddəa irəli sürmüşdür: “Kainatın entropiyası maksimuma yaxınlaşır”. Bu müddəanı əsas götürdükdə, fiziki nəticələrlə yanaşı həm də çox böyük əhəmiyyət kəsb edən fəlsəfi nəticə əldə edilir. Həmin nəticənin nədən ibarət olduğunu izah etmək üçün hadisənin mahiyyətinə nəzər salaq.

Ayındır ki, entropiyanın artması istiqamətində gedən proseslər, Kainatın bütün hissələrində temperaturun bərabərləşməsinə gətirməlidir. Temperatur qradienti olmayan yerdə isə, nəticəsi aldığı istilik hesabına mexaniki iş görməkdən ibarət olan istilik maşınları işləyə bilməz. Digər tərəfdən, entropiya artaraq özünün maksimum qiymətini aldıqdan sonra dəyişməz qalacaqdır, çünki onun çatdığı maksimum qiymətdən böyüyü yoxdur. Bu isə o deməkdir ki, müəyyən bir vaxtdan sonra (entropiya maksimum qiymətini aldıqda), Kainatda mütləq tarazlıq halı əldə ediləcək və bu haldan sonra Kainatda heç bir özbaşına proses gedə bilməyəcək - proseslər dayanacaqdır. Belə olduqda bütün cisimlərin temperaturları eyni olduğundan, daxili enerji hesabına iş görmək mümkün deyildir. Bu hal *“istilik ölümü”* halı adlandırılır.

Aparılan təhlili şərh olunduğu kimi qəbul etsək, ümitsizliyə düşər olarıq. Belə bir anlaşılmazlıqla “mənfə temperatur” məfhumunda da rastlaşmışdıq. Oradakı anlaşılmazlıq, qeyd etdiyimiz kimi, yalnız tarazlıq halı üçün doğru olan düsturun tarazlıqda olmayan sistemə tətbiqi ilə əlaqədar idi. Burada da vəziyyət təxminən eynidir: termodinamikanın ikinci qanunu, əldə heç bir əsas olmadan, onun tətbiq sahəsindən kənara - bütöv Kainata şamil edilir.

Bu məsələni bir qədər ətraflı aydınlaşdırmaq məqsədilə termodinamikanın ikinci qanununun necə müəyyənləşdirildiyi və onun bütöv Kainata necə tətbiq oluna biləcəyi haqqında bir qədər ətraflı söhbət aparaq.

Məlum olduğu kimi, termodinamikanın ikinci qanunu və bunun şərhlərindən biri olan “entropiyanın artma qanunu” Yerdə aparılmış çoxsaylı təcrübələr və müşahidələrdən əldə olunmuş nəticələrin ümumiləşdirilməsi ilə müəyyənləşdirilmişdir. Onda qarşıya belə bir təbii sual çıxır: Yalnız Yerdə

aparılan təcrübə və müşahidələr nəticəsində müəyyən olunmuş qanunu hansı haqla onun doğru olub-olmadığını hələ müəyyənləşdirmədiyimiz, daha doğrusu, müəyyənləşdirə bilmədiyimiz Kainata tətbiq edə bilərik?

Beləliklə, termodinamikanın ikinci qanununun bütün Kainata şamil edilməsinin əsassız olduğu nəticəsinə gəlirik. Onda, təbiidir ki, ikinci qanunun tətbiqi mümkün olmayan Kainata şamil edilməsi ilə əldə olunan nəticənin həqiqətlə heç bir əlaqəsi yoxdur. Deməli, Kainatda guya baş verəcək “istilik ölümü”ndən narahat olmağa dəyməz.

Buna bənzər anlaşılmazlıqla “Mexanika” bəhsində “Xüsusi nisbilik nəzəriyyəsi” mövzusunun şərhı zamanı da rastlaşdıq. Söhbət “Əkizlər paradoksu”ndan gedir. Xüsusi nisbilik nəzəriyyəsindən alınan nəticəyə görə, hərəkətdə olan təcilli sistemindəki saat, sükunətdə olan sistemindəki saata nəzərən yavaşır. Bu nəticəni, biri Yerdə, digəri isə kosmik gəmi ilə səyahətdə olan əkiz qardaşlara tətbiq etsək, hərəkətdə olan qardaşın səyahətdən geri qayıtması ilə əlaqədar onların yaşları arasında fərq olması nəticəsinə gələrik. “Əkizlər paradoksu”nun məğzi, məhz, bundan ibarətdir. Lakin, xüsusi nisbilik nəzəriyyəsinin tətbiq olma şərtinə nəzər saldıqda, heç bir paradoksun mövcud olmadığı nəticəsinə gəlirik. Doğrudan da, məlum olduğu kimi, xüsusi nisbilik nəzəriyyəsi yalnız ətalət sistemlərinə aiddir. Səyahətdə olan qardaşın sistemi - kosmik gəmi ətalət sistemi deyildir, çünki o həm start zamanı, həm geri qayıdarkən təcilli hərəkət etmək məcburiyyətindədir. Belə olduqda, xüsusi nisbilik nəzəriyyəsini təcillə hərəkət edən əkiz qardaşa tətbiq etmək olmaz və deməli, heç bir paradoksdan söhbət gedə bilməz.

Bir çox faktlar Kainatda termodinamikanın ikinci qanununa zidd proseslərin baş verməsindən xəbər verir. Bu proseslərə misal olaraq Kainatdakı dumanlıqlardan və toz şəklində mövcud olan maddələrdən yeni ulduzların meydana gəlməsini göstərmək olar. Bu proseslər zamanı entropiya, termodinamikanın ikinci qanununa uyğun olaraq artmır, əksinə, azalır. Astrofiziklər tərəfindən müşahidə olunan bu növ hadisələr bir daha göstərir ki, termodinamikanın ikinci qanununun tətbiq sahəsi, onun müəyyən olduğu Yer kürəsi ilə məhdudlaşır.

Bolsman, Kainatın “istilik ölümü” ideyasını, özünün irəli sürdüyü flüktuasiya hipotezinə əsaslanmaqla rədd etmək cəhdi göstərmişdir. Bolsmana görə, “istilik ölümü” haqqında düşünməmək üçün termodinamikanın ikinci qanununun statistik xarakter daşdığına - termodinamik tarazlıq halından kiçik həcməldə qısamüddətli kənaraçıxmaların (flüktuasiyanın) mümkünlüyünə nəzər salmaq lazımdır. Bolsman bu fikrə əsaslanmaqla Kainatdakı

tarazlıqsız halların (məsələn, yeni ulduzların əmələ gəlməsini) əmələ gəlməsini, orada meydana çıxma biləcək nəhəng flüktuasiyalarla izah etməyə çalışmışdır. Bu ideyaya görə, Kainatda baş verən proseslər onu “istilik ölümü”nə yaxınlaşdırdıqda, həmişə mövcud olan (yaranan və yox olan) flüktuasiyalar Kainatı bu “ölüm”dən xilas edir.

Beləliklə, “Kainatın ölümü” haqqında alimlərin fikirləri bir-birinə zidd gəlir. Klauziusa əsaslandıqda, Kainatda özbaşına gedən proseslər nəticəsində onun entropiyası artaraq maksimuma çatmalı və bu səbəbdən də “istilik ölümü” halı meydana gəlməlidir. Bolsmana görə isə, Kainat periodik olaraq “istilik ölümü” ilə üzləşir. Lakin, bütün hallarda özbaşına meydana gələn nəhəng flüktuasiyalar nəticəsində Kainatın özü özbaşına olaraq bu “fəlakət”in qarşısını alır. Bolsman, nəhəng flüktuasiyalar vasitəsilə Kainata “dayılıq” edib, onu ölümdən xilas etməyə çalışsa da, öz məqsədinə axıradək nail ola bilmədi - axı, termodinamikanın ikinci qanununun özü Kainata tətbiq olunmursa, onun statistik xarakter daşması necə tətbiq oluna bilər?

“İstilik ölümü” hadisəsinə elmin müasir inkişaf səviyyəsi baxımından nəzər salsaq, onun tam əsassız olduğu fikrinə gələrik. Astrofizika və kosmologiyanın əldə etdiyi son nailiyyətlər ötən əsrdə irəli sürülmüş Kainatın “istilik ölümü” iddiasını rədd edir. Müəyyən olunmuşdur ki, Kainat tarazlıqsız haldadır. Digər tərəfdən, məlum olduğu kimi, termodinamikanın ikinci qanunu belə sistemə tətbiq oluna bilməz. Çox uzaqlarda yerləşən qalaktikalardan gələn elektromaqnit şüalanmaları üzərində aparılan təhlillər nəticəsində müəyyən olunmuş qırmızı sürüşmə göstərir ki, qalaktikalar bizdən uzaqlaşmaqda davam edir, başqa sözlə Kainat genişlənir. Bir halda ki, Kainat genişlənməkdə davam edir, onda sözsüz ki, istilik tarazlığından söhbət gedə bilməz. Bu səbəbdən də, termodinamikanın ikinci qanununu belə sistemə tətbiq etmək olmaz.

4.15. TERMODİNAMİKANIN ÜÇÜNCÜ QANUNU (NERNST PRİNSİPİ)

Termodinamikanın birinci və ikinci qanunlarından çıxan nəticələr üzərində ətraflı dayandırıq. Birinci qanunun, atom və molekulların istilik hərəkətləri və bununla əlaqədar meydana gələn istilik enerjisi də nəzərə alınmaqla, enerjinin saxlanma qanununu ifadə etdiyini söylədik. Həmin qanuna görə, istiliyin soyuq cisimdən isti cismə keçməsi mümkündür. Vacib olanı odur ki, iki cisimdən ibarət sistemdə soyuq cisimdən alınan istilik miqdarı, isti cismə

verilən istilik miqdarına bərabər olsun. Bu qanuna görə, enerjinin saxlandığı bütün hallarda prosesin istənilən istiqamətdə getməsinə heç bir qadağa yoxdur. Deməli, birinci qanun prosesin real getmə istiqaməti haqqında heç bir məlumat vermir, daha doğrusu verə bilmir. İkinci qanun bu qüsuru aradan qaldırdı. O prosesin getmə istiqamətini müəyyən edən qanundur. İkinci qanundan çıxan mühüm nəticələrdən biri də mütləq sıfır temperaturun varlığı, lakin praktik olaraq bu temperaturu əldə etmənin qeyri-mümkünlüyüdür. Bununla yanaşı, ikinci qanun mütləq sıfır temperaturun bilavasitə yaxınlığında və mütləq sıfır temperaturda fiziki kəmiyyətlərin dəyişmə xarakterləri haqqında heç nə deyə bilmir. Qarşıya çıxan çətinlik bununla bitmir. Məlum olduğu kimi, entropiya onun diferensialı (dS) vasitəsilə hesablanır. Bu səbəbdən, S kəmiyyəti müəyyən sabit (məsələn, S_0) dəqiqliyi ilə təyin olunur. Bizi, adətən müxtəlif hallardakı entropiyalar fərqi maraqlandırdığından, haqqında danışdığımız qeyri-müəyyənlik əhəmiyyət kəsb etmir. Lakin elə hal funksiyaları var ki, onlar ST hasili vasitəsilə təyin olunur. Buna misal Helmholsun ($F=E-ST$) və Gibbsin ($H=E-ST+pV$) sərbəst enerjilərini göstərmək olar. Bu hallarda qeyri-müəyyənlik S_0 ilə deyil, TS_0 hasili ilə əlaqədardır. Ona görə də, iki müxtəlif temperatura uyğun gələn belə hal funksiyalarının fərqi təyin edərkən (xüsusilə də, kimyəvi proseslərin təhlili zamanı), sıfırdan fərqli olan $(T_2 - T_1)S_0$ həddi meydana gəlir. Deməli, entropiyanın sabit dəqiqliyi ilə təyin olunan qiymətini deyil, mütləq qiymətin təyin etməyi bacarmaq lazımdır. Əks halda, yəni S_0 kəmiyyətini konkretləşdirməsək, ST hasili daxil olan hal funksiyalarının termodinamikada işlədilməsi mənasız olur.

Qarşıya çıxan bu problem termodinamikanın üçüncü qanunu vasitəsilə həll olunmuşdur.

Termodinamikanın üçüncü qanunu Nernst tərəfindən empirik üsulla müəyyənləşdirilmişdir. Ona görə, bir çox ədəbiyyatlarda bu qanun “Nernstin istilik teoremi” adlandırılır.

Termodinamikanın üçüncü qanununu Nernstin ifadə etdiyi kimi tələbələrə təqdim etməyi lazımsız bildiyimizə görə, onun Plank tərəfindən ifadə olunmuş formasını şərh etmək daha məqsəduyğundur: ***mütləq sıfır temperaturda sistemin ola biləcəyi bütün tarazlıq hallarında entropiya dəyişməz qalır.***

Termodinamikanın üçüncü qanununun bu şəkildə ifadə olunması dərin mənə kəsb etməklə yanaşı, həm də bir çox əhəmiyyətli nəticələrə gətirir.

Həmin nəticələr haqqında danışa bilmək üçün entropiyanın təyin olunduğu (4.17) ifadəsinə nəzər salaq. Bu ifadədən görüldüyü kimi, entropiya istilik miqdarı ilə düz, mütləq temperaturarla tərs mütənasibdir. Entropiyanın mütləq sıfırda sonlu olması göstərir ki, mütləq temperaturun sıfıra yaxınlaşma şərti daxilində (4.17) inteqralı yığılandır. Mütləq sıfıra yaxınlaşdıqda baş verən bu yığılma, dQ -nün həmin ətrafdakı təbiəti ilə əlaqədardır. Nernst teoremindən alınan nəticələrdən biri, məhz (4.17) inteqralının yığılan olmasıdır. İkinci nəticə, mütləq sıfırda sistemin bir tarazlıq halından digər tarazlıq halına keçməsi zamanı entropiyanın sabit qalması ilə əlaqədardır. Belə sabit qalma göstərir ki, mütləq temperaturun sıfıra yaxınlaşması ilə (4.17) inteqralının yaxınlaşdığı limit qiyməti, sistemin $T = 0$ temperaturunda mövcud olan tarazlıq hallarından hansına gəlməsindən asılı olmayaraq sabitdir. Bu halların hamısında entropiya eynidir və bu səbəbdən də mütləq sıfırda sistemin bir tarazlıq halından digərinə keçməsi zamanı entropiya dəyişmir. Bu fakt, yəni mütləq sıfırda entropiyanın sabit qiymət alması, həmin temperaturda (*mütləq sıfırda*) entropiya üçün müəyyən şərti bir qiymət seçməyə imkan verir.

Deyilənlərə nəzər saldıqda, mütləq sıfırda entropiya üçün şərti qiymət seçmə imkanının varlığı başa düşülür. Bu seçmə, bir növ Yer səthində potensial enerji üçün qiymət seçilməsinə bənzəyir. Mövcud anlaşılmaya əsasən, ***mütləq sıfır temperaturda entropiyanın qiyməti sıfıra bərabər qəbul olunmuşdur.*** Entropiyanın qiymətinin belə seçilməsi, onun istənilən temperaturdakı qiymətini təyin etmək yolundakı qeyri-müəyyənlik aradan götürülür. Beləliklə, entropiyanın istənilən temperaturdakı qiyməti, onun mütləq sıfırdakı qiymətinin sıfır qəbul olunmuş qiymətinə nəzərən hesablanır. Entropiyanın bu üsulla təyin olunmuş qiyməti, onun mütləq qiyməti adlanır. Bütün bu deyilənləri nəzərə alsaq, Nernst teoremini belə də ifadə edə bilərik: ***sistemin temperaturu mütləq sıfıra yaxınlaşdıqca, onun entropiyası da sıfıra yaxınlaşır, başqa sözlə mütləq sıfırda entropiyanın mütləq qiyməti sıfırdır.***

Mütləq sıfıra yaxınlaşdıqca istilik tutumunun, istidən genişlənmə əmsalının, təzyiqin termik əmsalının sıfıra yaxınlaşması da Nernst teoremindən alınan nəticələndir. Bu kəmiyyətlərin mütləq sıfır ətrafında dəyişmələrini təcrübi yollarla müşahidə etməklə Nernst teoreminin doğruluğuna inanmaq olar.

Bolsman düsturu ($S = k \ln W$) nəzərə alınmaqla, termodinamikanın üçüncü qanunu kvant nəzəriyyəsi baxımından da izah oluna bilər. Doğrudan da, tarazlıq halında olan sistemin enerjisi minimum olduğundan, mütləq

sıfırda sistem əsas halda olmalıdır. Əsas enerji halı cırılşmamışdırsa, mümkün olan kvant səviyyəsinin sayı 1 olur. Cırılşma olduğu halda isə, səviyyələrin sayı cırılşma dərəcəsinə bərabərdir. Lakin, bu halda da səviyyələrin sayı sabit qalır. Termodinamik ehtimal səviyyələrin sayına, yəni sabit bir ədədə bərabər olduğundan entropiya da sabit olur. Xarici parametrlər, məsələn təzyiq, həcm və s. dəyişdikdə enerji səviyyələrinin sayı dəyişmədiyinə görə sistemin entropiyası da dəyişmir. Entropiyanın bu qiyməti təzyiqdən, aqreqat halından və maddənin digər xarakteristikalarından asılı deyildir.

Termodinamikanın üçüncü qanunu tarazlıqda olan sistemlərə aiddir. Bu səbəbdən, həmin qanunu termodinamik tarazlıq halında olmayan sistemlərə tətbiq etmək olmaz. Bununla əlaqədar, şüşə (*metastabil halda olan amorf cisim*) haqqında yerlimiz, dünya şöhrətli fizikaşünas, Nobel mükafatı laureatı Lev Davidoviç Landaunun bir fikrini yada salmaq yerinə düşər. Şüşə haqqında Landau belə deyir: ***“mütləq sıfırda onun entropiyasının sıfırdan fərqli olmasından başqa şüşə haqda nə deyə bilərik?”***. Çox yığcam şəkildə ifadə olunmuş bir cümlə ilə Landau şüşəni termodinamik baxımdan çox konkret şəkildə səciyyələndirmişdir. Doğrudan da, hələ orta məktəbdən məlum olduğu kimi, ərinti soyudulduqda atomların (yaxud, molekulların) nizamlı düzülüşü nəticəsində maddə kristal hala keçə bilər. Şüşə ərintisi soyudulduqda isə, onun özlülüyü daha sürətlə böyüdüyündən, atom və molekulların hərəkət imkanları məhdudlaşır və buna görə də, maddə kristallaşmağa imkan tapmayaraq amorf halını alır. Bu amorf maddə metastabil halda olan şüşədir. Şüşənin amorf haldan kristal hala keçməsi üçün milyonlarca illər lazımdır. Məhz, bu səbəbdən, şüşəyə həmişə metastabil halda olan sistem kimi baxmaq lazımdır. Elə buna görə də, elmi ədəbiyyatlarda çox zaman amorf hal yerinə şüşə məfhumundan istifadə olunur.

