

**Azərbaycan Respublikası Təhsil Nazirliyi
Bakı Dövlət Universiteti**

A.İ.Hümbətov, N.A.Hüseynov

DƏNİZ VƏ OKEANLARIN TERMODİNAMİKASI

Azərbaycan Respublikası Təhsil Nazirliyi Elmi-metodik Şurası "Coğrafiya" bölməsinin 11 dekabr 2001-ci il tarixli 02 sayılı iclas protokolu ilə ali məktəb tələbələri üçün dərs vəsaiti kimi tövsiyə edilmişdir
(əmr №1265 11 XII.2001 il)

Bakı – 2002

H 92
UDK 551:46

Redaktor:

-Coğrafiya elmləri doktoru, prof. T.M.Tatarov

Rəyçilər:

- Fizika-riyaziyyat elmləri namizədi, dos. İ.M.Abdullayev
- Fizika-riyaziyyat elmləri namizədi N.İ.Əhmədov

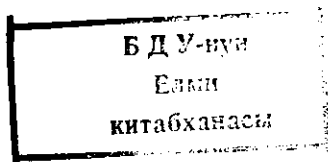
551.4
+ h 92

Hümbətov A.İ., Hüseynov N.A. Dəniz və okeanların termodinamikası, Bakı Universiteti nəşriyyatı, 2002. 120 s.

Dərs vəsaitində okean və dənizlərin termodinamikasının əsasları verilir. Əvvəlcə termodinamikanın əsas müddəaları və qanunları şərh olunur, sonra isə dəniz və okeanların bir termodinamik sistem kimi baxılaraq onun qanunauyğunluqları izah olunur

H $\frac{2001050000 - 28}{658(07) - 085}$ - 85 - 2001

238/28



© Bakı Universiteti nəşriyyatı, 2001

Ön söz

Müasir dövrümüzdə Xəzərşünaslıq elminin inkişafı ilə əlaqədar olaraq, Azərbaycanda okeanologiya elminə maraq artmışdır. Böyük Azərbaycan alimi Q.K.Gül tərəfindən əsası qoyulan, akademik H.Ə.Əliyev və akademik B.Ə.Budaqovun formalaşdırdıqları Azərbaycan okeanologiya elmi professor M.Ə.Məmmədov tərəfindən məktəb şəklinə salındı. İndi BDU-nun Coğrafiya fakültəsinin hidrometeorologiya kafedrasında okeanoqlar ordusu hazırlanmaqdadır.

Biz də, bu çox vacib və Azərbaycanın gələcəyi üçün böyük əhəmiyyətə malik olan nəcib işə öz köməyimizi tələbələrimiz üçün doğma Azərbaycan dilində kitab yazmaqda gördük.

Okean və dənizlərin termodinamikası demək olar ki, okean fizikasının başlanğıcıdır. Biz ilk dəfə olaraq bu bölməni Azərbaycan dilində ayrıca kitab şəklinə saldıq.

Kitabın tələbələr tərəfindən yaxşı mənimsənilməsi üçün bəzi işarələri orta məktəb fizikasında olduğu kimi yazdıq. Məsələn, daxili enerjini U ilə, ümumiləşmiş qüvvəni F ilə, işi A ilə göstərdik. Adətən okeanologiyada duzluluğu S hərfi ilə işarə edirlər, ona görə də termodinamikada ənənəvi entropiya işarəsi olan S -i μ hərfi ilə əvəz elədik.

Kitabın Birinci fəslə tələbələr təmiz termodinamik terminlərə, anlayışlara alışdıracaqdır. Onlar termodinamikanın əsas müddəaları, qanunları ilə tanış olacaq, termodinamik sistemin nə olduğunu başa düşəcəklər.

İkinci fəsil elə yazılmışdır ki, tələbə birinci fəsildə oxuduğunu dahada dərinləşdirəcək və eyni zamanda nəzəriyyənin praktikaya tətbiqinin üsulları ilə tanış olacaqdır.

Üçüncü fəsildən isə, tələbələr okeanda dönməyən proseslərin dinamikası və termodinamikasını öyrənəcəklər.

Kitabı yazarkən çalışmışıq ki, hər şey sadə və anlaşılıq olsun. Buna nə dərəcədə nail olduğumuzu tələbələrimiz deyəcək.

Kitabın çapa hazırlanmasında yaxından iştirakına görə fizika-riyaziyyat elmləri namizədi M.Ş.Qocayevə və işıq üzü görməsinə böyük köməklik göstərdiyinə görə Şelf Layihə Tikinti İstehsalat Birliyinin Baş Direktoru cənab T.M.Məmmədova öz minnətdarlığımızı bildiririk.

GİRİŞ

Dəniz və okeanların termodinamikası fənni okean və dənizlərə termodinamik sistem kimi baxaraq, bu sistemdə bir enerji növünün digərinə çevrilməsinin qanunauyğunluqlarını və eləcədə enerjinin okean suyunun halı ilə əlaqələrini öyrənir.

Aydın məsələdir ki, termodinamika elminin xüsusiyyətlərinə uyğun olaraq, burada da okean sularının molekulyar quruluşu ilə maraqlanılmır, bu suların müxtəlif xarakteristikalarının onun halını təyin edən makroskopik kəmiyyətlərdən asılılığına baxılır. Dənizdə və okeanda müxtəlif növ hərəkətlərin mahiyyətini başa düşmək üçün birinci növbədə onun termodinamikasını başa düşmək lazımdır. Təsədüfi deyil ki, okeanda baş verən fiziki proseslərin öyrənilməsinə həsr olunmuş işlərin əksəriyyəti okeanların termodinamikası ilə başlayır. Məsələn, V.M.Kamenkoviçin "Okean dinamikasının əsasları", Y.P.Doroninin redaksiyası ilə yazılmış "Okean fizikası" və s. kitablarının ilkin fəsilləri okean termodinamikasına həsr olunmuşdur.

Qeyd etmək lazımdır ki, okean fizikasının termodinamika bölməsi həm də ümumi fizika kursunun bir bölməsidir. Buna baxmayaraq, okean və dənizlərin termodinamikasını coğrafi elm sahəsi kimi də başa düşmək lazımdır. Çünki, okean termodinamikasını öyrənən zaman yaddan çıxarılmamalıdır ki, okeanda gedən proseslər ilin fəsillərindən və öyrənilən rayonun coğrafi mövqeyindən də asılıdır. Məsələn, dəniz suyuna adətən ikikompenetli məhlul kimi baxırlar, yəni dənizdə olan duzların tərkibi dəyişmir. Ancaq bu, dəniz sahillərindən çox-çox uzaqlarda doğrudur, yəni sahilə yaxın yerlərdə bu belə olmaya da bilər.

Kitab üç fəsildən ibarətdir. Birinci fəsildə termodinamikadan elə anlayışlar verilir ki, onlar sonrakı bölmələri başa düşməyə imkan verir. İkinci fəsildə okean termodinamikasının əsasları, üçüncü fəsildə isə termodinamik parametrlərin dəyişməsi və saxlanılmasının qanunauyğunluqları verilir.

I FƏSİL

TERMODİNAMİKADAN BƏZİ ANLAYIŞLAR

Okeana termodinamik sistem kimi baxaraq onun xassələrinin öyrənilməsinə başlamazdan əvvəl əsas termodinamik anlayışların (termodinamik sistem, termodinamik tarazlıq, proses, iş və s.) məzmununu aydınlaşdıraraq və termodinamikanın əsas müddəaları ilə tanış olaq.

§1.1. Termodinamik sistem və termodinamik parametrlər

Çoxlu sayda zərrəciklərdən ibarət olan hər hansı maddi obyekt və ya cisim makroskopik sistem adlanır. Makroskopik sistemin ölçüsü həmişə atom və molekulların ölçülərindən çox-çox böyük olur.

Sistem və onun ətrafındakı cisimlərlə əlaqəsini xarakterizə edən bütün makroskopik əlamətlərə makroskopik parametrlər deyilir. Onların sırasına, məsələn, sıxlıq, həcm, elastiklik, konsentrasiya (qatılıq), polyarizələşmə, maqnitləşmə və s. daxildir. Makroskopik parametrlər xarici və daxili parametrlərə ayrılırlar.

Sistemə daxil olmayan xarici cisimlərin vəziyyəti ilə təyin edilən kəmiyyətlərə xarici parametrlər deyilir. a_i ($i = 1, 2, 3, \dots$) Məsələn, sistemin həcmi onun xarici parametridir, çünki, həcm xarici cisimlərin vəziyyəti ilə təyin edilir; qüvvə sahəsinin intensivliyi də xarici parametridir, çünki, o, başlanğıc sistemə daxil olmayan sahə mənbələrinin-yüklərin və cərəyanların vəziyyətindən asılıdır və s.

Deməli, xarici parametrlər xarici cisimlərin koordinatının funksiyasıdır.

Sistemə daxil olan zərrəciklərin birgə hərəkətləri və fəzada paylanmaları ilə təyin olunan başqa kəmiyyətlərə daxili parametrlər b_i ($i = 1, 2, 3 \dots$) deyilir.

Məsələn, sıxlıq, təzyiq, enerji, polyarizəşmə, maqnitləşmə və s. kimi kəmiyyətlər daxili parametrlərdir, çünki, bunların qiyməti sistemin zərrəciklərinin hərəkət və vəziyyətindən və onlara daxil olan yüklərdən asılıdır.

Sistemə daxil olan zərrəciklərin-atom və molekulların fəzadakı vəziyyəti xarici cisimlərin yerləşməsindən asılı olduğuna görə, daxili parametrlər həmin zərrəciklərin vəziyyəti, hərəkəti və həmçinin xarici parametrlərin qiymətləri ilə təyin edilir.

Asılı olmayan makroskopik parametrlər çoxluğu sistemin halını təyin edir. Sistemin keçmişindən asılı olmayıb, **ancaq onun verilən andakı halı ilə (yəni asılı olmayan parametrlər çoxluğu ilə) tam təyin olunan kəmiyyətlərə hal funksiyası deyilir.**

Sistemin parametrləri zamana görə dəyişməzsə, onun belə halına stasionar hal deyilir.

Sistemdə bütün parametrlər zamana görə sabit qalarsa və hər hansı xarici mənbələrin təsiri hesabına heç bir stasionar axın yoxdursa sistemin belə halına tarazlıq halı (termodinamik tarazlıq halı) deyilir.

Termodinamika başlıca olaraq, tarazlıq halında olan sistemlərin fiziki xassələrini öyrənir. Ona görə də, adətən, istənilən makroskopik sistemə yox, yalnız termodinamik tarazlıqda olan sistemlərə termodinamik sistem deyilir. Buna oxşar olaraq, termodinamik tarazlıqda olan sistemi xarakter-

zə edən parametrlərə termodinamik parametrlər deyilir.

§ 1.2. Molekulyar nöqteyi-nəzərdən termodinamik tarazlıq

Molekulyar nöqteyi-nəzərdən tarazlıq parametrləri, termodinamik parametrlər və daxili parametrlər nədir?

Bu sualı aydınlaşdırmaq üçün sadə bir misalı-qazın çıxılığını (vahid həcmdə olan zərrəciklərin sayını) gözdən keçirək. Qaz tarazlıq halında deyilsə, onun sıxlığı müxtəlif nöqtələrdə müxtəlif olar. Zaman keçdikcə qaz tarazlıq halına keçər, sıxlıq $\rho = m \cdot n$ isə (m -molekulun kütləsi, $n - 1 \text{ cm}^3$ -də olan molekulun sayıdır) hər hansı makroskopik sabit tarazlıq qiymətini alır (şəkil 1.1). Sıxlığın bu ρ_0 tarazlıq qiyməti, sıxlığın böyük T zaman fasiləsindəki $\bar{\rho}$ orta qiyməti kimi təyin oluna bilər:

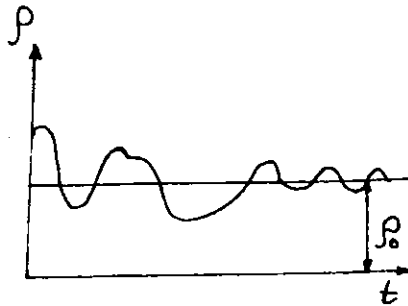
$$\rho_0 = \bar{\rho} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \rho(t) dt$$

Buna oxşar olaraq, hər hansı başqa daxili parametrin də tarazlıq qiyməti, bu parametərə uyğun olan koordinat və sürətlərin funksiyasının böyük zaman fasiləsində orta qiymətindən ibarətdir.

Qeyd etmək lazımdır ki, sistemlər termodinamik tarazlıq halında həm əvvəlcə göstərilən makroskopik parametrlərin (sıxlıq, maqnitləşmə və s.) müəyyən tarazlıq qiymətləri ilə, həm də sistemdə tarazlıq yoxdursa, bütün sistem üçün mənası olmayan (məsələn, temperatur, entropiya və s.) xüsusi termodinamik parametrlərlə xarakterizə olunur.

Sistemdə zərrəciklərin kütləsindən və ya sayından asılı olmayan termodinamik parametrlərə intensiv parametrlər

lər deyilir (məsələn, təzyiq, temperatur və s.), həmin parametrlərdən sistemdəki zərrəciklərin kütləsinə və sayına mütənəsb olanlarına additiv və ya ekstensiv parametrlər deyilir. (məsələn, həcm, enerji, entropiya və s.).



şəkil 1.1

Sonlu sistemlərin termodinamik tarazlığının xüsusiyyətləri haqqında makroskopik təcrübəyə əsaslanan müəyyən təsəvvürlər termodinamikada postulatlar kimi qəbul edilir. Bu postulatlara əsaslanaraq, termodinamikanın əsas qanunları vasitəsilə tarazlıq halında olan sistemlərin xassələrini öyrənirlər.

§ 1.3. Termodinamikanın əsas müddəaları və onların izahı

§ 1.3. Termodinamikanın əsas müddəaları və onların izahı

Xarici cisimlərlə enerji mübadiləsinə girməyən sistemə qapalı sistem deyilir. Sistemin zərrəciklərinin hərəkətlərinə təsir edən xarici qüvvələr sistemdə istilik hərəkətini də dəyişir.

Termodinamikanın birinci postulatı belədir:

Qapalı sistem zaman keçdikcə, həmişə termodinamik tarazlıq halına gəlir və heç vaxt özbaşına bu haldan çıxa bilmir.

Bu postulatın statistik fizika nöqteyi-nəzərdən mənası aşağıdakıdır: bütün qapalı makroskopik sistem-

lərdə elə bir müəyyən yeganə hal var ki, bu hal əsasən fasiləsiz hərəkət edən zərrəciklər tərəfindən yaradılır (ən ehtimallı hal); qapalı sistem zaman keçdikcə həmin bu ehtimallı hala keçir. Buradan aydın olur ki, qapalı sistemin özbaşına tarazlıq halına keçməsi və həmin halda uzun müddət qalması haqqında postulat təbiətin mütləq qanunu olmayıb, sistemin ancaq ən ehtimallı halını ifadə edir; sistem zərrəciklərinin arası kəsilmədən davam edən hərəkəti tarazlıq halından spontan meyletmələrə (fluktuasiyalara) gətirib çıxarır.

Termodinamikanın ikinci postulatı aşağıdakı kimi ifadə olunur: Sistemin bütün daxili tarazlıq parametrləri xarici parametrlərin və temperaturun funksiyasıdır.

Sistemin enerjisi onun daxili parametri olduğuna görə, deməli tarazlıq zamanı enerji xarici parametrlərin və temperaturun funksiyası olur. Bu tənlikdən enerji və xarici parametrlər vasitəsi ilə temperaturu ifadə edərək biz termodinamikanın ikinci əsas müddəasına belə tərif verə bilərik: **tarazlıq zamanı bütün daxili parametrlər xarici parametrlərin və enerjinin funksiyası olur.**

Termodinamikanın ikinci əsas müddəası, cismin hər hansı daxili parametrinin dəyişməsindən asılı olaraq onun temperaturunun dəyişməsini təyin etməyə imkan verir və müxtəlif termometrlərin quruluşu buna əsaslanmışdır.

Hansı temperaturun böyük, hansının kiçik olduğunu müəyyən etmək üçün əlavə şərt verilir: belə hesab edilir ki, xarici parametrlər sabit olduqda, cismə enerji verərkən, onun temperaturu yüksəlir (ancaq bu zaman temperaturun alçaldığını da güman etmək olardı) və ya (yuxarıdakı şərtə uyğun olur, lakin onunla eyni deyil) A və B cisimləri istilik kontaktında olanda, enerji A cismindən B cisminə keçirsə, A

cisminin temperaturunun B cisminin temperaturundan çox olduğunu qəbul edirlər (əksinə də qəbul etmək olardı).

Temperatur anlayışını dəqiqləşdirmək üçün bu cür əlavə şərt, sistemin daxili enerjisi üçün temperaturun monoton artan funksiyasını seçməyə imkan verir. Bu işə sistem hissələrinə görə enerji paylanması yeganəliyi və sistemin ümumi enerjisi artdıqca, hissələrin enerjisinin artması kimi təcrübi faktlara uyğun olaraq tamamilə mümkündür.

§ 1.4. Kvazistatik və qeyri-statik proseslər

Bu vaxta qədər biz termodinamik tarazlıqda olan sistemləri, yəni zamandan asılı olaraq, parametrlərinin heç biri dəyişməyən və daxilində heç bir makroskopik hərəkət olmayan sistemləri gözədən keçirirdik.

Sistemin bəzi parametrləri zamandan asılı olaraq dəyişirsə, onda deyirik ki, belə sistemdə müəyyən proses gedir: məsələn, həcm dəyişərkən sistemin genişlənməsi prosesi gedir; xarici sahə dəyişərkən sistemdə maqnitləşmə və ya polyarizasiya prosesi gedir və s. Əgər sistem tarazlıq halından çıxarılıb, özbaşına buraxılmışsa, müəyyən müddətdən sonra o, özünün ilk tarazlıq halına qaydır.

Sistemin yeni tarazlıq halına qayıtması prosesinə relaksasiya deyilir. Sistemin tarazlıq halına qayıtması müddətinə isə τ relaksasiya müddəti deyilir.

Sistemin bütün parametrləri fiziki cəhətcə sonsuz dərəcə yavaş dəyişirsə və deməli sistem həmişə tarazlıq hallarında qalırsa, belə prosesə tarazlıq və ya kvazistatik proses deyilir. Hər hansı a parametrlərinin fiziki cəhətcə sonsuz yavaş və ya kvazistatik dəyişməsi, onun zamandan asılı

olaraq elə dəyişməsinə deyilir ki, bu vaxt $\frac{da}{dt}$ sürəti relaksasiya zamanı həmin parametrin orta dəyişmə sürətindən xeyli kiçik olur; belə ki, əgər a parametri Δa kəmiyyəti qədər dəyişmişdirsə və relaksasiya müddəti τ -ya bərabərdirsə, onda kvazistatik proseslərdə

$$\frac{da}{dt} \ll \frac{\Delta a}{\tau} \quad (1.1)$$

olar.

Əgər hər hansı a parametrinin dəyişməsi relaksasiya müddəti τ -dan az və ya ona bərabər t müddətində ($t \leq \tau$) baş verirsə, yəni

$$\frac{da}{dt} \geq \frac{\Delta a}{\tau} \quad (1.2)$$

olarsa, belə prosesə qeri-statik proses deyilir.

Tarazlıq prosesi haqqında təsəvvür və onunla əlaqədar olan bütün mülahizələr ancaq tarazlıq halının öz-özünə pozulmazlığı haqqındakı termodinamikanın ümumi qanunu əsasında yaradılır. Doğrudan da, sistemin termodinamik spontan dəyişmələri olmadıqda, tarazlıq proseslərinin gedişi ancaq xarici təsirlərin xarakteri ilə müəyyən oluna bilər.

§1.5. Sistemin daxili enerjisi. İş və istilik.

Termodinamika istilik hərəkətinin qanunauyğunluqlarını öyrənir. Bütün termodinamik sistemlər külli miqdarda zərrəciklərdən ibarətdir. **Arasıkəsilmədən hərəkət edən və bir-biri ilə qarşılıqlı təsirdə olan bu zərrəciklərin enerjisinə sistemin enerjisi deyilir.**

Sistemin tam enerjisi daxili və xarici enerjilər olmaqla

iki yerə bölünür: xarici enerjiyə sistemin bir tam kimi hərəkət enerjisi və qüvvələr sahəsində sistemin potensial enerjisi daxildir. Sistemin enerjisinin bütün qalan hissəsinə daxili enerji deyilir.

Adətən termodinamikada sistemin enerjisi dedikdə onun daxili enerjisi nəzərdə tutulur.

Sistemin daxili enerjisi dedikdə, sistemdə olan zərəciklərin bütün hərəkət növlərinin enerjiləri və qarşılıqlı təsir enerjiləri başa düşülür: molekulların irəliləmə və fırlanma hərəkətinin enerjisi, atomların rəqsi hərəkət enerjisi, molekulların qarşılıqlı təsir enerjisi, dolmuş elektron səviyyələrinin atomdaxili enerjisi, nüvənin enerjisi və sair.

U daxili enerjisi daxili parametridir və deməli o tarazlıq zamanı a , xarici parametrindən və T temperaturundan asılı olur:

$$U = U(a_1, a_2, \dots, a_n, T)$$

Təbiətdə bizi əhatə edən bütün sistemlərin U daxili enerjisinin T temperaturundan asılılığı elədir ki, temperatur hədsiz artdıqca daxili enerji də hədsiz artır. Bu ona görə belə olur ki, adi termodinamik sistemin hər bir molekulu və hər hansı başqa elementi istənilən qədər böyük enerjiyə malik ola bilər.

Termodinamik sistem ətraf mühitlə qarşılıqlı təsirdə olduqda, enerji mübadiləsi baş verir. Bu zaman enerji sistemdən iki müxtəlif üsulla: sistemin xarici parametrlərinin dəyişməsi ilə və bu parametrlər dəyişmədən verilə bilər.

Xarici parametrlərin dəyişməsi ilə əlaqədar olan birinci üsula-ış, İkinci üsula-xarici parametrlər dəyişmədikdə istilik, prosesin özünə işə istilik mübadiləsi deyilir.

Sistemin xarici parametrlərinin dəyişməsi ilə əlaqədar

olaraq, onun verdiyi enerjinin miqdarına da A işi deyilir (işin miqdarı deyilmir); sistemin xarici parametrləri dəyişmədən ona verilən enerjinin miqdarına Q istilik miqdarı deyilir.

İstiliyin və işin tərifindən görüldüyü kimi, termodinamikada araşdırılan bu iki müxtəlif enerji verilmə üsulları eyni deyildir. Doğrudan da iş, bilavasitə hər hansı enerji formasının (elektrik, maqnit, elastiklik, ağırlıq qüvvəsinin potensial enerjisi və s.) artmasına sərf olunduğu halda istilik bilavasitə, yəni əvvəlcə işə çevrilmədən, ancaq sistemin daxili enerjisinin artmasına sərf oluna bilər. Bu göstərir ki, iş istiliyə çevrilərkən ancaq iki cisimlə kifayətlənmək olar; bunlardan biri (onun xarici parametrləri dəyişdikdə) istilik kontaktı zamanı enerjini o biri cismə (onun xarici parametri dəyişmir) verir; İstilik işə çevrilərkən, ən azı üç cisim olmalıdır; birinci cisim enerjisini istilik şəklində verir (istilik mənbəyi), İkincisi-enerjini istilik şəklində alır və iş şəklində verir (ona işlək cisim deyilir), üçüncüsü isə enerjini işlək cisimdən iş şəklində alır.

Əgər sistem ətraf mühitlə enerji mübadiləsinə girmirsə, yuxarıda dediyimiz kimi, ona təcrid edilmiş və ya qapalı sistem deyilir. Əgər sistem başqa cisimlərlə ancaq istilik şəklində enerji mübadiləsi etmərsə, belə sistemə adiabatik təcrid edilmiş sistem və ya adiabatik sistem deyilir.

A işi və Q istilik miqdarı enerji vahidləri ilə ölçülür, lakin iş və istilik enerji növləri deyildir: onlar termodinamikada enerjinin gözdən keçirilən iki müxtəlif verilmə üsullarıdır və deməli prosesi xarakterizə edir.

A işi və Q istilik miqdarı, ancaq sistemin məruz qaldığı proses zamanı sıfırdan fərqlənir. Sistemin halına isə A və ya Q -nün hər hansı qiyməti uyğun gəlir.

Əgər sistem A işini xarici cisimlər üzərində görürsə,

həmin iş müsbət hesab edilir; sistemə enerji onun xarici parametrləri dəyişmədən verilirsə Q istilik miqdarı müsbət hesab edilir. a parametrinin sonsuz kiçik tarazlıq dəyişməsi zamanı sistemin gördüyü iş

$$\delta A = F da \quad (1.3)$$

olar, burada F -xarici a parametrinə uyğun ümumiləşmiş qüvvədir və tarazlıq zamanı xarici a , parametrinin və T temperaturunun funksiyasıdır.

a parametrinin qeyri-statistik sonsuz kiçik dəyişməsi zamanı gördüyü $\delta A_{\text{qeyri-statik}}$ qeyri-statik işi də

$$\delta A_{\text{qeyri-statik}} = F_{\text{qeyri-statik}} da_{\text{qeyri-statik}} \quad (1.4)$$

olur, lakin bu halda $F_{\text{qeyri-statik}}$ ümumiləşmiş qüvvə termodinamikanın əsas müddəalarına görə a_i parametrinin, b_i - daxili parametrlərinin və hər iki parametrlərin zamana görə törəmələrinin funksiyasıdır. n sayda xarici parametr dəyişdikdə sistemin işi

$$\delta A = \sum_i F_i da_i \quad (1.5)$$

olur. İşin tərifindən və (1.5) düsturundan görüldüyü kimi elementar işin ifadəsinə temperaturun differensialı daxil deyil (yəni dT -nin əmsalı sıfıra bərabərdir). Bu göstərir ki, δA differensial ifadəsi tam differensial deyildir.

Bu səbəbə görə biz, elementar işi dA ilə deyil δA ilə işarə edirik.

Sistemin gördüyü elementar işin ifadəsinə aid aşağıdakı misalı göstərmək olar. Hər tərəfdən bərabər təzyiqlə məruz qalan sistem kvazistatik genişləndikdə, elementar iş

$$\delta A = p dV (F = p; a = V) \quad (1.6)$$

olur, burada p qazın təzyiqi və ya mayenin təzyiqi, dV - xarici cisimlərin yerdəyişməsi ilə əlaqədar olaraq, həcm

artmasıdır; buna görə də qaz boşluğa genişləndikdə, xarici cisimlər yerini dəyişmədiyi üçün iş sıfıra bərabər olur.

§ 1.6. Termik və kalorik hal tənlikləri

Termodinamikanın daxili tarazlıq parametrlərinin, xarici parametrlərin və temperaturun funksiyası olduğunu təsdiq edən İkinci əsas müddəası sistemin termik və kalorik hal tənliklərinin, yəni T-temperaturunu, a_i - xarici parametrlərini və hər hansı b_k daxili tarazlıq parametrlərini əlaqələndirən tənliklərin olduğunu göstərir:

$$b_k = f(a_1, a_2, \dots, a_n; T) \quad (1.7)$$

Daxili b_k parametri U daxili enerjidirsə; $b_k = U$ onda

$$U = U(a_1, a_2, \dots, a_n; T) \quad (1.8)$$

təniyinə enerji tənliyi və ya sistemin halının kalorik tənliyi deyilir. Bu tənlik ona görə belə adlanır ki, onun köməyi ilə istilik tutumunu və termodinamikada kalori ilə ölçülən başqa bu cür kəmiyyətləri təyin etmək olur.

Əgər b_k daxili parametri xarici a_i parametrinə uyğun olan ümumiləşmiş F_i qüvvədirsə; $b_k = F_i$ onda

$$F_i = F_i(a_1, a_2, \dots, a_n; T) \quad (i = 1, 2, 3 \dots) \quad (1.9)$$

tənliklərinə sistemin termik hal tənlikləri deyilir.

Ona görə belə ad verilmişdir ki, həmin tənliklərin köməyi ilə temperaturu hesablamaq olur.

Sistemin həm kalorik, həm də termik hal tənliklərinin hamısı məlumdursa termodinamikanın birinci və ikinci qanunlarının köməyi ilə sistemin bütün xassələrini təyin etmək mümkündür.

Sistem halının bu tənliklərini termodinamikanın qanunlarına əsasən çıxarmaq mümkün deyildir. Bu tənliklər ya

təcrübədən götürülür, ya da statistik fizika metodları ilə alınır.

Sadə sistemlər üçün termik hal tənliyi ümumi halda

$$F = F(T, a)$$

olur. Əgər $F = p$ sistemin təzyiqi, $a = V$ sistemin həcmidirsə, onda belə sistemin termik hal tənliyi

$$f(p, V, T) = 0 \quad (1.10)$$

kalorik tənliyi isə

$$U = U(V, T) \quad (1.11)$$

olar. Ən sadə sistem olan ideal qazın termik hal tənliyi Klappeyron tənliyidir:

$$pV = \frac{m}{M} RT. \quad (1.12)$$

İdeal qaz halının kalorik tənliyi onun daxili enerjisinin həcmdən asılı olmaması haqqındakı Coul qanunundan çıxır:

$$\left(\frac{dU}{dV} \right)_T = 0$$

Buradan görünür ki, termodinamikanın birinci qanununa əsasən

$$U = \int C_V dT + U_0$$

və biratomlu ideal qaz üçün sabit həcmdə C_V istilik tutumu təcrübənin göstərdiyi kimi, temperaturdan asılı olmadığından

$$U = C_V T + U_0$$

olur.

Qeyd etmək lazımdır ki, tarazlıqda olan sistemlərin xassələrini öyrənərkən termodinamika hər şeydən əvvəl sadə sistemlərin xassələrini gözədən keçirir. Sadə sistemlər ancaq bir ümumiləşmiş F qüvvəsinin təsirinə məruz qalan

sistemlərə deyilir. Deməli onların ətrafındakı cisimlərlə əlaqəsi ancaq bir xarici a parametri ilə xarakterizə olunur. Başqa sözlə desək sadə sistemlər iki sərbəstlik dərəcəsinə malik olan sistemlərdir.

Sadə sistem üçün $f(p, V, T) = 0$ termik hal tənliyindən istifadə edərək, praktikada tez-tez tətbiq olunan aşağıdakı üç termik əmsalı asanlıqla tapmaq olar:

- termik genişlənmə əmsalı:

$$\alpha = \frac{1}{V_0} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \quad (1.13)$$

- izotermik sıxılma əmsalı:

$$\beta = - \frac{1}{V_0} \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T \quad (1.14)$$

- təzyiqin (elastikliyin) termik əmsalı:

$$\gamma = \frac{1}{p_0} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \quad (1.15)$$

olur. bu əmsallar bir-biri ilə

$$\alpha = p_0 \beta \gamma \quad (1.16)$$

münasibəti ilə əlaqədardır. Həmin münasibət bərk və maye cisimlərdə γ -nı, tapmaq üçün praktiki olaraq çox əhəmiyyətlidir, çünki, cismin həcmi (və yaxud örtüyünü) dəyişmədən onu qızdırmaq mümkün deyildir.

§ 1.7. Termodinamikanın birinci qanunu

Termodinamikanın birinci qanunu-enerjinin saxlanması və çevrilməsi qanununun kəmiyyət cəhətcə riyazi ifadəsidir. Enerjinin saxlanması qanunu belə ifadə olunur: enerji təbiətdə heçdən yaranmır və itmir; enerjinin miqdarı

dəyişməzdir, o yalnız bir şəkildən başqa şəklə keçir.

Ümumi halda sistem bir haldan digər hala keçəndə onun daxili enerjisi eyni zamanda, həm işin görülməsi, həm də istiliyin verilməsi hesabına dəyişə bilər. Termodinamikanın birinci qanunu məhz belə ümumi hallar üçün ifadə olunur: sistem bir haldan başqa hala keçdikdə onun daxili enerjisinin dəyişməsi xarici qüvvələrin işi ilə ona verilən istilik miqdarının cəminə bərabərdir:

$$\Delta U = A + Q, \quad (1.17)$$

burada A -xarici cisimlərin sistem üzərində gördüyü iş, Q -sistemə verilən istilik miqdarıdır. Çox vaxt xarici qüvvələrin sistem üzərində gördüyü A işi əvəzinə sistemin xarici qüvvələrə qarşı gördüyü A' işi götürürlər.

$$A' = -A \quad (1.18)$$

onda termodinamikanın birinci qanununu

$$Q = \Delta U + A'$$

şəklində yazmaq olar.

Sistemə verilən istilik miqdarı onun daxili enerjisinin dəyişməsinə və sistemin xarici cisimlər üzərində gördüyü işə sərf olunur.

Elementar proses üçün birinci qanunu ifadə edən tənlik

$$\delta Q = dU + \delta A \quad (1.20)$$

və ya

$$\delta Q = dU + \sum_{(i)} F_i d\alpha_i \quad (1.21)$$

olar. Birinci qanunun bu şəkildə həm kvazistatik, həm qeyri-statik proseslər üçün yazmaq olar. Bu zaman fərq ancaq ondan ibarət olur ki, birinci halda ümumiləşmiş F_i qüvvəsi ancaq xarici α_i parametrinin və T temperaturunun funksiyasıdırsa, ikinci halda onlar daxili və xarici parametrlərdən və

onların zamana görə törəmələrindən asılı olur.

Qeyri-statik prosesdə sistemin gördüyü iş həmişə kvazistatik prosesdə gördüyü işdən kiçik olur:

$$A_{\text{qeyri-st.}} < A_{\text{kv.st.}} \quad (1.22)$$

Bu qazın genişlənməsi və sıxılması misalında xüsusən aydın görünür. Qaz, qeyri-statik genişləndikdə xarici p' təzyiqi qazın ilk tarazlıqdakı təzyiqindən kiçik olur, ona görə də

$$p'dV < pdV,$$

qaz qeyri-statik sıxılarkən əksinə, xarici p'' təzyiqi tarazlıqdakı təzyiqdən böyük olur və bu zaman görülən iş mənfi olduğuna görə, burada da

$$p''dV < pdV$$

olur.

§ 1.8. Sistemlərin termik və kalorik xassələri

Simstəmlərin termodinamikada öyrənilən xassələri termik və kalorik olmaqla iki yerə bölünə bilər: temperatur dəyişərkən xarici a parametrinin (məsələn, V -həcmi) və onlara uyğun olan ümumiləşmiş F qüvvələrinin (məsələn, p -təzyiqi) dəyişməsi ilə əlaqədar olan hadisələrə maddənin termik xassələri deyilir; temperatur və xarici parametrlər dəyişərkən ancaq daxili enerjinin dəyişməsi ilə əlaqədar olan hadisələrə sistemin kalorik xassələri deyilir.

Bununla əlaqədar olaraq, bildiyiniz kimi,

$$F = F(a, T)$$

tənliyinə (xüsusi halda $p = p(V, T)$) sadə sistemin termik hal tənliyi,

$$U = U(a, T)$$

tənliyinə isə (xüsusi halda $U = U(V, T)$) sistemin kalorik hal tənliyi deyilir. Bu iki növ hal tənlikləri həm termik, həm də kalorik xassələri təyin etməyə imkan verir.

Kalorik xassələri təyin etmək üçün, ümumiyyətlə desək sistemin həm termik, həm də kalorik hal tənliklərini bilmək lazımdır. Kalorik xassələrə hər şeydən əvvəl istilik tutumları və gizli istiliklər daxildir.

§ 1.9 İstilik tutumları və gizli istilik

İstilik tutumu, sistemi 1^0 qızdırmaq üçün lazım olan istiliyin miqdarını təyin edir, yəni

$$C = \frac{\delta Q}{dT}$$

Lakin δQ istilik miqdarı prosesin xarakterindən asılı olduğuna görə, sistemin C istilik tutumu da $\frac{\delta Q}{dT}$ nisbətinin təyin olunduğu şəraitdən asılıdır. Eyni bir sistem, onun məruz qaldığı proseslərdən asılı olaraq, bir çox istilik tutumlarına malik olur. C kəmiyyəti ədədi qiymətcə $-\infty$ - dan $+\infty$ - ğa qədər dəyişə bilər. C_p və C_v istilik tutumları ən böyük praktiki əhəmiyyətə malikdir.

Termodinamikanın birinci qanununa əsasən istilik tutumları (sistemin kalorik və termik hal tənlikləri vasitəsi ilə) üçün ifadə tapmaq və həmçinin onlar arasında əlaqə yaratmaq olar. Doğurdan da, ümumi halda sadə sistem üçün

$$\delta Q = dU + Fda \text{ və } U = U(a, T)$$

olduğuna görə

$$\begin{aligned}\delta Q &= \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_a dT + \left(\frac{\partial U}{\partial a}\right)_T da + F da = \\ &= \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_a dT + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial a}\right)_T + F\right] da\end{aligned}$$

və

$$C = \frac{\delta Q}{dT} = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_a + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial a}\right)_T + F\right] \frac{da}{dT}$$

olar. Buradan da

$$C_a = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_a$$

$$C_F = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_a + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial a}\right)_T + F\right] \left(\frac{\partial a}{\partial T}\right)_F$$

$$\text{və} \quad C_F - C_a = \left[\left(\frac{\partial U}{\partial a}\right)_T + F\right] \left(\frac{\partial a}{\partial T}\right)_F$$

olar. $F = p$ və $a = V$ olarsa, alarıq

$$C_p - C_v = \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T + p\right] \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p$$

İstilik tutumları və onların fərqi üçün olan bu ifadələrdən görürük ki, C_v -ni təyin etməkdən ötəri ancaq kalorik hal tənliyini, C_p və $C_p - C_v$ -ni təyin etməkdən ötrü isə həm termik və həm də kalorik hal tənliklərini bilmək lazımdır.

Termodinamikada qəbul edilir ki,

$$C_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_v > 0$$

$$(\text{ümumiyyətlə } C_a = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_a > 0)$$

İdeal qaz üçün termik hal tənliyi Klapeyron tənliyidir:

$$PV = \frac{m}{M} RT$$

İdeal qazın kalorik hal tənliyini Gey-Lüssak və Coul-Tompson təcrübələrinə əsasən müəyyənləşdirmək olar. Bu təcrübələrə görə seyrəkləşmiş qaz boşluğa adiabatik genişləndikdə, həmin qazın temperaturu dəyişmir. Buradan Coul qanunu çıxır: ideal qazın enerjisi ancaq temperaturdan asılıdır, həcmdən isə asılı deyildir.

Doğurdan da, boşluğa adiabatik genişlənmə zamanı $\delta Q = 0$ və $\delta A = 0$, deməli, $dU = 0$ olduğundan və bu zaman temperatur (Gey-Lüssak təcrübələrinə əsasən) dəyişmədiyinə görə ($dT = 0$), biz

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV = 0$$

tənliyindən

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T = 0$$

alanıq. Təcrübələr göstərir ki, biratomlu qazlar üçün C_V -temperaturdan asılı deyildir, başqa ideal qazlar üçün isə C_V -istilik tutumu ilə temperatur arasında zəif asılılıq var, bunu da çoxatomlu ideal qazlar haqqında molekulyar təsəvvürlərə əsasən asanlıqla başa düşmək olar.

İdeal (biratomlu) qazlar üçün C_V -ni sabit hesab edərək, bu qazlardan ötrü kalorik hal tənliyini ala bilərik:

$$U = C_V T + U_0$$

Klapeyron tənliyinə və Coul qanununa əsasən ideal qaz üçün alanıq:

$$C_p - C_V = \nu R$$

burada molekulyar istilik tutumları üçün ($\nu = 1$)

$$C_p - C_v = R$$

olur. Burada

$$R = 8,314 \cdot 10^7 \frac{\text{erq}}{\text{dər} \cdot \text{mol}} = 1,987 \frac{\text{kal}}{\text{dər} \cdot \text{mol}}$$

Xüsusi istilik tutumları üçün isə

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

olur, burada M – qazın molekulyar çəkisidir.

Sistemin xassələrini tədqiq edərkən istilik tutumlarından başqa, gizli istiliklərin də böyük əhəmiyyəti var.

Temperaturu və başqa xarici parametrləri sabit saxlamaq şərti ilə xarici parametrlərdən birinin bir vahid dəyişməsi üçün lazım olan istiliyin miqdarına gizli istilik deyilir:

$$L_{a_i} = \left(\frac{\delta Q}{\partial a_i} \right)_{T, a_1, \dots, a_n}$$

Məsələn, gizli genişlənmə istiliyi belə təyin olunur:

$$L_v = \left(\frac{\delta Q}{\partial V} \right)_{T, a_1, \dots, a_n}$$

Termodinamikanın birinci qanununun

$$\delta Q = dU + \sum_i F_i da_i = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_{a_1, \dots, a_n} dT + \sum_i \left[\frac{\partial U}{\partial a_i} + F_i \right] da_i$$

tənliyindən

$$L_v = \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_{T, a_1, \dots, a_n} + P$$

alınır.

Ümumiyyətlə, xarici a_i parametrlərinin gizli dəyişmə istiliyi

$$L_{a_i} = \left(\frac{\partial U}{\partial a_i} \right)_{T, a_1, a_2, \dots, a_{n-1}, a_{n+1}, \dots, a_n} + F_i$$

kimi təyin olunur.

İdeal qaz üçün gizli genişlənmə istiliyi təzyiqa bərabərdir:

$$L_V = P.$$

Bütün bunları bildikdən sonra termodinamikanın birinci qanunu aşağıdakı şəkildə yazıla bilər:

$$\delta Q = C_{a_1, a_2, \dots, a_n} dT + \sum_i L_{a_i} da_i$$

burada T, a_1, a_2, \dots, a_n dəyişənlərinin tam diferensialına görə bu cür xətti diferensial formaya Pfaff forması deyilir.

§1.10. Əsas termodinamik proseslər və onların tənlilikləri

Sadə və ya mürəkkəb, bütün termodinamik sistemlərdə həmişə üç proses mümkündür: izotermik ($T = \text{const}$), adiabatik ($\delta Q = 0$) və politropik (istilik tutumu $C = \text{const}$) proseslər.

Mümkün olan başqa proseslərin sayı və xarakteri sistemin təbiətindən asılıdır: daha mürəkkəb sistemlərdə müxtəlif proseslərin sayı daha çox ola bilər. Xarici parametri a və ona uyğun olan qüvvə parametri F olan sadə sistemdə yuxarıda saydığımız üç proseddən başqa daha iki proses mümkündür: $a = \text{const}$ olduqda gedən proses və $F = \text{const}$ olduqda gedən proses. Əgər xarici parametr sistemin həcmidirsə, ($a = V$ və deməli $F = P$) onda $V = \text{const}$ olan prosesə izoxor proses, $p = \text{const}$ olan prosesə isə izobar proses deyilir.

Bu beş proses (izotermik, adiabatik, politropik, izoxor və izobar) termodinamikada əsas proseslərdir və aydındır ki, adiabatik proses politropik prosesin xüsusi halıdır. ($C = 0$)

Hər hansı prosesdə T, V, P kəmiyyətləri arasında yaranan funksional asılılıq bu prosesin tənliyi adlanır. İzotermik, izobarik, izoxor proseslərin tənlikləri bilavasitə sistemin hal tənliyindən alınır: $T = const, V = const.$, və $p = const$ olduqda uyğun olaraq

$$f_{T=const}(P, V, T) = 0$$

$$f_{V=const}(P, V, T) = 0$$

$$f_{P=const}(P, V, T) = 0$$

Sadə sistemin-ideal qazın termik tənliyi olan Klapeyron tənliyindən

izoterm tənliyini:

$$PV = const$$

izoxor tənliyini:

$$p = aT, \quad a \frac{R}{V} = const;$$

izobar tənliyini:

$$V = a_1 T, \quad a_1 = \frac{R}{P} = const$$

almaq olar.

Politropik proseslərdə $\delta Q = CdT$ – dir, burada $C = const$ (adiabatik proses üçün $C = 0$), ona görə də sistem üçün ümumi halda termodinamikanın birinci qanunu

$$\delta Q = dU + Fda$$

aşağıdakı şəkil alır:

$$CdT = CadT + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial a} \right)_T + F \right] da$$

$C_F - C_a = \left[\left(\frac{\partial U}{\partial a} \right)_T + F \right] \left(\frac{\partial a}{\partial T} \right)_F$ bərabərliyini istifadə etməklə

$$(C - C_a) dT = \frac{C_F - C_a}{\left(\frac{\partial T}{\partial a} \right)_F} da .$$

alırıq və

$C \neq C_a$ olarsa,

$$dT + \frac{C_F - C_a}{C_a - C} \left(\frac{\partial T}{\partial a} \right)_F da = 0$$

olar. Bu tənlik T və a dəyişənlərinə görə diferensial politrop tənliyidir.

Sistem halının $T = T(F, a)$ tənliyindən

$$dT = \left(\frac{\partial T}{\partial F} \right)_a dF + \left(\frac{\partial T}{\partial a} \right)_F da$$

olar. Onu yuxarıdakı tənlikdə yerinə yazsaq

$$\left(\frac{\partial T}{\partial F} \right)_a dF + \frac{C_F - C_a}{C_a - C} \left(\frac{\partial T}{\partial a} \right)_F da = 0$$

alırıq. Buradan sadə sistem üçün diferensial adiabat tənliyi ($C = 0$) aşağıdakı şəkildə alınır:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial F} \right)_a dF + \gamma \left(\frac{\partial T}{\partial a} \right)_F da = 0$$

burada $\gamma = C_F / C_a$.

Həm politrop, həm də adiabat tənliklərini inteqrallamaq üçün termik hal tənliyinin (bu tənliklərdən $\left(\frac{\partial T}{\partial F} \right)_a$ və

$\left(\frac{\partial T}{\partial a} \right)_F$ tapılır), C_F və C_a - nı təyin etmək üçün isə kalorik

tənliyi bilmək lazımdır.

Əgər sistem, $F = p$; $a = V$ olduqda, hər tərəfdən təzyiç qüvvəsinin təsiri altındadırsa, politrop və adiabat tənlikləri uyğun olaraq aşağıdakı kimi yazılır:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_V dp + \frac{C_p - C}{C_v - C} \left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_p dV = 0$$

və

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_V dp + \gamma \left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_p dV = 0$$

Qeyd etmək lazımdır ki, C_p və C_v istilik tutumları ancaq temperaturdan asılıdır və biratomlu qazlar üçün $\gamma = 1,66$ olub T -dən asılı deyildir, ikiatomlu qazlar üçün γ kəmiyyəti azalır və otaq temperaturunda 1,4-ə bərabər olur.

Biratomlu qazlar üçün politrop tənliyindən alınır ki,

$$PV^n = const$$

burada

$$n = \frac{C_p - C}{C_v - C}.$$

Bu qaz üçün adiabat tənliyi belə alınır:

$$PV^\gamma = const.$$

və bu tənliyə çox vaxt Puassonun adiabat tənliyi deyirlər.

§1.11. Termodinamikanın ikinci qanunu

Termodinamikanın birinci qanunu hər hansı sistemin birqiymətli hal funksiyasının, yəni daxili enerjisinin olduğunu müəyyən edir.

Xarici təsirlər olmadıqda sistem daxilində gedən hər hansı proses zamanı daxili enerji dəyişmir.

Termodinamikanın ikinci qanunu tarazlıqda olan hər

hansı sistemin birqiymətli yeni hal funksiyasının- entropiyanın olduğunu müəyyən edir. Daxili enerjidən fərqli olaraq, entropiya təcrid olunmuş sistemdə, ancaq kvazistatik proseslər zamanı dəyişmir, qeyri statik proseslərdə isə həmişə artır.

Birinci qanun enerjinin saxlanması və çevrilməsi qanunudursa, ikinci entropiya haqqında qanundur. Termodinamikanın ikinci qanununda birinci qanun kimi təcrübədən alınmış məlumatların ümumiləşdirilməsindən ibarətdir.

Biz yuxarıda göstərdik ki, istilik və iş anlayışlarının tərifindən məlum olur ki, termodinamikada öyrənilən bu iki enerji verilmə forması biri-birinin eyni deyildir: iş bilavasitə enerji formasının artmasına sərf oluna bildiyi halda, istilik, qabaqcadan işə çevrilmədən, ancaq sistemin daxili enerjisinin artmasına səbəb olur.

Hec bir çətinlik çəkmədən istiliyi işə çevirmək mümkün olsaydı o zaman işin və istiliyin biri-birinin eyni olmamasının əhəmiyyəti olmazdı.

Təcrübə göstərir ki, iş istiliyə çevrilərkən hadisə ancaq içtilik alan cismin termodinamik halının (məsələn, sürtünmə vasitəsilə qızma zamanı və ya elektrik vasitəsilə qızdırılma zamanı) dəyişməsi ilə gedə bilər; istilik işə çevrilərkən istilik verən cismin soyuması ilə bərabər bu prosesdə iştirak edən başqa cisimlərin də termodinamik halında dəyişiklik əmələ gəlir: ya qapalı olmayan prosesdə iştirak edən işlək cismin termodinamik halında, ya da qapalı dairəvi prosesdə işlək cismin qızdırıcıdan aldığı istiliyin bir hissəsinin hökmən başqa cisimlərə verdikdə, həmin cisimlərin halında dəyişiklik əmələ gəlir. İstilik maşınlarında bu cür «başqa cisim» rolunu soyuducu oynayır.

İşlək cismin halının dəyişməsi (proses qapalı deyilsə)

və ya işlək cisim vasitəsi ilə istiliyin bir hissəsinin başqa cisimlərə verilməsi və istiliyin işə çevrildiyi dairəvi prosesdə bu cisimlərin termodinamik halının dəyişməsi kompensasiya adlanır.

Kompensasiya olmadan bir kalori istiliyi belə işə çevirmək mümkün deyil. İş isə bir kompensasiya olmadan təməmilə istiliyə çevrilir.

İstiliyin işə çevrilməsi ilə işin istiliyə çevrilməsi proseslərinin bu cür «eyni hüquqlu olmaması» təbii proseslərin birtərəfli getməsinə səbəb olur: qapalı sistemdə özbaşına gedən proseslər potensial şəkildə mümkün olan işin yox olması içtiqamətində gedir. Məsələn, praktikada istiliyin soyuq cisimdən isti cismə özbaşına keçməsi halları müşahidə olunmur, əksinə, müxtəlif temperaturlu iki cisim kontaktda olarsa, istilik, cisimlərin temperaturları bərabərləşənə qədər isti cisimdən soyuq cismə keçir.

Kompensasiya olmadan hər hansı bir cismin istiliyini periodik surətdə təməmilə işə çevirə bilən qurğunu ikinci növ daimi mühərrik adlandırırlar. Onda istiliyin işə və işin istiliyə çevrilməsinin qanunauyğunluğunu ifadə edən ikinci qanunun tərifini belə olacaq: ikinci növ daimi mühərrik yaratmaq qeyrimümkündür, özündə bu hökmü tərsinə söyləmək olmaz.

Əgər istilik işə çevrilirsə və bütün dairəvi proses müddətində hər hansı bir cisimdən və ya müxtəlif cisimlərdən müsbət istilik miqdarı alınmışdırsa $Q = \oint \delta Q$ ($\delta Q > 0$) və görülən müsbət iş A -ya bərabərdirsə, onda həmişə

$$\underline{Q > A}$$

olur. Əksinə $A(A > 0)$ işi Q istiliyinə çevrilirsə, onda həmişə

$$\underline{A = Q}$$

olar (düsturların altındakı ox prosesin istiqamətini göstərir).

Beləliklə, termodinamikanın ikinci qanunu asılı olmayan iki müddənin birgə nəticəsindən ibarətdir, yəni

$$\underline{Q > A} \quad \text{və} \quad \underline{A = Q}$$

Buradan termodinamikanın ikinci qanunu haqqında belə bir fikir irəli sürmək olar: termodinamikanın ikinci qanunu tarazlıqda olan hər hansı sistemin entropiyasının mövcud olması və təcrid edilmiş sistemlərdə istənilən proses zamanı entropiyanın azalmaması haqqında qanunu ifadə edir.

İkinci qanunun birinci müddəsi, qapalı dairəvi prosesin köməyi ilə kompensasiya olmadan istiliyin işə çevrilməyinin qeyri mümkünlüyünü göstərir. Kompensasiya anlayışı, onun tərəfindən görüldüyü kimi iki elementdən ibarətdir: istiliyin bir hissəsinin işlək cisim tərəfindən başqa cisimlərə verilməsi və qapalı dairəvi prosesdə istilik işə çevrilərkən başqa cisimlərin termodinamik halının dəyişməsi. Daha çox yayılmış adi sistemlərdə bu hər iki kompensasiya elementləri uyğun gəlir, çünki bu zaman istiliyin işlək cisim tərəfindən başqa cisimlərə verilən hissəsi dairəvi prosesdə geri qayıtmır və bu başqa cisimlərin termodinamik halında avtomatik olaraq dəyişiklik yaradır.

İşləyən zaman başqa cisimlərdə heç bir dəyişiklik əmələ gətirmədən, ancaq bir cismin soyuması nəticəsində periodik olaraq müsbət iş görə bilən qurğuya Tomson-Plankın ikinci növ daimi mühərriki deyilir. Adi sistemlərdən istifadə edərək Tomson-Plankın ikinci növ daimi mühərriki ni əldə etmək mümkün deyildir, lakin spin sistemi olduqda bu cür mühərrik yaratmaq mümkündür.

§1.12. Dönən və dönməyən proseslər

Termodinamikanın ikinci qanunu bütün prosesləri iki sinifə ayırmağa imkan verir: dönən və dönməyən proseslər. Doğurdan da ikinci qanundan, əvvəla, kompensasiya olmadan istiliyin işə çevrilə biləcəyi proseslərin qeyri mümkünlüyü məsələsi ortalığa çıxır; məhz bu cəhət qapalı sistemdə bütün proseslərin dönən və dönməyən proseslərə bölünməsinə səbəb olur.

Sistemin 1 halından 2 halına keçməsi o zaman dönən proses adlanır ki, həmin sistemin 2 halından 1 halına keçməsi istiliyin işə kompensasiyasız çevrilməsi ilə əlaqədar deyil; sistemin 1 halından 2 halına keçməsi prosesi o zaman dönməyən proses adlanır ki, 2 halından 1 halına keçməsi istiliyin işə kompensasiyasız çevrilməsi ilə əlaqədar olur. Buradan aydındır ki, hər hansı kvazistatik proses dönən prosesdir; doğurdan da belə proses zamanı sistemin halı hər bir anda xarici parametrlə və temperaturla müəyyən edilir, ona görə də bu parametrlərin əks istiqamətdə tarazlıq qiymətləri dəyişkən sistem də əks istiqamətdə, bütün halları keçər və ətrafdakı cisimlərdə heç bir dəyişiklik törətmədən başlanğıc hala qaydır.

Qeyd etdiyimiz kimi, sürtünmə olan proseslərdə iş kompensasiyasız istiliyə çevrilə bilər; sistemin son haldan, əksinə başlanğıc hala keçməsi istiliyin işə kompensasiyasız çevrilməsi ilə əlaqədar olduğundan, deməli, sürtünmə olan dönməyən proses qeyri statik prosesdir. Bu bizim mexaniki sürtünmənin təbiəti haqqındakı təsəvvürümüze uyğundur. Biri-birinə toxunan iki cismin səthləri mütləq hamar olmayıb, bir qədər kələkötür olduğuna görə bu cisimlər arasında sürtünmə əmələ gəlir. Ona görə də bir cismi digərinə

nəzərəən sürüşdürmək istədikdə bu səthlərin kələkötürlüyü nəticəsində meydana çıxan müqavimət qüvvələrinə üstün gəlmək üçün müəyyən sonlu iş görmək lazımdır.

Qapalı sistemdə prosesin dönməzlik ölçüsü yeni hal funksiyası olan entropiyanın dəyişməsidir. Tarazlıqda olan sistemin entropiyasının mövcud olmamasını isə ikinci növ daimi mühərrikin qeyri mümkünlüyü haqqındakı ikinci qanunun birinci müddəası müəyyən edir, yeni $Q > A$ olduğu şərt onu göstərir ki, tarazlıqda olan sistemlərdə entropiya və mütləq temperatur mövcuddur. Entropiya kimi hal funksiyasının mövcud olması və onun birqiymətliyi, bütün dönməyən proseslərin qeyri statik proses olduğunu göstərir.

Hər hansı qeyri statik prosesin dönməyən olması haqqındakı əks nəticəni termodinamikanın ikinci qanunundan çıxarmaq mümkün deyil. Təcrübə göstərir ki, hələlik bizə məlum olan iki qeyri-statik prosesdən, yeni ifrat keçiricilik və ifrat axıcılıqdan başqa, qalan bütün qeyri- statik proseslər dönməyəndir.

Dönməyən proseslərə misal olaraq aşağıdakıları göstərmək olar:

1. Temperaturlar fərqi sonlu olduqda istilikvermə prosesi dönməyən olur, çünki, əks proses soyuq cisimdən müəyyən istilik miqdarının alınması və həmin istiliyin kompensasiyasız işə çevrilməsi və bu işin qızmış cismin enerjisinin artmasına sərf olunması ilə əlaqədardır. Bu prosesin dönməyən olduğu qeyri-statik olmasından da görünür.
2. Qazın boşluğa genişlənməsi dönməyən prosesdir. Çünki, belə genişlənmə zamanı iş görülür. Ancaq qazı iş görülmədən sıxmaq mümkün deyil. Sıxılma zamanı görülən iş isə qazın qızmasına sərf olunur. Qaz qızmasının

deyə onun istiliyini almaq lazımdır və ətrafdakı cisimlərdə heç bir dəyişiklik olmamaqdan ötəri həmin istiliyi işə çevirmək lazım gəlir ki, bu da kompensasiyasız mümkün deyil.

3. Diffuziya prosesi dönməyən prosesdir. Doğurdan da, əgər içərisində arakəsmə ilə ayrılmış iki müxtəlif qaz olan qabın içərisindəki arakəsməni götürsək, qazlardan hər biri digərinə nüfuz edir. Bu qazları ayırmaq üçün onların hər birini sıxmaq lazımdır, qazların qızmaması üçün onlardan istiliyi almaq lazımdır. Ətraf mühitdə heç bir dəyişiklik olmasın deyə bu istiliyi kompensasiyasız işə çevirməliyə ki, bu da qeyri-mümkündür.

Dönən prosesə aşağıdakı misalı göstərmək olar. Qazların qarışma və ayrılma prosesini dönən proses kimi, qazlardan birini nüfuz etdirən arakəsmələr vasitəsilə əldə etmək olar. Bunu aşağıdakı üsulla eləmək olar. Bu hala uyğun gələn qurğu şəkil 1.2-də göstərilmişdir. I qazı silindirdə, qazlardan birini nüfuz etdirən iki porşen vasitəsilə II qazından ayrılır; I qazı sərbəst nüfuz edən, lakin II qazını buraxmayan A porşeni və II qazı sərbəst nüfuz edən və I qazını buraxmayan B porşeni. A porşeni II qazının təzyiqi altında, B porşeni isə I qazının təzyiqi altında hərəkət edir. Əgər qazların porşenlərə düşən təzyiqi porşenlərə xaricdən düşən təzyiqlə tarazlaşmışsa, və qurğu bütünlüklə, T temperaturu böyük vannaya yerləşdirilmişsə, onda qarışma izotermik və dönən olar. Porşenlərə təzyiq ədərek, qaz qarışığını tərkib hissələrinə ayırmaq (dönən proses) olur.

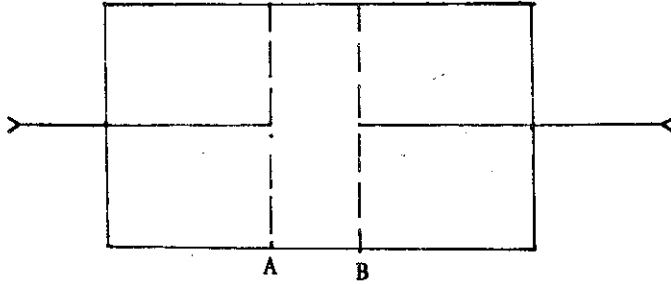
Qazlar genişləndə görülən iş

$$A = \int_{V_1}^{V_1+V_2} p dV = v_1 RT \ln \frac{V_1 + V_2}{V_1} + v_2 RT \ln \frac{V_1 + V_2}{V_2}$$

olar. Burada $v_1, v_2 - 1$ və \parallel qazlarında molların sayıdır.
 $v_1 = v_2 = 1$ olduqda $V_1 = V_2$ iş

$$A = 2RT \ln 2$$

olar.



Şəkil 1.2

Ş1.13. Kvazistatik proseslər üçün termodinamikanın ikinci qanunu. Entropiya və mütləq temperatur

İkinci növ daimi mühərrikin (termodinamikanın ikinci qanununun birinci hissəsi) mümkün olmamasından belə nəticə çıxır: tarazlıqda olan termik cəhətdən bircinsli sistemin hər bir halının yaxınlığında ehtəşallər ola bilər ki, onları adiabatik yolla əldə etmək mümkün deyil.

Doğrudan da, fərz edək ki, sistem 1 halından kvazistatik olaraq 2 halına keçir və bu zaman müsbət istilik miqdarı alır: $Q = \int \delta Q$ ($Q > 0$) və A_1 işini görür. Onda birinci qanuna görə

$$Q = U_2 - U_1 + A_1. \quad (1.23)$$

olur. Sistemin A_2 işini görərək, 2 halından adiabatik surətdə 1 halına keçəcəyini fərz etsək, alarıq:

$$0 = U_1 - U_2 + A_2. \quad (1.24)$$

(1.23) və (1.24) ifadələrini toplasaq, bütün dairəvi proses müddətində Q istiliyinin kompensasiyasız çevrilməsi nəticəsində $A_1 + A_2$ işinin görüldüyünü alarıq:

$$Q = A_1 + A_2 > 0. \quad (1.25)$$

Termodinamikanın ikinci qanununa əsasən belə proses mümkün olmadığından, deməli, 1 halının adiabatik olaraq 2 halından alınması qeyri-mümkündür.

Adiabatik keçidin qeyri-mümkünlüyü prinsipinin fiziki mənası belə bir müddəadan ibarətdir: tarazlıqda olan hər hansı sistemin, kvazistatik adiabatik proseslər zamanı dəyişməyən yeni bir hal funksiyası (μ) mövcuddur. Buna aşağıdakı mülahizələrə əsasən inanmaq olar: tarazlıqda olan sistemin hər hansı yaxınlığında elə hallar mövcuddur ki, onlarda izotermik keçid mümkün deyil. Doğurdan da, sistemi $t = t_1$ temperaturu halından izotermik surətdə $t = t_2$ temperaturu hala keçirmək mümkün deyil. Buna analoji olaraq deyə bilərik: sistemin kvazistatik adiabatik olaraq 1 halından hər hansı 2 halına keçməsinin qeyri-mümkünlüyü onu göstərir ki, sistem 1 halında müəyyən μ funksiyasının μ_1 -ə bərabər olan qiymətini alır, 2 halında isə $\mu = \mu_2$ -dir və halın μ funksiyası kvazistatik adiabatik proseslərdə dəyişmir. İzotermik prosesdə $t = const$ olduğu kimi, adiabatik prosesdə $\mu = const$ olur.

Adiabatik keçidin qeyri-mümkünlüyü prinsipindən alınan bu nəticəni daha ciddi şəkildə aşağıdakını müəyyənləşdirdikdən sonra ala bilərik: kvazistatik istilik elementi üçün

(birinci qanuna əsasən tam diferensial olmayan) diferensial Pfaff formasının həmişə ancaq sistemin temperaturundan asılı olan $\varphi(t)$ inteqrallayıcı vuruğu və ya böləni olur: $\delta Q / \varphi(t) = d\mu$ (burada $d\mu$ – hər hansı μ funksiyasının tam diferensialdır); Onu da qeyd edək ki, $\varphi(t)$ funksiyasının şəklinin empirik (t) temperaturunun seçilməsindən asılı olduğuna baxmayaraq, bu funksiyanın ədədi qiyməti empirik temperaturun seçilməsindən asılı deyildir.

$\varphi(t) = T$ ilə işarə etsək alarıq:

$$\frac{\delta Q}{T} = d\mu \quad (1.26)$$

(1.26) ifadəsi fiziki olaraq tarazlıqda olan sistemin entropiya adlanan yeni μ hal funksiyasının və termometrik maddədən asılı olmayan T temperaturunun (mütləq temperaturun) mövcud olduğunu göstərir.

İkinci növ daimi mühərrikin qeyri mümkünlüyündən həm də belə bir nəticə çıxır: yeni hal funksiyası, yəni entropiya μ halın birqiymətli funksiyasıdır. Bu o deməkdir ki, $\oint \frac{\delta Q}{T}$ kəmiyyəti istənilən dairəvi kvazistatik proses üçün sıfıra bərabərdir. Bu şərt ödənilməsə, periodik işləyən maşının köməyi ilə hər bir tsikl ərzində ancaq bir cismin termostatın-soyuması hesabına A işini almaq olardı. Həqiqətən də birinci qanuna görə

$$A = Q = \oint \delta Q$$

(2.26) ifadəsinə görə isə

$$\oint \delta Q = \oint T d\mu \neq 0$$

olar. İkinci növ daimi mühərrikin qeyri mümkünlüyü istənilən dairəvi prosesdə aşağıdakı ifadəyə gətirir:

$$\oint d\mu = 0$$

bu isə entropiyanın birqiymətli olduğunu göstərir. Bütün bunlardan belə bir nəticə çıxır ki, izotermik dairəvi prosesdə iş sıfıra bərabərdir. Tarazlıqda olan sistemin birqiymətli yeni hal funksiyasının, yəni entropiyanın (μ -nün) mövcud olması haqqında müddəa kvazistatik proseslər üçün termodinamikanın ikinci qanununun məzmununun təşkil edir.

Termodinamikanın ikinci qanunun kvazistatik proseslər üçün riyazi şəkildə aşağıdakı tənlik kimi yazılır:

$$\frac{\delta Q}{T} = d\mu$$

və ya

$$\delta Q = Td\mu. \quad (1.27)$$

Kvazistatik dairəvi proseslər üçün ikinci qanunun inteqral tənliyi Klauzius bərabərliyidir:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0. \quad (1.28)$$

Qeyd etmək lazımdır ki, qeyristatik proseslər üçün

$$Td\mu > \delta Q_{qeyri.st.}$$

$$d\mu > \frac{\delta Q_{qeyri.st.}}{T} \quad (1.29)$$

həmçinin

$$\mu_2 - \mu_1 > \int_1^2 \frac{\delta Q_{qeyri.st.}}{T}. \quad (1.30)$$

Əgər sistem bir haldan digərinə qeyri statik adiabatik yolla keçirsə ($\delta Q_{qeyri.st.} = 0$) onda (1.29) və (1.30)-dan alırıq ki,

$$d\mu > 0 \quad \text{və} \quad \mu_2 - \mu_1 > 0 \quad (1.31)$$

yəni entropiya bu zaman artır.

Qapalı sistemdə qeyri statik proseslər zamanı entropiy-

anın artması haqqındakı bu müddəa (entropiyanın artması qanunu) məhz qeyri statik proseslər üçün termodinamikanın ikinci qanununu ifadə edir.

§1.14. Kvazistatik proseslər üçün termodinamikanın əsas tənliyi. Entropiyanın hesablanması

Kvazistatik proseslər üçün termodinamikanın ikinci qanunu yeni bir qiymətli hal funksiyasının—entropiyanın mövcud olmasını müəyyən edir. Bu hal funksiyasının fiziki mənasını izah edək.

Kvazistatik proseslər üçün ikinci qanunun tənliyi belədir:

$$\delta Q = T d\mu .$$

Bu tənliyi birinci qanunun

$$\delta Q = dU + \sum F_i da_i$$

tənliyi ilə birləhdirsək kvazistatik proseslər üçün termodinamikanın əsas tənliyini alırıq:

$$T d\mu = dU + \sum F_i da_i . \quad (1.32)$$

Bu tənlik tarazlıq proseslərini öyrənən zaman əsas götürülür. Sistem bir haldan ikinci hala kvazistatik keçərkən entropiyanın dəyişməsi üçün ümumi ifadəni bu tənlikdən tapırıq:

$$\mu_2 - \mu_1 = \int_1^2 \frac{dU + \sum F_i da_i}{T} \quad (1.33)$$

Bu ifadə göstərir ki, əsas (1.32) tənliyi entropiyanın mütləq qiymətini hesablamağa imkan verir; entropiyanın özünü deyil, ancaq onun dəyişməsini tapmaq olar. Bu zaman $\mu_2 - \mu_1$ - i hesablamaq üçün həm termik, həm də kalorik hal

tənliklərini bilmək lazımdır:

$$F_i = F_i(T, a_1, \dots, a_n) \quad (i = 1, 2, \dots, n)$$

$$U = U(T, a_1, \dots, a_n)$$

İdeal qaz üçün bu tənliklər məlum olduğundan $PV = RT, U = C_v T + U_0$ (biratomlu ideal qaz üçün) bir mol ideal qaz üçün tapırıq:

$$\mu_2 - \mu_1 = \int_1^2 \frac{C_v dT + pdV}{T} = C_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_1}{V_2} \quad (1.34)$$

və ya

$$\mu = C_v \ln T + R \ln V + \mu_0 \quad (1.35)$$

Burada sabit μ_0 kəmiyyəti aşağıdakı ifadəyə bərabərdir:

$$\mu_0 = \mu_1 - C_v \ln T_1 - R \ln V_1 \quad (1.36)$$

ν – mol üçün entropiya

$$\mu = \nu(C_v \ln T + R \ln V + \mu_0) \quad (1.37)$$

μ üçün bu ifadə xüsusi halda entropiyanın additivliyini, onun sistemin zərrəciklərinin sayına mütənasibliyini göstərir. (1.37) ifadəsindən görünür ki, entropiya birinci və ikinci qanunlara əsasən qaz mollarının sayından asılı olan $\nu\mu_0$ sabiti dəqiqliyi ilə hesablanır.

İdeal qazlar qarışığı varsa, yarımnüfuzetdirici arakəsmələr vasitəsilə, istilik sərf etmədən və iş görmədən, deməli sistemin entropiyasını dəyişmədən həmin qarışığı komponentlərinə ayırmaq olar.

Buradan ideal qazlar qarışığının entropiyası haqqında Gibbs teoremi çıxır: **ideal qazlar qarışığının entropiyası, hər iki qazın entropiyaları cəminə bərabərdir; bu şərtlə ki, entropiyalar qazlardan hər biri ayrılıqda qarışığın bütün həcmi tutduqda hesablanmış olsun.**

Bu teorem eyni bir qazdan götürülmüş bir neçə paydan

ibarət qarışıq üçün ödənilmir. Bu cəhəti nəzərə almadıqda məzmunu aşağıdakından ibarət olan Gibbs paradoksuna gətirib çıxarır; diffuziya zamanı entropiyanın dəyişməsi ancaq müxtəlif qazlar olanda deyil, öz-özünə diffuziya zamanı da, yeni qabın ortasından arakəsmə götürüldükdən sonra başlayan qarışmadan əvvəl, qabın hər iki hissəsində eyni qaz olduqda və sistemdə heç bir termodinamik proses getmədikdə baş verməlidir. İkinci qanuna uyğun olaraq Gibsin teoremi belə tamamlansa, Gibbs paradoksu avtomatik olaraq anlaşılır: eyni ideal qazlar üçün onların qarışığının entropiyası, həmin qazlardan hər biri qarışığın bütün həcmi tutduqda hesablanmış entropiyaların cəmi ilə $2\nu R \ln 2$ kəmiyyətinin fərqinə bərabərdir (ν hər hissədə olan molların sayıdır.)

İndi entropiyanın fiziki mənasını aydınlaşdıraraq. Tarazlıqda olan sistem üçün varlığı termodinamikanın ikinci qanunu vasitəsi ilə müəyyən olunan birqiyəmətli hal funksiyası-entropiya əyani kəmiyyət deyil, onu hesablamaq olar, lakin temperatur və həcm kimi bilavasitə ölçmək olmaz-entropiya mövcud deyildir.

Entropiyanın fiziki mənasını həm kvazistatik prosesləri təhlil edərkən, həm də qeyristatik prosesləri öyrənən zaman aydınlaşdırmaq olar; bu zaman entropiyanın daha dərin termodinamik mənası qeyri-statik prosesləri aydınlaşdırın zaman aydınlaşır.

Entropiyanın termodinamik mənası ondan ibarətdir ki, entropiyanın dəyişməsi qapalı sistemdə dönməzlik ölçüsüdür və təbii proseslərin gedişini xarakterizə edir.

Əgər sistem I və II yolu ilə 1 halından 2 halına keçirsə, onda gətirilmiş istiliklərin hər bir yolla inteqralları kvazi-statik proseslər üçün biri birinə bərabər olacaqdır.

$$\int_{(I)} \frac{\delta Q}{T} = \int_{(II)} \frac{\delta Q}{T}$$

Bu, dəyişməsi həmin inteqralla təyin edilən müəyyən bir-qiymətli hal funksiyasının olduğunu göstərir və buna entropiya deyilir:

$$\mu_2 - \mu_1 = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T}$$

Molekulyar cəhətdən verilən hal üçün sistemin entropiyası halın ehtimallığını xarakterizə edir

$$\mu = k \ln W \quad (1.38)$$

burada W – halın ehtimalılığı, k – Bolsman sabitidir.

Qapalı sistemdə entropiyanın birtərəfli dəyişmə xarakteri sistemin daha az ehtimallı halından daha çox ehtimallı hala keçməsi ilə müəyyən edilir.

§1.15. İstilik maşınlarının tipləri

İstilik maşınları tətbiq olunmalarına görə üç əsas tipə ayrılır: istilik mühərrikləri, istilik nasoslari (qızdırıcı maşınlar) və soyuducu maşınlar. İstilik mühərrikləri istiliyi işə çevirirlər, istilik nasoslari sərf olunan iş və bu zaman (temperaturu az olan) ətrafdan alınan istilik hesabına daha yüksək temperaturlu cisimləri qızdırır, soyuducu maşınlar isə iş sərf edərkən soyudulan cisimdən istilik alır və onu ətraf mühitə verir. Bu maşınlar arasıksilmədən işləyərkən onlardakı işlək cisim dairəvi proses edir: istilik mühərriklərində işlək cisim düz dairəvi proses, istilik nasosunda və soyuducu maşınlarında isə əks dairəvi proses edir.

Birinci qanuna görə bir tsikl ərzində $\oint \delta Q = A$ və ya

$Q_1 = Q_2 + A$; burada Q_1 – yüksək temperaturlu cisimdən alınan (və ya əks tsikl zamanı verilən) istiliyin miqdarı, Q_2 – daha alçaq temperaturlu cismə (və ya ətraf mühitə) verilən (və ya alınan) istiliyin miqdarıdır. İkinci qanuna görə istilik mühərriki üçün (düz tsikl) həmişə $Q_1 > A$ – dır. İstilik nasosu və soyuducu maşın (əks tsikl) üçün isə $A \leq Q_1$ olur. (buradakı bərabərlik işarəsi $Q_2 = 0$ olduqda ödənilir, bu isə düz tsikldən fərqli olaraq əks tsikllə həmişə mümkündür; bu halda ancaq sərf olunan iş istiliyə çevrilir)

İstilik mühərriklərinin təyinatı $F\dot{\Theta}$ -lı ilə xarakterizə olunur.

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

Qeyd edək ki, η vahiddən həmişə kiçikdir. İstilik nasosunun işi çevirmə əmsalı ilə xarakterizə olunur:

$$\varphi = \frac{Q_1}{A}$$

çevirmə əmsalı həmişə vahiddən böyükdür. ($Q_2 = 0$ olduqda $\varphi = 1$ olur, lakin bu zaman yüksək temperaturlu cisim istiliyi ancaq işin hesabına alır, maşın isə, əslində istilik nasosu olur)

Soyuducu maşının təyinatı

$$\psi = \frac{Q_2}{A}$$

soyutma əmsalı ilə, yəni soyuq cisimdən alınan istiliyin sərf olunan işə nisbəti ilə təyin olunur.

Asanlıqla göstərmək olar ki, ψ kəmiyyəti vahiddən həm böyük, həm də kiçik ola bilər, 0, sıfır da ola bilər. Doğrudan da,

$$A = Q_1 - Q_2 - \text{dön} \quad \frac{Q_2}{A} = \frac{Q_1}{A} - 1 \quad \text{və ya}$$

$$\psi = \varphi - 1$$

alırıq. Lakin $\varphi = \frac{Q_1}{A} > 1$ - dir. Odur ki, $\psi = \frac{Q_2}{A}$ həm vahiddən böyük ($\varphi > 2$ olduqda), həm də vahiddən kiçik ($1 < \varphi < 2$ olduqda) ola bilər; $\varphi = 1$ olduqda (yəni $Q_2 = 0$ olduqda) $\psi = 0$.

Bir temperatur intervalında işləyən istilik mühərriki ilə başqa temperatur intervalında işləyən istilik nasosu birlikdə termotransformator təşkil edir, yəni elə bir qurğu alınır ki, onun köməyi ilə müəyyən temperaturlu cisimdən alınan müəyyən istilik miqdarı başqa istilik miqdarına çevrilir, bu zaman temperatur da başqa olur.

İşinə görə transformatorlar yüksəldici, alçaldıcı və qatışıq olmaqla üç tipə ayrılır.

Məsələlər

1. Göstərmək lazımdır ki, tarazlıqda olan sistemin enerjisinin, təcrübədən alındığı kimi onun hissələrinə görə paylanması yeganəliyi və sistemin ümumi enerjisi artıqca, həmin hissələrin enerjisinin eyni zamanda artması, daxili enerji üçün temperaturun monoton artan funksiyasını seçməyə imkan verir.

Həlli: Termodinamikanın ikinci əsas müddəasından məlum olur ki, uyğun olaraq a_1, T_1 və a_2, T_2 parametrləri ilə müəyyən edilən iki alt sistemin istilik tarazlığı zamanı onların daxili enerjisi

$$U_1 = U_1(a_1, T_1); \quad U_2 = U_2(a_2, T_2)$$

kimi təyin olunur.

$T_1 = T_2$ olduğuna görə

$$T_1(a_1, U_1) = T_2(a_2, U_2) \quad (1)$$

olacaqdır. Sistemin enerjisinin onun hissələrinə görə paylanmasının yeganəliyi a_1, a_2, U_2 verildikdə (1) tənliyinin U_1 üçün ancaq bir həlli olduğuna gətirir. Bu göstərir ki, $T_1(a_1, U_1)$ funksiyası U_1 - in monoton funksiyasıdır.

Sistemin ümumi enerjisi artanda onun hissələrinin enerjisinin bir vaxtda artmasından belə çıxır: T_1, T_2, T_3 və s. kəmiyyətləri uyğun olaraq U_1, U_2, U_3 və s. kəmiyyətlərinin eyni zamanda ya monoton azalan ya da monoton artan funksiyalarıdır. Bunları sadəcə çevirmələr yolu ilə monoton artan etmək olar və $T = T(a, U)$ temperatur funksiyalarını seçmək olar ki, T kəmiyyəti U - dan asılı olaraq artsın.

Temperatur funksiyalarını belə seçdikdə $\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_a$ törəməsi bütün cisimlər üçün müsbət olur.

2. Elementar iş üçün

$$\delta A = \sum_i F_i da$$

diferensial ifadəsinin tam diferensial olmadığını göstərin.

Həlli: Sistemin halı T temperaturu və $a_1, a_2, a_3, \dots, a_n$ xarici parametrlər vasitəsilə təyin olunur. Elementar işin

$$\delta A = \sum_i F_i da \quad (1)$$

ifadəsinə temperaturun diferensialı daxil olmur (yəni (1)-də dT -nin əmsalı 0-a bərabərdir). Əgər (1) ifadəsi sistemin hər hansı hal funksiyasının tam diferensialı olsaydı

$$\frac{\partial F_i}{\partial T} = \frac{\partial O}{\partial a_i} = 0$$

olardı. Bu da ümumiləşmiş qüvvənin (məsələn, təzyiqin) temperaturdan asılı olmadığını göstərirdi. Bu isə $F = F(a_1, a_2, \dots, a_n; T)$ hal tənliyinin mövcud olması haqqında termodinamikanın əsas müddəasına ziddir.

3. Xarici a parametrinə uyğun olan ümumiləşmiş F qüvvəsinin təsirinə məruz qalan istənilən sadə sistem üçün

$$\left(\frac{dT}{dF}\right)_a \left(\frac{dF}{da}\right)_T \cdot \left(\frac{da}{dT}\right)_F = -1$$

eyniliyinin ödənildiyini müəyyənləşdirin.

Həlli: Termodinamikanın ikinci əsas müddəası termik hal tənliyinin mövcud olmasına gətirib çıxarır:

$$F = F(T, a),$$

buradan alırıq:

$$dF = \left(\frac{\partial F}{\partial a}\right)_T da + \left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_a dT$$

$dF = 0$ olduqda

$$\left(\frac{\partial F}{\partial a}\right)_T \cdot \left(\frac{\partial a}{\partial T}\right)_F + \left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_a = 0$$

və

$$\left(\frac{\partial T}{\partial F}\right)_a \cdot \left(\frac{\partial F}{\partial a}\right)_T \cdot \left(\frac{\partial a}{\partial T}\right)_F = -1$$

$F = p$ və $a = V$ olduqda

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_V \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T \cdot \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p = -1$$

olar.

4. α, β, γ termik genişlənmə, izotermik sıxılma və təzyiqin termik sıxılma əmsalları arasındakı əlaqəni tapın.

Həlli: Tərifə görə termik əmsallar

$$\alpha = \frac{1}{V_0} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p, \quad \beta = -\frac{1}{V_0} \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T, \quad \gamma = \frac{1}{P_0} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V,$$

buradan

$$\frac{\alpha}{\beta\gamma} = -p_0 \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_p \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_V$$

3-cü məsələdə müəyyən edilmiş

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p} \right) \left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p = -1$$

eyniliyinə görə termik əmsallar arasında aşağıdakı əlaqəni alarıq

$$\alpha = p_0 \beta \gamma$$

II FƏSİL

OKEAN TERMODİNAMİKASININ ƏSASLARI

§2.1 Dəniz və okeanlar termodinamik sistem kimi

Okeanda gedən prosesləri öyrənərkən müxtəlif enerji çevrilmələri ilə rastlaşırıq. Bu, birinci növbədə Günəşin şüa enerjisinə aiddir. Belə ki, bu enerjinin transformasiyası nəticəsində Yer səthində rast gəlinən bütün hərəkət növləri yaranır.

Məlum olduğu kimi, bir növ enerjinin başqasına çevrilməsi, enerjinin maddənin halından asılılığı, hər hansı maddəyə mənsub olan ümumi qanunauyğunluğu müəyyən eləyən elm sahəsi termodinamika elmidir. Termodinamika, əvvəlki fəsildə deyildiyi kimi, sistemin halını təyin edir, yəni elə müəyyən miqdarda maddənin halını təyin edir ki, o nə sonsuz böyük, nə də ki, sonsuz kiçik ola bilər.

Dünya okeanının suyu istər bütövlükdə və istərsə də ayrı ayrılıqda bu şərtləri ödəyir. Ona görə də, istər ayrı ayrılıqda okeanlar üçün və istərsə də dənizlər üçün termodinamikanın bütün qanunları tətbiq oluna bilər. Dünya okeanına və eləcə də onlardan müəyyən miqdarda götürülmüş su həcminə termodinamik sistem kimi baxıla bilər.

Sistemin ρ – sıxlığı, T – temperaturu, P – təzyiqi, S – duzluluğu və sair parametrlər sistemin halını təyin edir. Sistemin halının dəyişməsi və buna uyğun olaraq onun xassələrinin dəyişməsinə proses deyilir. Elə ona görə də Dünya okeanında enerjinin hər hansı çevrilməsi, maddə miqdarının dəyişməsi və eləcə də onun xassələrinin dəyişməsi prosesdir və bu proseslər termodinamik sistemdə gedir.

Suyun aqrekat və istilik halının, dəniz suyunun duzluğunun dəyişməsi, suların sirkulyasiyası və başqa bu kimi hadisələr termodinamik prosesə misal ola bilər.

Okean praktiki olaraq qapalı və yaxud izolə edilmiş sistem ola bilməz. Bir çox hallarda okeanda substansiyaların mübadiləsi sistemin hər hansı xassəsinə ciddi təsir göstərmir və müəyyən həcmli suya qapalı və yaxud izolə edilmiş sistem kimi baxmaq olar.

Dəniz suyu çoxkomponentli sistemdir. O, su molekullarından, duz ionlarından, kationlardan, anionlardan və başqa aşqarlardan ibarətdir. Belə sistemin bir sıra parametrləri çox hallarda ondakı elementlərin parsial tərkibi ilə müəyyən olunur. Dəniz suyunda ən çox dəyişkən və onların özünü aparılmasında böyük rol oynayan duzlardır. Duzların tərkibi dəniz suyunda çox az dəyişdiyindən, dəniz suyunu binar sistem kimi qəbul etmək olar, başqa sözlə desək dənizin suyunu sudan və duzdan ibarət olduğunu qəbul etmək olar.

Dəniz suyunda duzların miqdarı 4%-i aşmadığından çox miqdarda termodinamik prosesə onların təsiri çox cüzdür. Belə halda dəniz suyuna birkomponentli sistem kimi baxılması parametrlər arasındakı əlaqəni sadələşdirir. Sonralar biz dəniz suyuna o zaman binar sistem kimi baxacağıq ki, duzlar hidroloji proseslərə çox güclü təsir göstərir.

Okeanın xassələrinə və halına termodinamika nöqtəyinə nəzərən baxanda, dəniz suyuna bütöv maddi mühit kimi baxırlar, belə ki, onun fiziki xassələri kəsilməz şəkildə paylanır. Bu zaman maddənin molekulyar quruluşu nəzərdən atılır və onun makroskopik parametrləri müəyyən həcm üzrə ortalaşdırılır və bu həcmə mərkəzinə gətirilir.

Ona görə də sıxlıq, temperatura, duzluluq və maddənin başqa parametrləri fəzanın hər hansı nöqtəsində çoxlu mi-

qdarda molekullardan ibarət elementar həcmə aid olacaqdır.

Birinci fəsilə qeyd olunduğu kimi termodinamikada enerjinin iki növünü fərqləndirirlər: termodinamik sistemin daxili enerjisini və xarici enerjisini. Birinci növ enerji molekulların irəliləmə və fırlanma hərəkətinin enerjisindən ibarətdir. İkinci növ enerjiyə bütün sistemin enerjisi və sistemin vəziyyət enerjisi daxildir. Burada fərz olunur ki, daxili enerji dəyişməzdir. Əks halda vəziyyət enerjisinin bir hissəsi daxili enerjiyə keçərdi.

Enerjinin hər bir növü sistemin halının birqiymətli funksiyasıdır və o sistemin bir haldan başqa hala keçməsinin yolundan asılı deyildir.

Enerjinin bir formadan digər formaya keçməsinin termodinamik üsulu istilik və işdir. Əgər sistemin ümumi həcmi ayrı-ayrı kiçik həcmərin v_j - cəmindən ibarət hesab etsək və fərz etsək ki, bu həcməlr müəyyən xüsusi E_j enerjisinə malikdir, onda sistemin xüsusi enerjisini aşağıdakı düstur ilə təyin etmək olar:

$$E = \sum_j \frac{v_j}{v} E_j = \sum_j p_j E_j \quad (2.1)$$

belə ki,

$$\sum_j p_j = 1 \quad (2.2)$$

və v - sistemin ümumi həcmidir. M. Traybus $p_j = \frac{v_j}{v}$ kəmiyyətini halın ehtimalı adlandırır. Molekulyar miqyasa keçsək p_j ehtimalı necə gəldi seçilmiş su molekulu j - cu enerji mikrohalında olması ehtimalını xarakterizə edir.

Enerjinin ümumi dəyişməsi aşağıdakı düsturla təyin edilir:

$$dE = \sum_j E_j dp_j + \sum_j p_j dE_j . \quad (2.3)$$

Bu tənliyin birinci toplananı

$$\sum_j E_j dp_j = \delta Q \quad (2.4)$$

elə enerji formasının dəyişməsinə xarakterizə edir ki, E_j – enerjili bütün dəstənin ehtimal paylanması dəyişir, yəni istilik dəyişir. İkinci hədd

$$\sum_j p_j dE_j = -\delta A \quad (2.5)$$

termodinamik sistemin elementlərinin energetik halının nizamlı dəyişməsinə xarakterizə edir və işin tərifinə uyğun gəlir.

Beləliklə, (2.3) tənliyi aşağıdakı şəkildə yazıla bilər:

$$dE = \delta Q - \delta A \quad (2.6)$$

Göründüyü kimi (2.6) düsturu termodinamikanın birinci qanununun qoyuluşuna oxşayır. Onun mənası belədir ki, termodinamik sistemin enerjisi onun xarici mühitlə yalnız iki mübadilə forması zamanı dəyişə bilər – istilik və iş. (2.6) tənliyindən görünür ki, toplananların heç biri tam diferensial olmadığı halda onların cəmi prosesin yolundan asılı deyil və tam diferensialdır.

Bir çox hallarda istiliyin və işin prosesin yolundan asılılığı aradan çıxır və onlara da diferensiallar kimi baxmaq olar.

Ən vacib termodinamik parametrlərdən biri sistemin mikrostrukturundan asılı olaraq onun makrohalını təyin edən parametrentropiyadır (μ).

Statistik fizikada Bolsman, termodinamik sistemin hissəciklərinin kvant hallarının hər hansı diapazonuna onun mikrohalı kimi baxır. Əgər sistemdə hissəciklərin ümumi sayı n_1, n_2, n_3, \dots olarsa, onda sistemin makrohalı mümkün

mikrohaların sayı ilə təyin olunacaqdır. Bu axırıncı isə hissəciyin birinin bir haldan başqa hala keçməsi ilə dəyişəcəkdir. Onda mikrohaların sayı aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$P_n = \frac{n!}{n_1!n_2!n_3!\dots n_m!} = \frac{n!}{\prod_{j=1}^m n_j!}. \quad (2.7)$$

P_n – in maksimal qiyməti hissəciklərin diapazonlara görə bərabər paylanması zamanı alınır, yəni n_j -eyni olanda.

Diapazonların j sayı böyük olduqda, yəni hər bir diapazonda çoxlu sayda hissəcik olduqda faktoriallar təqribi olaraq Stirling düsturu ilə ifadə oluna bilər, onda

$$\ln P_n = -\sum_j n_j \ln \frac{n_j}{n}. \quad (2.8)$$

Bu düstur əvvəlkinə nəzərən daha rahatdır və $\ln p_n$ müəyyən mütənasiblik əmsalı ilə Bolsman tərəfindən, termodinamik sistemin hal parametri kimi istifadə olunmuşdur:

$$\mu = k_1 \ln p_n = -k_1 \sum_j n_j \ln \frac{n_j}{n} = -k_1 n \sum_j \frac{n_j}{n} \ln \frac{n_j}{n}. \quad (2.9)$$

n_j/n nisbəti həcmələrin nisbəti ilə mütənasibdir və müəyyən əmsal dəqiqliyi ilə p_j parametri ilə ifadə oluna bilər. Mütənasiblik əmsalını adətən Bolsman sabiti götürürlər:

$K_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{C}{K}$, belə ki, bu əmsaldan istifadə edərkən

çox zaman daha sadə ifadələr alınır.

Beləliklə, sistemin entropiyası üçün aşağıdakı ifadə alınır:

$$\mu = -K_B \sum_j p_j \ln p_j. \quad (2.10)$$

Bu funksiyayı sistemdə mikromiqyaslı xarakteristikaların

paylanmasını xarakterizə edən makromiqyaslı xarakteristika kimi interpretasiya etmək olar. Okeanologiyada buna energetik xarakteristika kimi baxırlar.

Biz yuxarıda göstərdik ki, P_n -in maksimumu və eləcə də entropiyanın maksimumu hissəciklərin diapazonlara görə bərabər paylanması zamanı baş verir, yəni eyni p_j -larda ki, bu da yalnız sistemin tarazlıq halında mümkün ola bilər.

Əgər sistemin elementləri dəyişmərsə, başqa sözlə desək, onda termodinamik proses getmərsə, o, termodinamik tarazlıq halında olur.

Adətən, termodinamikanın belə halları öyrənən hissəsinə termostatika deyilir. Bu halda termodinamikaya bu elmin elə bir bölməsi kimi baxılır ki, o sistemdə termodinamik prosesin getdiyi halı öyrənir.

§2.2. Dəniz suyunun hal tənliyi

Su, eləcə də dəniz suyu sıxılan mayedir, yəni onun sıxlığı dəyişir. Xüsusi həcm (v) və ya suyun sıxlığının təyinedici faktorlardan asılılığı hal tənliyi ilə ifadə olunur. Okeanologiyada belə faktorlar sırasına sadə ölçülə bilən temperatur T, duzluluq S və təzyiq P daxildir. Bu halda hal tənliyinin ümumi forması aşağıdakı kimi olacaqdır:

$$\rho = \rho(T, S, P), \quad (2.11)$$

$$v = v(T, S, P). \quad (2.12)$$

Bu ifadələrdən ikincisini götürərək və dəniz suyunun xüsusi həcmnin dəyişməsinə baxaq:

$$dv = \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_{SP} dT + \left(\frac{\partial v}{\partial S} \right)_{TP} dS + \left(\frac{\partial v}{\partial P} \right)_{TS} dP \quad (2.13)$$

Əgər alınmış bərabərliyin hər iki tərəfini vahid xüsusi həcmə bölsək (v_0) alarıq:

$$dv/v_0 = K_T dT - K_S dS - K_P dP, \quad (2.14)$$

burada

$$K_T = \frac{1}{v_0} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_{SP} \quad (2.15)$$

termik genişlənmə,

$$K_S = -\frac{1}{v_0} \left(\frac{\partial v}{\partial S} \right)_{TP} \quad (2.16)$$

duzluluqdan sıxılma,

$$K_P = -\frac{1}{v_0} \left(\frac{\partial v}{\partial P} \right)_{TS} \quad (2.17)$$

sıxlıqdan sıxılma əmsallarıdır. (2.13) tənliyi dəniz suyunun diferensial formada hal tənliyi adlanır. K_T, K_S, K_P əmsallarının yaxşı öyrənilməməsi üzündən (2.14) tənliyindən praktiki olaraq istifadə etmək çətindir. Ona görə də müasir dövrümüzdə dəniz suyunun hal tənliyi üçün ifadə axtarılması davam edir.

Hal tənliklərinin müxtəlif variantlarının seçilməsi ilə əlaqədar olan xətaları qiymətləndirmək və həmin tənliklərin tətbiq oblastlarını aydınlaşdırmaq üçün, onların parametrləri arasındakı əlaqələri öyrənmək lazımdır. Bunu həmin tənliklərin sıraya ayrılması və onun hədlərinin qiymətləndirilməsi yolu ilə etmək olar.

O.İ.Mamayev dəniz suyunun xüsusi həcmi S, T, P dəyişənlərinə görə Teylor sırasına ayırmışdır. Koordinatları $S = 35 \text{ ‰}, T = 0^\circ \text{C}, P = 0$ nöqtəsi ətrafında sıra aşağıdakı kimi olacaqdır ($P = 0$ atmosfer təzyiqinə uyğundur):

$$\begin{aligned}
v(S, T, P) = & v(35, 0, 0) + \left[\frac{\partial v}{\partial S} dS + \frac{\partial v}{\partial T} dT + \frac{\partial v}{\partial P} dP \right]_{35, 0, 0} + \\
& + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 v}{\partial S^2} dS^2 + \frac{\partial^2 v}{\partial T^2} dT^2 + \frac{\partial^2 v}{\partial P^2} dP^2 + \right. \\
& + 2 \left(\frac{\partial^2 v}{\partial S \partial T} dS dT + \frac{\partial^2 v}{\partial S \partial P} dS dP + \frac{\partial^2 v}{\partial T \partial P} dT dP \right) \left. \right]_{35, 0, 0} + \\
& + \frac{1}{6} \left[\frac{\partial^3 v}{\partial S^3} dS^3 + \frac{\partial^3 v}{\partial T^3} dT^3 + \frac{\partial^3 v}{\partial P^3} dP^3 + \right. \\
& + 3 \left(\frac{\partial^3 v}{\partial S^2 \partial T} dS^2 dT + \frac{\partial^3 v}{\partial S^2 \partial P} dS^2 dP + \frac{\partial^3 v}{\partial S \partial T^2} dS dT^2 + \right. \\
& \quad + \frac{\partial^3 v}{\partial S \partial P^2} dS dP^2 + \frac{\partial^3 v}{\partial T^2 \partial P} dT^2 dP + \\
& \quad \left. \left. + \frac{\partial^3 v}{\partial T \partial P^2} dT dP^2 + 2 \frac{\partial^3 v}{\partial S \partial T \partial P} dS dT dP \right) \right]_{35, 0, 0} + \dots \quad (2.18)
\end{aligned}$$

Mötörizələrdə olan ifadələr standart okeanın xüsusi həcminə ($v(35, 0, 0) = 0,97264$) olan düzəlişləri xarakterizə edir.

Parametrlərdən qalanlarını sabit hesab edərək xüsusi həcmnin nöqtə ətrafında yalnız bir parametrdən asılı olduğunu qəbul edərək yazı bilərik:

$$\left\{ \begin{aligned}
\delta v_s &= v(S, 0, 0) - v(35, 0, 0) = \frac{\partial v}{\partial S} dS + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial S^2} dS^2 + \dots \\
\delta v_T &= v(35, T, 0) - v(35, 0, 0) = \frac{\partial v}{\partial T} dT + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial T^2} dT^2 + \dots \\
\delta v_p &= v(35, 0, P) - v(35, 0, 0) = \frac{\partial v}{\partial P} dP + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial P^2} dP^2 + \dots
\end{aligned} \right. \quad (2.19)$$

Alınan (2.19) ifadəsinə yeni bir parametrin funksiyası kimi baxmaq olar, hansı ki, fərz olunmuşdur ki, sabitdir, onda ala-

riq:

$$\begin{cases} \delta v_{ST} = [v(S, T, 0) - v(35, T, 0)] - [v(S, 0, 0) - v(35, 0, 0)] \\ \delta v_{SP} = [v(S, 0, P) - v(35, 0, P)] - [v(S, 0, 0) - v(35, 0, 0)] \\ \delta v_{TP} = [v(35, T, P) - v(35, 0, P)] - [v(35, T, 0) - v(35, 0, 0)] \end{cases} \quad (2.20)$$

Buna oxşar olaraq daha yüksək tərtiblərin fərqləri tapılır:

$$\delta v_{STP} = \{[v(S, T, P) - v(35, T, P)] - [v(S, T, 0) - v(35, T, 0)]\} - \{[v(S, 0, P) - v(35, 0, P)] - [v(S, 0, 0) - v(35, 0, 0)]\} \quad (2.21)$$

(2.18) ifadəsində sıranın hədlərini (2.19)-(2.21) ifadələri ilə əvəz edərək O.İ.Mamayev xüsusi həcmi və düzəlişləri təyin etmişdir:

$$\begin{aligned} v(S, T, P) = v(35, 0, 0) + \delta v_S + \delta v_T + \delta v_P + \\ + \delta v_{ST} + \delta v_{SP} + \delta v_{TP} + \delta v_{STP} \end{aligned} \quad (2.22)$$

Bu asılılıq, əvvəllər Berkines və Sandstrem tərəfindən alınmışdır. Axırını ifadəyə oxşar olaraq dəniz suyunun hal tənliyi sıxlıq üçün alınır. Bunun üçün sıxlığın S, P, T kəmiyyətlərindən ümumi asılılıqlardan istifadə edirlər, yeni $\rho = \rho(S, T, P)$ -dən. Xüsusi həcm üçün aparılan əməliyyatları sıxlıq üzərində də apararaq

$$\begin{aligned} \rho(S, T, P) = \rho(35, 0, 0) + \delta \rho_S + \delta \rho_T + \delta \rho_P + \\ + \delta \rho_{ST} + \delta \rho_{SP} + \delta \rho_{TP} + \delta \rho_{STP} \end{aligned} \quad (2.23)$$

alırıq.

Sıxlığın və həcmənin düzəlişləri arasındakı əlaqə $\rho = \frac{1}{v}$ ifadəsi ilə həyata keçirilir. ρ -nu diferensiallayaraq və diferensialları sonlu fərqlərlə əvəz eləyərək alırıq:

$$\delta \rho = -\frac{\delta v}{v^2} \quad (2.24)$$

(2.22) və (2.23) düsturlarında düzəlişləri bilmək üçün onla-

lara daxil olan törəmələrin qiymətlərini bilmək lazımdır. Hələlik dəniz suyunun hal tənlikləri üçün dəqiq ifadələr alınmamışdır, törəmələri isə empirik düsturlardan törəmələr alınması ilə təyin edirlər. Belə təcrübi düsturlardan Kundsensin düsturlarından istifadə edirlər ki, onları da «okeoqrafik cədvəllər»-dən və Mamayevin monoqrafiyasından tapmaq olar.

Dünya okeanının səthi üçün bu düstur aşağıdakı kimidir:

$$\rho(S, T, 0) = \rho(0, 4, 0) \times \left\{ 1 + [\delta_1 + \delta_2 \sigma_0 + \delta_3 (\sigma_0^2 + 0,1324 \sigma_0)] \cdot 10^{-3} \right\} \quad (2.25)$$

Burada bütün δ əmsalları yalnız temperaturun funksiyasıdır:

$$\delta_1 = 0,1324(\delta_2 - 0,1324\delta_3) - \frac{(T - 3,98)^2}{503,570} \frac{T + 283}{T + 67,26};$$

$$\delta_2 = 1 - (4,7867 - 0,098185T + 0,0010843T^2) \cdot 10^{-3};$$

$$\delta_3 = (18,030 - 0,8164T + 0,01667T^2) \cdot 10^{-6}$$

burada σ_0 -əmsalı şərti xüsusi çəkiddir, dəniz suyunda olan duzların miqdarından asılıdır.

Okeanda duz qarışığının tərkibi çox az dəyişir. Ona görə də duzların ümumi miqdarı yalnız bir komponentlə təyin olunur.

Okeanologiyada qəbul olunmuşdur ki, okeanın duzluluğu onun tərkibində olan xlor ionlarının miqdarına görə Kundsens düsturu ilə

$$S = (0,030 + 1,8050 Cl) \% \quad (2.26)$$

və yaxud YUNESKO düsturu ilə:

$$S = 1,80655 Cl \% \quad (2.27)$$

hesablansın.

Bu düsturlara xlor ionlarının faktiki sayı daxil olmur. Duzluluğu verilmiş müəyyən həcmdə olan hallogenlərin çökdürülməsi üçün lazım olan gümüşün qramlarla miqdarı ilə ölçülər. Duzluluğun belə təyin olunması ilə əlaqədar olaraq dəniz suyunun şərti xüsusi çəkisi S parametri ilə deyil, xlorluluğa (Cl) görə təyin edilir.

$$\sigma_0 = -0,069 + 1,4708Cl - 1,57 \cdot 10^{-3} Cl^2 + 3,98 \cdot 10^{-5} Cl^3 \quad (2.28)$$

Müxtəlif okeanlarda və xüsusən daxili dənizlərdə duzların tərkibi dəyişdiyindən yuxarıdakı düsturlarda duzluluq, xüsusi çəki və xlorluq arasındakı əlaqə heç də dəqiq ödənilmir.

Xüsusi həcm və ya sıxlığın dərinliyə görə dəyişməsi aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$\nu(S, T, P) = \nu(S, T, O) \left[1 - \tilde{K}_p \cdot P \right] \quad (2.29)$$

Orta sıxılma əmsalı verilmiş P təzyiqli dərinliyə qədər su sütunu üçün tərs barlarla, empirik Ekman düsturu ilə hesablanıla bilər.

$$\begin{aligned} 10^8 \tilde{K}_p = & \frac{4886}{1 + 0,000183p} - (227 + 28,33T - 0,551T^2 + 0,004T^3) + \\ & + (105,5 + 9,5T - 0,158T^2) p \cdot 10^{-3} - 1,5 \cdot 10^{-6} TP^2 - \frac{\sigma_0 - 28}{10} \times \\ & \times [147,3 - 2,72T + 0,04T^2 - (32,4 - 0,87T - 0,02T^2) p \cdot 10^{-3}] + \\ & + \left(\frac{\sigma_0 - 28}{10} \right)^2 [4,5 - 0,1T - (1,8 - 0,06T) \cdot p \cdot 10^{-3}] \quad (2.30) \end{aligned}$$

Bu düsturda təzyiq barlarla, temperatur isə Selsi ilə ölçülür.

Bütün bu düsturlar, (2.25)-(2.30) çox aydın şəkildə göstərir ki, dəniz suyunun halını təyin etmək nə qədər çətindir. Ona görə də çox hallarda, böyük dəqiqlik tələb olunmayan hallarda sadələşdirilmiş düsturlardan istifadə

eləyirlər. Köhnə SSRİ-də aşağıdakı düsturlardan istifadə edilirdi, P.C.Lineykin:

$$\rho(T, S, p) = 1 + 10^{-5} \times (6,89T - 0,918T^2 - 0,39ST + 82S + 5 \cdot 10^{-3} p); \quad (2.31)$$

O.İ.Mamayev

$$\rho(T, S, 0) = 1 + 10^{-5} \times [2815,2 - 7,35T - 0,469T^2 + (80,2 - 0,2T)(S - 35)]. \quad (2.32)$$

Dəniz hidrofizika institutunun əməkdaşlarının hazırladığı

$$\frac{\rho(S, T, z)}{\rho_c} = 0,975529 + 0,02737 \frac{S}{S_c} - 0,00006 \frac{T}{T_c} - 0,00140 \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 - 0,00119 \frac{ST}{S_c T_c} + 0,00430 \frac{z}{z_c} \quad (2.33)$$

Burada $\rho_c = 1,02541$, $T_c = 17,5^{\circ}C$, $S_c = 35\%$, $z_c = 1 \text{ km}$, p - barlarla ölçülür.

Təcrübi hal tənliklərinin formaları O.İ.Mamayevin kitabında müfəssəl analiz olunur. Bütün tənliklər özünə sabit hədlər birləşdirir ki, onların qalan hədləri bu sabit ətrafında sıraya ayırmaqla tapılır.

§ 2.3. Dəniz suyunun entropiyası

§2.1-də entropiyanın verilən ifadəsi dəniz suyunun entropiyasına baxan zaman çox da qənaətbəxş deyil. Ona görə də onu elə çevirmək lazımdır ki, p_i əvəzinə bütün sistem üçün ümumi olan parametrlər, T , S , p və sair parametrlər istifadə olunsun.

Dəniz suyu elə bir qarışıqdır ki, bütün duzlar praktiki olaraq ionlara çevrilmişdir. Ona görə də hər hansı bir həcmli

su götürsək onda olan hissəciklərin ümumi sayı su molekullarının və müxtəlif ionların cəmindən ibarət olacaqdır:

$$n = \sum_m n_m . \quad (2.34)$$

Fərz eləyək ki, onlar j diapazonda paylanmışdır:

$$\sum_j p_j n_{jm} = n_m . \quad (2.35)$$

Tarazlıq halında p_j ehtimalına malik olan sistemin halını təyin edək, başqa sözlə desək $d\mu = 0$ olduqda sistemin halını təyin edək. Ona görə də p_j -a görə (2.1), (2.2), (2.10), (2.35) tənliklərini diferensiallayaq:

$$\begin{cases} \sum_j dp_j = 0 \\ \sum_j E_j dp_j = 0 \\ -K_B \sum_j (1 + \ln p_j) dp_j = 0 \\ \sum_j n_{jm} dp_j = 0 \end{cases} \quad (2.36)$$

Əgər statistik nöqteyi-nəzərdən diferensiallanma əməliyyatına Traybusun izah etdiyi kimi yanaşsaq, onda o hissəciklərin diapazona görə paylanmasına nəzərən p_j qeyri-müəyyənliyinin maksimumuna uyğun gəlir və ya eyni ilə bu paylanmanın xarakteri haqqında fərziyyənin minimumuna uyğun gəlir.

(2.36) düsturunu cəmin qarşısındakı hər hansı vuruq üçün öz gücünü saxlayır. Ona görə də o düsturlara daha çox ümumilik vermək üçün onları bütün sistem üçün ümumiliyə malik olan vuruqlara vuraq: $\alpha - 1; \beta; -\frac{1}{K_B}; \eta'_m$. Bundan sonra alınan hasilləri cəmləyək, sonra bütün m müxtəlif cinsli molekulları və ionları nəzərə alaraq yaza bilərik:

$$\sum_j \left[\alpha + \beta E_j + \ln p_j + \sum_m \eta'_m n_{mj} \right] dp_j = 0. \quad (2.37)$$

Bütün cəmin sifira bərabər olması üçün (p_j -un variyasiyasından asılı olmayaraq) qəbul etmək lazımdır ki,

$$\alpha + \beta E_j + \ln p_j + \sum_m \eta'_m n_{mj} = 0 \quad (2.38)$$

Buradan alınır ki,

$$p_j = e^{-\left(\alpha + \beta E_j + \ln p_j + \sum_m \eta'_m n_{mj}\right)} \quad (2.39)$$

$\ln p_j$ -un qiymətini (2.38) düsturundan (2.10) entropiya düsturunda yerinə qoyaraq alırıq:

$$\mu = K_B \sum_j p_j \left[\alpha + \beta E_j + \sum_m \eta'_m n_{mj} \right] = K_B \left(\alpha + \beta E_j + \sum_m \eta'_m n_{mj} \right). \quad (2.40)$$

Beləliklə, dəniz suyunun hər hansı həcmindəki entropiyası termodinamik sistem kimi onun makromiqyashı xarakteristikaları ilə ifadə olunur. Məsələ qeyri-məlum, məchul α , β və η'_m kəmiyyətlərini təyin etməkdən ibarətdir. p_j -lar üzrə cəmin vahidə bərabər olduğundan, onda (2.2) və (2.39) düsturlarından alınır ki,

$$\alpha = \ln \sum_j e^{-\left(\beta E_j + \sum_m \eta'_m n_{mj}\right)} \quad (2.41)$$

Alınmış ifadəni β -ya görə diferensiallasıq və sonra sürəti və məxrəci $e^{-\alpha}$ -ya vursaq (2.39) düsturunu nəzərə alsaq

$$\frac{\partial \alpha}{\partial \beta} = -E$$

alırıq.

Analoji üsulla α -nı η'_m görə diferensiallasaq

$$\frac{\partial \alpha}{\partial \eta'_m} = -n_m$$

alarıq.

Beləliklə, bütün termodinamik tarazlıqda olan sistem üçün eyni olan α parametri daxili enerji, β -parametri və η'_m ilə əlaqədardır. Ölçü nəzəriyyəsinə əsasən (2.40) düsturuna əsasən alınır ki, $K_B \beta = CT_K^{-1}$, burada mütənasiblik əmsalı C vahidə bərabər götürülür. Bu onunla əlaqədardır ki, hər hansı əmsalı K_B ilə birləşdirmək olar. Əgər $C=1$ götürükdə sonralar daha asan ifadələr alınır. Buradan belə çıxır ki,

$$\beta = \frac{1}{K_B T_K} \quad (2.44)$$

(2.42) və (2.43) düsturlarını bir-biri ilə müqayisə edərək göstərmək olar ki, η'_m parametri də β kimi rol oynayır, ancaq sistemin enerjisinə görə deyil, onu təşkil edən elementlərin tərkibinə görə.

Adətən β -nı sistemin hissələri arasındakı enerji diffuziyasını xarakterizə edən parametr kimi başa düşürlər (əgər bu hissələrin temperaturu müxtəlifdirsə). Bu diffuziya o zamana qədər davam edəcəkdir ki, o hissələrin temperaturu və eləcə də β kəmiyyəti bərabərləşsin. bu halda η'_m maddənin diffuziya etmə qabiliyyəti kimi başa düşülür və hissələr arasındakı diffuziya o zamana qədər davam edəcəkdir ki, bütün hissələrdə η'_m eyni olsun.

α termodinamik funksiyası və yaxud Masse funksiyası sistemin həcmindən asılıdır. Bunu çox asanlıqla almaq olar, əgər təzyiqli parsial təzyiqlərin cəmi kimi götürsək:

$$p = \sum_j p_j p_j \quad (2.45)$$

Ancaq təzyiqli necə bir qüvvə kimi enerji ilə aşağıdakı

kimi əlaqədarlır:

$$p_j = -\frac{\partial E_j}{\partial v}. \quad (2.46)$$

Bu bərabərliyin sağ tərəfini (2.45)-də yerinə yazıb və (2.39)-dan istifadə etməklə alırıq:

$$p = -\sum_j \frac{\partial E_j}{\partial v} e^{-\left(\alpha + \beta E_j + \sum_m \eta'_m n_{mj}\right)} = \frac{e^{-\alpha}}{\beta} \frac{\partial}{\partial v} \sum_j e^{-\left(\beta E_j + \sum_m \eta'_m n_{mj}\right)} \quad (2.41)$$

(2.41) düsturunu nəzərə alsaq yuxarıdakı ifadə daha da sadələşər:

$$p = \frac{1}{\beta} \frac{\partial}{\partial v} \frac{e^\alpha}{e^\alpha} = \frac{1}{\beta} \frac{\partial}{\partial v} \ln e^\alpha = \frac{1}{\beta} \frac{\partial \alpha}{\partial v} \quad (2.47)$$

Beləliklə Masse funksiyası sistemin termik, kimyəvi və mexaniki xassələrini xarakterizə edən parametrlərlə əlaqədarlır, yəni

$$\alpha = \alpha\left(\beta; v; \sum_m \eta'_m\right)$$

Bu hal funksiyasının tam diferensialı aşağıdakı kimi olacaqdır:

$$d\alpha = \frac{\partial \alpha}{\partial \beta} d\beta + \frac{\partial \alpha}{\partial v} dv + \sum_m \frac{\partial \alpha}{\partial \eta'_m} d\eta'_m \quad (2.48)$$

Entropiyanın dəyişməsinə baxaq. Bunun üçün (2.40) ifadəsini diferensiallayaq və $d\alpha$ -nı (2.48) ifadəsi ilə əvəz edək, belə ki, α -nın xüsusi törəmələri (2.42), (2.43) və (2.47) ifadələri ilə əvəz olunub:

$$d\mu = K_B \left(\beta dE + \beta p dv + \sum_m \eta'_m dn_m \right). \quad (2.49)$$

β -nın (2.44) düsturu ilə temperaturla əlaqəsini nəzərə alsaq axırıncı ifadə aşağıdakı şəkllə düşər:

$$T_k d\mu = dE + pdv + K_B T_k \sum_m \eta'_m dn_m \quad (2.50)$$

Adətən bu tənliyin axırını həddində hissəciklərin mütləq deyil, nisbi miqdarından istifadə eləyirlər, başqa sözlə desək molekulların və yaxud ionların konsentrasiyasından istifadə edirlər:

$$S_m = \frac{n_m}{n} \quad (2.51)$$

Bu zaman $\eta_m = -K_B T_k n \eta'_m$ -termodinamikada uyğun komponentin kimyəvi potensialı adlanır.

Aydındır ki, Dünya okeanının çox rayonları üçün əsas ionların nisbi payı S_{mc} sabitdir və S duzluluqla düz mütənasibdir:

$$S_{mc} = C_{mc} S$$

Dəniz suyunda təmiz suyun molekullarının S_b - konsentrasiyasını ayırıqdan sonra (onun kimyəvi potensialı η_b -dir), (2.50)-nin axırını həddi aşağıdakı kimi yazılır:

$$K_B T_k \sum_m \eta'_m dn_m = -\sum_{mc} \eta_{mc} C_{mc} dS - \eta_b dS_b$$

Ancaq $S + S_b = 1$ və onda $dS_b = -dS$. Bu bizə imkan verir ki, dS_b -ni aradan çıxaraq və ona baxmayaq.

Qəbul olunmuşdur ki, bütün duzların kimyəvi potensiallar fərqi dəniz suyunun potensialı ilə təmiz suyun potensiallar fərqi kimi təyin olunsun:

$$\eta = \sum_{mc} \eta_{mc} C_{mc} - \eta_b$$

Nəhayət dəniz suyunun entropiyası üçün alırıq:

$$T_k d\mu = dE + pdv - \eta dS \quad (2.52)$$

Bu münasibət Gibbs münasibəti və yaxud termodinamikanın əsas tənliyi adlanır.

Əgər termodinamikanın birinci qanununu nəzərə alsaq

(2.6), onda yazı bilərik:

$$d\mu = \frac{1}{T_K} [\delta Q - \delta A + pdv - \eta dS]$$

F r z eləyək ki, iŖ p^* təzyiqinin hesabına görülür, onda

$$\delta A = p^* dv$$

olar. Burada p^* təzyiqi p -d n fərqlənir. F r q oradadır ki, birinci təzyiq bütün sistemin gördüyü iŖl , ikinci isə sistemin j elementinə təsir edən parsial təzyiqlərin ortalaŖmasından ibarətdir. ona görə entropiya  c n aŖağıdaki düstur alınır:

$$d\mu = \frac{1}{T_K} [\delta Q + (p - p^*)dv - \eta dS]. \quad (2.53)$$

Adətən yuxarıda göstərilən təzyiqlərin fərqi ilə təyin olunan iŖ sərf olunan iŖl  faydalı iŖin fərqi kimi təyin olunur ki, bu da sürtünməyə sərf olunur. Bu hədd entropiyanın artmasına gətirir.

Doğurdan da termodinamik tarazlıqda olan mayedən ibarət termodinamik sistemə təsir edən qüvvələr onun elementlərinə təsir edən daxili qüvvələrdən böyükdürsə, baŖqa sözlə $p^* > p$, onda sistemin həcmi kiçilir.

Əgər $p^* < p$ olarsa, onda sistemin həcmi böyüyür. Ümumiyyətlə hər hansı miqdarda izolə olunmuŖ dəniz suyunun entropiyası baŖqa izolə edilmiŖ termodinamik sistemdəki kimi artma xassəsinə malikdir. (2.53) ifadəsindən görünür ki, əgər $dS=0$ olarsa ikinci hədd mənfi olmadığından istilik mübadiləsi entropiyanın artmasına gətirir. Bu fikri baŖa d Ŗm k  c n iki A və B sistemini izolə edib istilik kontaktına gətirək. F r z eləyək ki, onların temperaturları fərqlidir. onda sistemin entropiyası entropiyalar cəminə bərabər olacaqdır:

$$d\mu = d\mu_A + d\mu_B = \frac{\delta Q_A}{T_A} + \frac{\delta Q_B}{T_B}.$$

Amma istiliyin ümumi dəyişməsi sıfıra bərabər olduğundan

$$\delta Q_A + \delta Q_B = 0, \quad (2.54)$$

onda

$$d\mu = \delta Q_A \left(\frac{1}{T_A} - \frac{1}{T_B} \right)$$

Əgər $T_A > T_B$ onda istilik A hissəsindən B hissəsinə keçər, onda $\delta Q_A < 0$, Yəni A istilik itirir, onda $d\mu > 0$. Əgər $T_B > T_A$ olduqda A istilik alır $\delta Q > 0$ və yenə də $d\mu > 0$.

Belələiklə də izolə olunmuş sistemdə istilik və iş şəklində enerji mübadiləsi entropiyanın artmasına gətirir. Bunun fiziki mənası ondan ibarətdir ki, enerji sistemin hissələri arasında ehtimalı hal olsun. Bu qanun termodinamikanın ikinci başlanğıcıdır. Bir sistemin entropiyasını istilik almaqla azaltmaq olar, bunun üçün bu istiliyi başqa cismə vermək lazımdır. onda iki yerə bölünmüş izolə edilmiş sistem halı alınır.

İdeal prosesdə, yəni sürtünməsiz gedən prosesdə qapalı tsikl üzrə əvvəlki hala qayıtmaq olar.

$$\oint \frac{\delta Q}{T_K} = \oint d\mu = 0$$

Belə proseslərə dönmə prosesləri deyilir. Bütün real proseslər bu və ya digər şəkildə dönməyəndirlər. Çünki real proseslərdə sürtünmə vardır. (2.53) tənliyində sağ tərəfdə ikinci həddin olması, prosesdə dönməzliyin əlamətidir. Çox vaxt dönmə prosesləri işarə etmək üçün aşağıdakı yazılışdan istifadə edirlər:

$$d\mu = \frac{dQ}{T_K}$$

Dönməyən proseslər üçün isə

$$d\mu > \frac{dQ}{T_K}$$

Dönən proseslərə misal olaraq su kütləsinin sualtı dağlardan aşmasını misal göstərmək olar. Belə ki, su kütləsi yuxarıya qalxaraq genişlənir və sonra yalı aşaraq aşağı düşdükcə soyuyur və əvvəlki vəziyyətinə gəlir.

§ 2.4. Dəniz suyunun istilik xarakteristikaları

Dəniz suyunun istilik xarakteristikaları dedikdə onun istilik tutumu, molekulyar istilik keçiriciliyi, faza keçidlərinin sərhədləri və bu keçidlərlə əlaqədar olan enerji çevrilmələri nəzərdə tutulur.

Hər hansı bir maddənin, o cümlədən də dəniz suyunun əsas termodinamik xarakteristikalarından biri onun istilik tutumudur. Bu kəmiyyət maddənin istilik halının öyrənilməsi məsələlərində çox işlədilir.

İstilik tutumu ilə başqa parametrlər arasındakı əlaqəni öyrənən zaman (2.52) tənliyindən istifadə etmək məqsədə uyğundur:

$$T_K d\mu = dE + pdv - \eta dS$$

Biz hesab edəcəyik ki, istilik və iş yalnız daxili enerjisini dəyişdirir. Bu fərziyyə daxili parametrlərin əlaqəsinə baxılan zaman işi yüngülləşdirir, belə ki, bu əlaqələr sistemin fəzədə vəziyyətindən və hərəkətindən asılı olmur.

Dəniz suyunun hal tənliklərindən alınır ki, asılı

olmayan dəyişənlər olaraq, üç parametr götürmək lazımdır. Verilmiş halda bu üç parametr kimi temperaturu, həcmi və aşqarların miqdarını - duzluluğu götürürlər. Daxili enerjinin tam diferensialını bu üç elementin xüsusi törəmələri ilə ifadə etmək olar:

$$\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_{v,S} dT + \left(\frac{\partial U}{\partial v}\right)_{T,S} dv + \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_{T,v} dS = \\ = T_K d\mu + \eta ds - p dv. \quad (2.58)$$

Bu tənliyin hər iki tərəfini dT -yə bölək və fərz eləyək ki, sistemin həcmi və tərkibi dəyişmir, onda alarıq:

$$\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_{v,S} = T_K \left(\frac{\partial \mu}{\partial T}\right)_{v,S}. \quad (2.59)$$

Yuxarıda göstərilən məhdudiyətlər daxilində tam diferensial xüsusi törəmə ilə üst-üstə düşür. (2.59) ifadəsini sabit həcmdəki və tərkibdəki istilik tutumu adlandırırlar:

$$C_{v,S} = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_{v,S} = T_K \left(\frac{\partial \mu}{\partial T}\right)_{v,S} \quad (2.60)$$

Bir fazalı sistem üçün bu sabit həcmdəki istilik tutumu olacaqdır.

Əgər dönən proseslər üçün entropiyanın ifadəsini ikinci başlanğıcdan istifadə etsək, (2.60) ifadəsi aşağıdakı şəkildə yazıla bilər:

$$C_{v,S} = T_K \left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_{v,S} \quad (2.61)$$

Bu sistemin geniş məlum olan istilik tutumudur yəni, sistemin temperaturunu 1°S dəyişmək üçün lazım olan istiliyin miqdarıdır. Adətən xüsusi istilik tutumu anlayışı daxil edirlər. Bu, bir qram maddənin temperaturunu 1°S dəyişmək üçün lazım olan istilik miqdarıdır. Proses sabit

həcmdə deyil, sabit təzyiqdə də gedə bilər. Bu zaman sabit təzyiqdəki istilik tutumundan istifadə olunur ki, bu da (2.52) tənliyindən təyin olunur:

$$T_K d\mu = dE + p dv - \mu dS \quad (2.52)$$

$$C_{p,S} = C_{v,S} + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial v} \right)_{T,S} + p \right] \left(\frac{dv}{dT} \right)_{p,S} \quad (2.62)$$

Bu düsturun axırıncı həddi $\left(p \frac{dv}{dT} \right)$ -işinin görülməsinə və həcm dəyişməsi ilə əlaqədar olan daxili enerjinin dəyişməsinə sərf olunan istilik miqdarını xarakterizə edir.

İzobarik istilik tutumu üçün ifadə entalpiyadan istifadə etdikdə alınır.

$$\chi = E + p v$$

(2.52) -tənliyindən istifadə edərək entalpiya ilə enerjini ifadə etmək olar, başqa sözlə desək, $d\chi$ entalpiyanı T , P , S -in törəmələri ilə ifadə edək. Alınan tənliyi dT -yə bölərək və fərz eləyərək ki, sistemin təzyiqi və duzluluğu dəyişmir, alırıq:

$$\left(\frac{\partial \chi}{\partial T} \right)_{p,S} = T_K \left(\frac{d\mu}{dT} \right)_{p,S} \quad (2.63)$$

Alının ifadə sabit təzyiqdəki istilik tutumu və yaxud izobarik istilik tutumu adlanır:

$$C_{p,S} = \left(\frac{d\chi}{dT} \right)_{p,S} = T_K \left(\frac{d\mu}{dT} \right)_{p,S} \quad (2.64)$$

Termik genişlənmə əmsalı $K_T = \frac{1}{v_0} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_{Sp}$ və

sıxlıqdan sıxılma əmsallarının $K_p = -\frac{1}{v_0} \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_{T,S}$ təriflərindən istifadə edərək (2.62) düsturundan daha sadə düstur alarıq:

$$C_{p,S} - C_{v,S} = \frac{T_K K_T^2 v_0}{K_p} \quad (2.65)$$

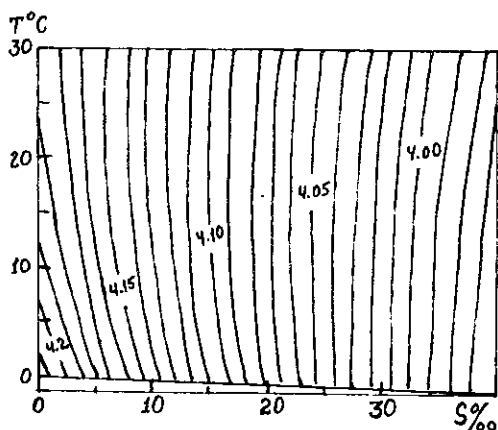
Bu bərabərliyin sağ tərəfi həmişə müsbətdir, $C_{p,S} > C_{v,S}$. Ancaq bu istilik tutumlarının fərqi 1%-i keçmir və temperaturdan asılıdır. Ən böyük sıxlıq temperaturunda $K_T = 0$ və $C_{p,S} = C_{v,S}$.

Qeyd etmək lazımdır ki, eksperimental yol ilə həmişə sabit təzyiqdəki istilik tutumunu təyin etmək mümkündür. Çünki sabit təzyiqi asan saxlamaq olur. Şəkil 2.1-də $C_{p,S}$ -in atmosfer təzyiqində temperaturdan və duzluluqdan asılılığı verilmişdir. Başqa fiksə olunmuş təzyiqlərdə bu asılılıqlar başqa olur, belə ki, təzyiqin artması ilə azalır (bax:cədvəl 1).

Cədvəl 2.1

**Atmosfer təzyiqindəki istilik tutumu ilə (C_{pa}) dərinlikdəki istilik tutumunun (C_p) fərqi (suyun duzluluğu 34,85%-dir)
[c/(q.k)]**

T, °S	p (d bar)				
	2000	4000	6000	8000	10000
-2	0,0715	0,1318	0,1820		
0	0,0665	0,1218	0,1680	0,2060	0,2368
5	0,0569	0,1037	0,1422	0,1740	0,2050
10	0,0502	0,0920			
15	0,0460	0,0850			
29	0,044				



Şəkil 2.1. Atmosfer təzyiqində $C_p[c/q \cdot k]$ əmsalının temperaturdan və duzluluqdan asılılığı.

Baxmayaraq ki, dənizin istilik tutumu onun temperaturundan, təzyiqindən və duzluluğundan asılıdır, onun dəyişməsi 5%-i keçmir. Bəzi okeanoloji məsələləri həll edən zaman onu sabit kimi qəbul edirlər.

Dəniz suyunun başqa istilik xarakteristikası onun istilik keçiriciliyidir. O, istiliyin verilmə sürətini xarakterizə eləyir və istilikkeçirmə əmsalı ilə xarakterizə olunur. Fizikada qəbul olunduğu kimi bu kəmiyyət, vahid səthdən vahid temperatur qradientində vahid zamanda keçən istiliyin miqdarıdır. İki növ əmsalı fərqləndirirlər - trubulent λ və molekulyar λ_m . Axırncı suyun xassələri ilə müəyyən olunur və molekulların sürətindən, onların sərbəst qaçış məsafəsindən, sıxlıqdan asılıdır. onun qiyməti təmiz su üçün atmosfer

təzyiqində 20°S temperaturda $0,6 \text{ BT}/(\text{m-dər})$ olub, temperaturun 10° azalması ilə $10^{-2} \text{ BT}/(\text{m-K})$ azalır. λ_m -in qiymətinə duzluluq təsir eləmir.

Turbulent istilikkeçirmə dəniz suyunun kinematik xassələrindən və trubulent qarışmanın intensivliyindən asılıdır. Trubulent istilikkeçirmə əmsalı molekulyardan bir neçə tərtib böyük olur və istilikkeçirmədə çox böyük rol oynayır.

Su, temperaturdan və təzyiqdən asılı olaraq müxtəlif aqreqat hallarda ola bilər: qazabənzər, maye və bərk. Suyun fazalarının mövcudluğu və onların bir-birinə keçidini təyin edən tənlikləri almaq üçün sistemin entropiyasının onların hissələrinin entropiyası cəminə bərabər olması şərtindən istifadə edirlər. Ona görə də ikifazlı sistemin entropiyası birinci fazanın f payı ilə ikinci fazanın $1-f$ payları cəminə bərabər olacaq:

$$\mu = f\mu_1 + (1-f)\mu_2 = \mu_2 + f(\mu_1 - \mu_2). \quad (2.66)$$

Sistemin vahid həcminə baxdıqda μ_1 və μ_2 uyğun fazalarının xüsusi entropiyası olacaqdır. Analoji olaraq sistemin həcmi onun xüsusi həcmliəri ilə aşağıdakı kimi əlaqədardır:

$$v = fv_1 + (1-f)v_2 = v_2 + f(v_1 - v_2) \quad (2.67)$$

Faza keçidləri zamanı fazalardan birinin payı df qədər dəyişdikdə sistemin entropiyası və həcmi də dəyişir:

$$d\mu = (\mu_1 - \mu_2)df$$

$$dv = (v_1 - v_2)df$$

Bu zaman

$$\frac{d\mu}{dv} = \frac{\mu_1 - \mu_2}{v_1 - v_2}. \quad (2.68)$$

Maksvel münasibətlərinin birindən istifadə edərək

$$\frac{d\mu}{dv} = \frac{dp}{dT}$$

alırıq:

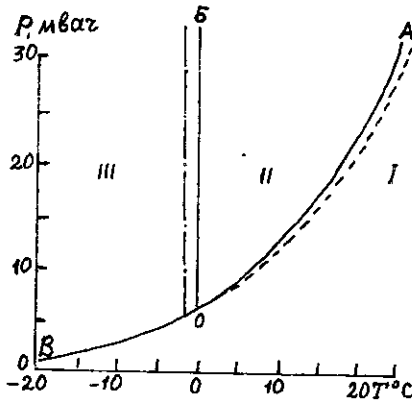
$$\frac{dp}{dT} = \frac{\mu_1 - \mu_2}{v_1 - v_2}. \quad (2.69)$$

Sabit temperaturda $\mu_1 - \mu_2 = \frac{\delta Q}{T_k}$, sabit təzyiqdə isə

$\delta Q = \chi_1 - \chi_2$ olur və onda

$$\frac{dp}{dT} = \frac{\chi_1 - \chi_2}{T_k(v_1 - v_2)}. \quad (2.70)$$

Bu alınmış ifadə Klapeyron tənliyi adı altında məlumdur. O, PT diaqramında müxtəlif fazalar oblastını ayıran xətti təyin eləyir (şəkil 2.2).



Şəkil 2.2. Suyun faza hallarının diaqramı. Bütöv xətt-sirin su, qırıq xətt-duzlu su. I-buxar, II-su, III-buz

Entalpiyalar fərqi o gizli istiliyi xarakterizə eləyir ki, bir aqreqat halından dəgərinə keçərək udulur və ya ayrılır. Əgər bir faza-buxar, ikinci isə mayedir sə onda $v_{\text{bux}} \gg v_{\text{maye}}$.

Doğrudanda su fazalarının xüsusi həcmələrinin 0°S temperaturda xarakterik qiymətləri aşağıdakılardır: $v_{\text{bux}} = 206000 \text{ sm}^3/\text{q}$; $\tilde{v}_{\text{maye}} = 1 \text{ sm}^3/\text{q}$; $v_{\text{buz}} = 1,09 \text{ sm}^3/\text{q}$.

İdeal qazların hal tənliyini buxar üçün istifadə etsək $(p_{\text{bux}} \cdot v_{\text{bux}} = R_{\text{bux}} \cdot T_k)$ çox böyük dəqiqliklə yazmaq olar.

$$\frac{dp_{\text{bux}}}{dT} = \frac{p_{\text{bux}}(\chi_{\text{bux}} - \chi_{\text{maye}})}{R_{\text{bux}} \cdot T_k^2} \quad (2.71)$$

Verilmiş halda p_{bux} doymuş su buxarının su səthi üzərindəki elastikliyi. $R_{\text{bux}} = 460 \frac{C}{\text{kg} \cdot K}$ su buxarlarının qaz sabitidir. 1 qram su buxarının mayeyə keçməsi zamanı entalpiyanın dəyişməsi $\chi_{\text{bux}} - \chi_{\text{maye}} = L_{\text{U}} = 2500 \text{ C}$ buxarlanmanın xüsusi istiliyi adlanır. (2.71) tənliyinin inteqrallanması doymuş buxarın elastikliyinə temperaturundan asılılığını verir:

$$p_{\text{bux}} = p_0 \exp \left[\frac{L_{\text{U}}}{R_{\text{bux}}} \left(\frac{1}{T_{\text{ko}}} - \frac{1}{T_k} \right) \right]. \quad (2.72)$$

Bu tənlik Klauz-Klapeyron tənliyi kimi tanınır. Burada p_0 -su buxarının T_{ko} temperaturundakı təzyiqidir. $T_{\text{ko}} = 273,075 \text{ K}$ -də doyma elastikliyi p 6,1m bara bərabər olur. Şəkil 2.2-də su buxarlarının doyma elastikliyinə (2.72) düsturu ilə hesablanmış əyrisi sxematik olaraq OA xətti ilə göstərilmişdir. Bərk və buxarabənzər fazaların sərhəddini təyin edərkən, birinci halda olduğu kimi fərz eləyək ki, buxarın xüsusi həcmi buzun xüsusi həcmindən çox-çox böyükdür, doymuş buxarın təzyiqi ideal

qazın hal tənliyi ilə təsvir oluna bilər. Bu halda sərhəd xətti (2.72) düsturuna oxşar düsturla xarakterizə olunacaqdır:

$$\begin{aligned}
 p_{\text{bux}} &= p_0 \exp \left[\frac{\chi_{\text{bux}} - \chi_{\text{buz}}}{R_{\text{bux}}} \left(\frac{1}{T_{\text{ko}}} - \frac{1}{T_k} \right) \right] = \\
 &= p_0 \exp \left[\frac{L_c}{R_{\text{bux}}} \left(\frac{1}{T_{\text{ko}}} - \frac{1}{T_k} \right) \right]. \quad (2.73)
 \end{aligned}$$

Suyun buxarabənzər və bərk hallarının 1q maddəyə gətirilmiş entalpiyaları fərqi sabit olub 2830 c-la bərabərdir. O sublimasiyanın xüsusi istiliyi adlanır (L_c). Şəkil 2.2-də OB xətti buxarla buzun sərhəddini göstərir. Əgər OA xəttini uzatsaq onda görünür ki, doymuş buxarın elastikliyi buz üzərində bir az azdır, nəinki su üzərində. Ona görə də praktiki olaraq buxarlanmanı hesablayan zaman okean səthinin aqreqat halını nəzərə almaq lazımdır. (2.72) və (2.73) düsturları praktikada geniş istifadə olunur, belə ki, okean səthindən buxarlanmanı təyin eləyərkən səth örtüyünün yanında doyma elastikliyi ölçmələri və temperatura görə hesablayırlar. Maye və bərk fazalar arasındakı xəttin tənliyini almaq üçün də (2.70) Klapeyron tənliyindən istifadə olunur. Əgər birinci faza bərk halda su olarsa, yəni buz və ya qar, ikinci faza maye olarsa onda tənliyin sağ tərəfi həmişə mənfidir, belə ki, $\chi_{\text{maye}} - \chi_{\text{buz}} > 0$, suyun xüsusi həcmi buzun xüsusi həcmindən kiçikdir ($(\chi_{\text{maye}} - v_{\text{buz}}) < 0$). Ona görə oblastların ayrılma xətti (OB), OA xəttinin əksinə olan meylə malikdir. Şəkil 2.2-də O, oordinat oxu boyunca yönəlib, belə ki, təzyiqin temperatura görə törəməsi demək olar ki, milyon dəfə əvvəlki iki haldan böyük olmasına baxmayaraq 1q suyun bərk haldan maye halına keçməsi üçün, sabit temperaturda entalpiyalar fərqi 335 C olur. Bu entalpiyalar fərqi

ərimə istiliyi adlanır. Xüsusi həcmlərin dəyişməsinə çox cüzi hesab edərək, (2.70) tənliyini bu hal üçün həll edərək, ərimə istiliyinin temperaturdan asılılığını ala bilərik:

$$p = p_0 + \frac{\chi_{\text{buz}} - \chi_{\text{maye}}}{v_{\text{buz}} - v_{\text{maye}}} \ln \frac{T_k}{T_{ko}} = p_0 + \frac{L_{\text{II}}}{v_{\text{buz}} - v_{\text{maye}}} \ln \frac{T_k}{T_{ko}} \quad (2.74)$$

Bütün üç halda fazaları ayıran əyrilərin ifadələrinə eyni sabitlər girir P_0 və T_{ko} . Bu onu göstərir ki, təzyiğin və temperaturun bu qiymətlərində su bu üç faza hallarında ola bilər. PT diaqramında bu nöqtə "üçqat" adlanır.

Dəniz suyunda duzun olması onun faza sərhədlərinin fərqlənməsinə gətirir. Bu onunla əlaqədardır ki, Raul qanununa görə ideal məhlulların səthi yaxınlığında həlledicinin doymuş buxarının təzyiği həlledicinin nisbi payı və təmiz həlledicinin təzyiği ilə mütənasibdir, verilmiş halda təmiz suyun buxarları ilə:

$$p = S_B p_{\text{təmiz}}$$

Henri qanununa görə həll olmuş maddənin doymuş buxarının təzyiği onun konsentrasiyası ilə mütənasibdir $P_c = a S_c$. Dəniz suyuna çox zəif, ancaq ideal olmayan məhlul kimi baxmaq olar. Çünki, o çox güclü elektrolitdir, duz ionları vardır və onlar bir-biri ilə qarşılıqlı təsirdə olaraq Raul və Henri qanunlarına tabe olmurlar. Xüsusi halda dəniz suyu üzərində olan doymuş su buxarının parsial təzyiği Raul qanununa nisbətən bir az az olur. Bunu empirik düsturla aşağıdakı kimi vermək olar:

$$p = (1 - a \cdot s) p_{\text{təmiz}} \quad (2.75)$$

Duzluluğun təsirinin ikinci nəticəsi ondan ibarətdir ki, bərk və maye fazaları arasındakı sərhəd aşağı temperatur oblastına sürüşür. Su molekullarının və duz ionlarının ölçülərinin müxtəlif olmasına və onlar arasında elek-

tromaqnit qarşılıqlı təsirinin olmasına görə, ionların konsentrasiyası çoxaldıqca su molekullarının kristal formasında birləşməsi çətinləşir. Bunun üçün molekulların kinetik enerjisinin azalması lazım gəlir ki, bu da temperaturun azalması ilə müşayət olunur. Bu prosesin, dəniz suyu kimi mürekkəb bir sistemin nəzəriyyəsi hələlik işlənib axıra çatdırılmamışdır, ona görə dəniz suyunun donma temperaturunu təyin edərkən, təcrübi düsturlardan, Kryumel düsturundan istifadə olunur:

$$\theta = -10^{-2} \left(0,3 + 5,27S + 4 \cdot 10^{-3} S^2 + 4 \cdot 10^{-5} S^3 \right) \quad (2.76)$$

Burada θ -donma temperaturudur. Duzluluğun doyma elastikliyinə və donma temperaturuna təsiri nəticəsində pT diaqramında suyun fazalarının ayıran xəttin yeri dəyişir. Şəkil 2.2-də bu qırıq xətlə göstərilmişdir.

§ 2.5. Adiabatik proses

Ətraf mühitlə heç bir istilik əlaqəsi olmadan gedən termodinamik prosesə adiabatik proses deyilir. Çox vaxt suyun şaquli yerdəyişməsi zamanı su kütləsinin təzyiqlər fərqi nəticəsində temperaturunun dəyişməsi çox olur, nəinki xaricdən gələn istilik hesabına. Bu halda proses praktiki olaraq adiabatik olur.

Xarici mühitlə aşqar əlaqəsində olmayan dönmə proseslərdə istilik daxil olursa, bu entropiyanın dəyişməzliyinə uyğundur və belə prosesi izoentropik adlandırmaq olar.

Yuxarıda göstərilən şərtlər daxilində (2.58) tənliyi aşağıdakı şəkildə düşər.

$$C_{v,s}dT + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial v} \right)_{T,s} + p \right] dv = 0 \quad (2.77)$$

burada daxili enerjinin dəyişməsi (2,58) tənliyində istilik tutumu ilə ifadə olunmuşdur. (2.62) ifadəsini (2.65)-də nəzərə alaraq yazmaq olar:

$$\left(\frac{\partial U}{\partial v} \right)_{T,s} + p = T_k \frac{K_T}{K_P} \quad (2.78)$$

buradan da

$$dT = - \frac{T_k K_T}{C_{v,s} K_P} dv \quad (2.79)$$

Bu düsturda həcmnin dəyişməsi ilə temperaturun dəyişməsi arasındakı əlaqə çox aydın görünür. Su hövzəsi üçün həcmnin böyüməsi ($dv > 0$) zamanı adiabatik olaraq temperaturun azalması baş verir ($dT < 0$). Böyük sıxlıq temperaturundan aşağı temperaturlarda K_T əmsalı su üçün öz işarəsini əksinə dəyişdiyindən bu diapazonda genişlənmə zamanı o adiabatik olaraq qızır.

Bir çox praktiki hesablamalarda xüsusi həcmnin dəyişməsi əvəzinə təzyiqin dəyişməsindən istifadə etmək əlverişlidir. Çünki, təzyiqin dəyişməsi çox sadə münasibətlə suyun şaquli dəyişməsi ilə əlaqədardır. Belə düsturu almaq üçün (2.62) düsturundan istifadə etmək olar:

$$C_{p,s} = C_{v,s} + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial v} \right)_{T,s} + p \right] \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_{p,s} \quad (2.62)$$

bunun üçün, bu tənliyin hər iki tərəfini dT -yə vuraq. (2.77) və (2.78) düsturlarının köməyi ilə $C_{v,s}$ kəmiyyətinin və enerjinin daxil olduğu ifadələri dəyişərək alırıq:

$$C_{p,s}dT = \frac{T_k K_T}{K_p} \left[\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right) dT - dv \right], \quad (2,80)$$

(2,17) hal tənliyindən istifadə edərək almaq olar:

$$dT = \frac{T_k K_T v_0}{C_{p,s}} dp. \quad (2.81)$$

$\frac{dT}{dz} = \frac{dT}{dp} \cdot \frac{dp}{dz}$ olduğundan axırını vuruc statikanın qanununa görə:

$$\frac{dp}{dz} = \frac{g}{v}$$

olur və (2.81) düsturundan temperaturun adiabatik gradienti üçün alırıq:

$$\left(\frac{dT}{dz} \right)_a = \frac{g T_k K_T v_0}{C_{p,s} v}. \quad (2.82)$$

Əgər həcm çox zəif dəyişərsə onun v_0 miqyasını v -yə bərabər hesab etmək olar, onda axırını düstur daha da sadələşir:

$$\left(\frac{dT}{dz} \right)_a = \frac{g T_k K_T}{C_{p,s}}. \quad (2.83)$$

K_T kəmiyyətinin dəyişməsinə görə dəniz suyunun temperaturu gradienti sabit qalmır. Ən böyük sıxlıq temperaturunda o, sıfıra bərabərdir, daha aşağı temperaturda isə özünün işarəsini dəyişir. 10-20 °S temperatur diapazonunda

$0(K_T) \sim 1,5 \times 10^{-4} \frac{1}{\text{dər}}$ olduğundan temperaturun adiabatik gradienti $10^{-4} \frac{\text{dər}}{\text{m}}$ tərtibində olur.

Su kütlələrinin təziqinin dəyişməsi nəticəsində temperaturun adiabatik dəyişməsi ilə əlaqədar olaraq, ölçülən

temperatur verilmiş kütlə ilə ətraf mühitin qarşılıqlı təsirini oks elətdirmir. Ona görə də okeanologiyada adiabatik dəyişməni aradan qaldırmaq üçün, temperaturu adiabatik şəkildə okean səthindəki təziqə gətirirlər. Belə şəkildə gətirilmiş temperatura potensial temperatur (θ) deyilir. θ -nı hesablaşmaq üçün (2.81) düsturunu təziqə görə və yaxud (2.82) düsturunu dərinliyə görə inteqrallamaq lazımdır.

Birinci halda

$$\theta = T_k \exp \int_p^{p_0} \frac{K_T V_0}{C_{p,s}} dp \quad (2.84)$$

və yaxud

$$\theta = T_k - \int_{p_0}^p \frac{T_k K_T V_0}{C_{p,s}} dp, \quad (2.85)$$

ikinci halda

$$\theta = T_k - \int_z^0 \frac{g K_T V_0}{C_{p,s} v} dz. \quad (2.87)$$

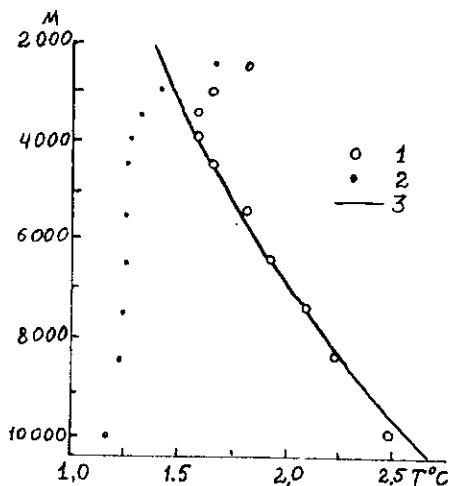
Axırıncı halda inteqralaltı ifadə çox güclü dəyişir, nəinki birinci halda. Ona görə də (2.85) daha əlverişlidir. Məsəl üçün şəkil 2.3-də ölçülmüş və potensial temperaturun dərinliyə görə paylanması verilmişdir. Oradan görünür ki, su kiçik sıxılmaya malik olsada adiabatik düzəlişin rolu çox böyük ola bilər. Potensial temperatura uyğun olaraq potensial sıxlıq anlayışı daxil edilir (ρ_θ), başqa sözlə desək adiabatik olaraq atmosfer təziqinə gətirilmiş sıxlıq. O aşağıdakı kimi təyin olunur.

$$\rho_\theta(\theta, S, P_0) = \rho(T, S, P) - \int_{p_0}^p \left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_{\theta, S} dP \quad (2.88)$$

inteqral altında sıxlığın adiabatik gradientidir. O, izoentropik gradientə malik olan elementar su kütləsinin sıxlığıdır ki,

duzluđu dəyişmədən yerini dəyişir.

Sıxlığın adiabatik düzəlişi ρ -nun elə dəyişməsini təşkil edir ki, o barik sıxılma ilə əlaqədardır, amma onun qiyməti duzluluqdan və temperaturdan aslıdır.



Şəkil 2.3. Mindanao çökəkliyində suyun şaquli profili. 15-16 may 1930-cu il. 1. Faktiki temperatur; 2-potensial temperatur; 3- $\theta=1,25^{\circ}\text{S}$ -də temperaturun dərinliyə görə adiabatik dəyişməsi.

§ 2.6. Okeanın şaquli dayanaqlığı şərti

Ümumiyyətlə okean dayanaqlı sıxlıq stratifikasiyasına malik olur, başqa sözlə desək böyük sıxlığa malik olan su layı daha az sıxlığa malik olan su layının aşağısında yerləşir. Ancaq nisbətən tez-tez bu və ya digər səbəbdən bu şəkilin pozulması baş verir, az sıxlığa malik olan su kütləsi aşağıda

olur. Çox uzun müddətdə stratifikasiyanın bu forması qala bilməz və Arximed qanununa əsasən az sıxlığa malik olan su kütləsi sıxışdırılıb yuxarı çıxardılır.

Sıxlıq stratifikasiyası ilə yaranan mayenin şaquli hərəkəti okean proseslərində çox böyük rol oynayır. Okeanın böyük sahəsində sıxlıq konveksiyası, xüsusən səth təbəqələrində o qədər aydın ifadə olunur ki, o, okeanın və yaxud dənizin hidroloji rejiminin formalaşmasında böyük rol oynayır. Buna misal olaraq okeanın mülayim və qütb rayonlarında mövsümü səth qarışma qatının formalaşmasını göstərmək olar. Dayanaqlığın kriteriyası və şaquli hərəkətin intensivliyi faktoru olaraq yuxarıya hərəkət eləyən maye kütləsinin sıxlığının xarici mühitin sıxlığına olan münasibəti ola bilər. Yuxarıya hərəkət eləyən maye həcmindəki sıxlıq adiabatik dəyişir:

$$\rho_v(z + \Delta z) = \rho_v(z) + \left(\frac{\partial \rho_v}{\partial z} \right)_a \Delta z$$

xarici mühitin sıxlığı isə başqa cür dəyişə bilər:

$$\rho(z + \Delta z) = \rho(z) + \left(\frac{d\rho}{dz} \right) \Delta z$$

Əgər ayrılmış həcmdəki sıxlıq və xarici mühitin sıxlığı müəyyən səviyyədə eyni olarsa onda ρ_v və ρ - nun şaqul üzrə dəyişməsi nəticəsində Arximed qüvvəsi əmələ gəlir və bu qüvvə təcil yaradır:

$$G_a = \frac{g}{\rho} \left[\left(\frac{d\rho_v}{dz} \right)_a - \left(\frac{d\rho}{dz} \right) \right] \Delta z \quad (2.89)$$

Əgər sıxlıq qradienti okeanda adiabatik qradientə bərabər olarsa onda Arximed qüvvəsi sıfıra bərabərdir və sıxlıq

stratifikasiyası neytral adlanır. Əgər $\left(\frac{d\rho_v}{dz}\right)_a > \left(\frac{d\rho}{dz}\right)$, onda öz tarazlıq vəziyyətindən çıxmış maye həcmi, $\Delta z > 0$ olduqda ətrafdakı sıxlıqdan çox sıxlığa malik olur və batmağa başlayır, əgər $\Delta z < 0$ o, ətraf mühitə nəzərən az sıxlığa malik olur və yuxarıya çıxır. Əgər öz əvvəlki tarazlıq səviyyəsindən çıxmış maye həcmi həmin yerə qayıtmırsa onda belə stratifikasiya dayanaqsız stratifikasiya adlanır.

Əgər $\left(\frac{d\rho_v}{dz}\right)_a < \left(\frac{d\rho}{dz}\right)$, olarsa öz tarazlıq vəziyyətindən

çıxarılmış maye həcmi çalır ki, öz tarazlıq vəziyyətinə qayıtsən, belə ki, $\Delta z > 0$, $\rho_v < \rho$ olduqda o, z səviyyəsinə qədər üzür, $\Delta z < 0$ olarsa belə maye həcmnin sıxlığı ətraf mühitindən çox olur və o, z səviyyəsinə qədər düşür. Belə stratifikasiya dayanaqlı stratifikasiya adlanır.

Dayanaqlı stratifikasiya zamanı öz tarazlıq səviyyəsindən çıxarılmış su həcmi həmin səviyyəyə çataraq etalat üzrə oranı keçir və müəyyən hündürlüyə qalxaraq yenə geriyyə qayıdır və beləliklə müəyyən səviyyə ətrafında maye həcmnin rəqsi hərəkəti baş verir.

Belə rəqslərin ε tezliyini təyin etmək üçün vahid uzunluğa götürülmüş və əks işarə ilə götürülmüş (2.89) düsturundan istifadə edirlər:

$$\varepsilon^2 = \frac{g}{\rho} \left[\left(\frac{d\rho}{dz}\right) - \left(\frac{d\rho_v}{dz}\right)_a \right] \quad (2.90)$$

Bu parametri Vyaysyal-Brent tezliyi adlandırırlar. A.S.Monin, V.Q.Neyman və B.N.Filyuşkin Atlantik və Sakit okeanlarda aparılmış müşahidələr əsasında ε kəmiyyətinin hündürlükdən asılılığını hesablamışlar. (şəkil 2.4). Şə-

kil 2.4-dən görünür ki, sıxlığın səthdən dibə qədər 0,5% dəyişməsinə baxmayaraq, okean orta hesabla dayanaqlı stratifikasiyaya malikdir. ε tezliyi sıxlığın sıçrayış qatına qədər artır və $t = \frac{2\pi}{\varepsilon} \sim 10$ dəqiqə olur. Sonra dayanaqlılıq dərinliyə görə azalır. 0,5-5 km qatında isə ε tezliyi dərinliklə düz münasibdir:

$$\varepsilon z = W_z = \text{const}. \quad (2.91)$$

Müxtəlif ədəbiyyatlarda göstərilir ki, (2.91) düsturunda daxil olan sabit universaldır və

$$W_z \approx 2,2 \text{ m/san}$$

ε tezliyinin bu cür dəyişməsi və belə qanunauyğunluğa malik olması turbulent ləkələrin statistik paylanmasının universallığı ilə izah olunur. Belə ki, bu turbulent ləkələr dayanaqlılığın itməsi və daxili dalğaların sınıması ilə əlaqədardır.

Praktikada stratifikasiyanı qiymətləndirmək üçün sıxlıqdan deyil, asan ölçülə bilən T , S , P kəmiyyətlərindən istifadə etmək əlverişlidir. Adətən belə hesab edirlər ki, adiabatik prosesdə ayrılan maye həcmi öz duzluluğunu dəyişmir və onda sıxlıq qradientini aşağıdakı kimi təsvir etmək olar:

$$\left(\frac{\partial \rho_v}{\partial z} \right)_a = \frac{\partial \rho}{\partial T} \left(\frac{dT}{dz} \right)_a + \frac{\partial \rho}{\partial P} \frac{dP}{dz} \quad (2.92)$$

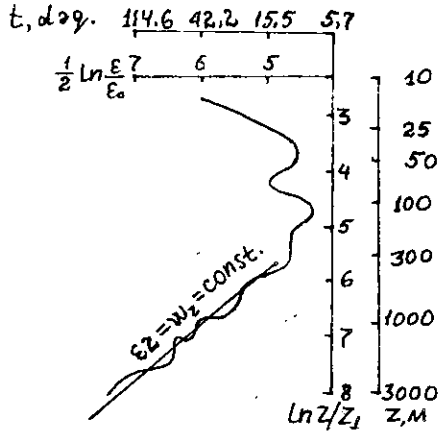
Eyni zamanda xarici mühitin sıxlıq qradientini aşağıdakı kimi təsvir edirlər:

$$\frac{d\rho}{dz} = \frac{\partial \rho}{\partial T} \frac{dT}{dz} + \frac{\partial \rho}{\partial s} \frac{ds}{dz} + \frac{\partial \rho}{\partial P} \frac{dP}{dz}. \quad (2.93)$$

Bu düsturları (2.90)-da yerinə yazsaq alarıq:

$$\varepsilon = \frac{g}{\rho} \left\{ \frac{\partial \rho}{\partial T} \left[\frac{dT}{dz} - \left(\frac{dT}{dz} \right)_a \right] + \frac{\partial \rho}{\partial s} \frac{ds}{dz} \right\} \quad (2.94)$$

(2.94) düsturu Xesselberq - Sverdrup kriteriyası adlanır və



Şəkil 2.4. Dayanıqlığın ortalaşmış profili

okeanda stratifikasiyanı xarakterizə etmək üçün işlədilir.

Okean sularının dayanaqlılığına temperatur və duzluluğun qradientlərinin nisbi təsirini qiymətləndirmək üçün (2.94) düsturunda sıxlığın duzluluq və temperaturla əlaqəsinin məlum olması lazımdır. Duyluluq qradientinin qarşısındakı vuruq temperatur qradientin qarşısındakı vuruqdan bir tərtib çoxdur. Ona görə də baxmayaraq ki, duzun miqdarı dəniz suyunda azdır, ancaq onun stratifikasiyaya verdiyi pay çox böyükdür. Dünya okeanının intensiv yağışlar yağan, çayların gətirdiyi suların çoxluq təşkil elədiyi rayonlarda duzların təsiri nəticəsində stratifikasiya güclü şəkildə dayanaqlı olur. Bu zaman temperaturun güclü dəyişməsi belə stratifikasiyanı dəyişdirə bilmir. Məsələn, yay aylarında arktika dənizlərində buzun əriməsi nəticəsində duzluluğun

gradienti 0,5%-ə çatır. Duzluğun yaratdığı bu dayanaqlığı pozmaq üçün temperaturun gradienti 5°S^{-1} -dən (hər metrə düşən) az olmamalıdır. Ancaq temperaturun bir neçə metrədə gradienti bu qədər ola bilməz.

Qeyd etmək lazımdır ki, (2.94) bərabərliyində birinci vuruğun işarəsi ikinci vuruğun işarəsinin əksinə olur, yeni dərinliyə görə duzluluğun paylanması dayanaqlılığı artırır, ancaq temperaturun artması dayanaqlılığı azaldır.

ε , sıxlığın şaquli stratifikasiyasını xarakterizə eləyən kəmiyyət olub yalnız müəyyən lokal səviyyədə stratifikasiyanı qiymətləndirməyə imkan verir. Buda ki, həmişə rahat olmur. Çünki, duzluluğu müəyyən dərinlikdə ölçərkən şaquli konveksiya yarana bilər. Konvektiv qarışmanın intensivliyini qiymətləndirmək üçün bütün qatda sıxlığın paylanmasının mə'lum olması lazım gəlir.

Ona görə də stratifikasiyanın müəyyən integral xarakteristikasından istifadə edirlər. Belə xarakteristika olaraq dayanaqsızlıq enerjisi adlanan kəmiyyətdən istifadə olunur. Dayanaqsızlıq enerjisi dedikdə vahid kütləli mayenin şaquli hərəkəti zamanı yaranan Arximed qüvvələrinin gördüyü iş başa düşülür. Dayanaqsız stratifikasiya zamanı üzücülük qüvvələrinin təsiri ilə hər hansı su kütləsi tə'cillə hərəkət edir ki, bunu yaratmaq üçün nəinki enerji sərf eləmək lazımdır, hətta müəyyən miqdarda iş də görülə bilər. Bu halda dayanaqsızlıq enerjisi müsbətdir. Əgər okeanın stratifikasiyası dayanaqlıdırsa, onda qaldırıcı qüvvə maye həcmnin hərəkətinin əksinə yönəlir.

Ona görə də hərəkət istiqamətini saxlamaq üçün müəyyən iş görülməsi lazımdır. Belə stratifikasiyada dayanaqsızlıq enerjisi mənfi olur. Fərqsiz stratifikasiyada dayanaqsızlıq enerjisi sıfır bərabərdir.

Kvazistatik sürtünməsiz şaquli hərəkət üçün dayanaqsızlıq enerjisi (2.89) ifadəsindən tapılır. Bunun üçün, bu bərabərliyi suyun ayrılmış həcmnin M kütləsinə və dz yoluna vurub, sıxlıq qradientini isə fərqlər şəkilində göstərib, yazıb bilərik:

$$dE_g = Mg \left(1 - \frac{\rho}{\rho_v} \right) dz \quad (2.95)$$

Alınmış ifadəni z -ə görə inteqrallasaq və inteqral sərhədlərini z_1 və z_2 götürsək alarıq:

$$E_g = Mg \int_{z_1}^{z_2} \left(1 - \frac{\rho}{\rho_v} \right) dz \quad (2.96)$$

Axırıncı düsturdan görünür ki, $\rho > \rho_v$ olduqda okeanda stratifikasiya dayanaqlı olacaq və $E_g < 0$; Əgər $\rho_v > \rho$, onda stratifikasiya okeanda dayanaqsız olacaqdır, nəticədə bir qədər yüksək sıxlığa malik olan su aşağı düşəcəkdir və $E_g > 0$. Şəkil 2.5-də dayanaqsızlıq enerjisi qaralanmış sahə ilə göstərilmişdir.

Dayanaqsızlıq enerjisinə aid mə'lumatlara görə maye həcmnin sürtünməsiz yerdəyişməsi zamanı aldığı maksimal sürəti tə'yin etmək olar:

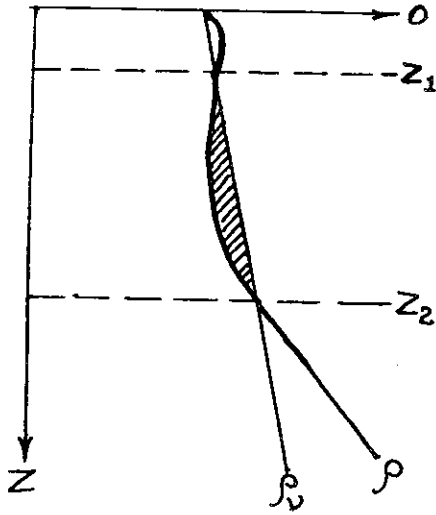
$$dE_g = M \frac{dW}{dt} dz = M \frac{dW}{dt} W dt = Md \left(\frac{W^2}{2} \right) \quad (2.97)$$

$$\text{Buradan } W = \sqrt{\frac{2E_g}{M} + W_0^2}$$

W_0 - başlanğıc sürətdir, başqa sözlə desək bu sürət maye həcmnin başlanğıc səviyyədəki sürətidir.

Buradan belə çıxır ki, elementar su həcmnin qarışma sürəti dayanaqsızlıq enerjisinin kütləyə bölünməsinin iki

mislinin kvadrat kökünə bərabərdir.



Şəkil 2.5. Dayanıqsızlıq enerjisinə malik olan su layının ayrılması sxemi.

III FƏSİL

TERMODİNAMİK PARAMETRLƏRİN DƏYİŞMƏSİ VƏ SAXLANMASININ ƏSAS QANUNLARI

§ 3.1. Dəniz suyunun ümumi hərəkət tənlikləri

Hidrodinamikadan mə'lum olduğuna görə dəniz suyunu bütöv mühit kimi öyrənən zaman iki növ qüvvəni ayırır-lar: həcmi, yaxud kütləvi və səthi qüvvələr. Qüvvələrin bu cür təsnif olunması fiziki nöqteyi nəzərdən ciddi deyil, çünki, bütün qüvvələr mühitin hissəciklərinə tətbiq olunur, başqa sözlə desək bu qüvvələrin hamısı həcmidir. Ancaq bu qüvvələrin bəzi hissəsi bütünlükdə həcmə deyil, bu həcmə yalnız nazik bir təbəqəsinə təsir göstərir. Belə qüvvələr sırasına sürtünmə qüvvəsi və maye həcmi arasında təzyiq qüvvələri daxildir.

Həcmi qüvvələr dedikdə elə qüvvələr başa düşülür ki, bu qüvvələr həcmə bütün elementlərinə eyni zamanda təsir göstərir. Məsələn, qravitasiya, elektromaqnit və s. Okeanda hərəkəti öyrənərkən həcmi qüvvələrdən birinci növbədə hesaba alınanları Yer (\vec{F}_y), Ayın (\vec{F}_{ay}) və Günəşin (\vec{F}_G) cazibə qüvvələridir.

Qeyd etmək lazımdır ki, dəniz suyunun dinamikasını öyrənərkən həcmi qüvvələrin özünə deyil, onların paylanma sıxlığına baxırlar. Bütöv mühitlər mexanikasında verilən tərifə görə həcmi qüvvələrin O nöqtəsində paylanma sıxlığı dedikdə Δv həcminə malik və mərkəzi O nöqtəsində olan həcmdəki hissəciklərə təsir edən qüvvələrin əvəzləyicilərinin ($\Delta \vec{F}_0$) bu həcmə kütləsinə olan nisbətinin limiti başa düşülür.

$$\bar{F} = \lim_{\Delta v \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta \bar{F}_0}{\rho \Delta v} \right) \quad (3.1)$$

Mərkəzi O nöqtəsində olan dv elementar həcmi üçün

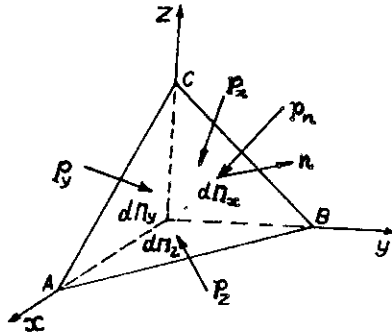
$$d\bar{F}_0 = \bar{F} \rho dv \quad (3.2)$$

\bar{P} səthi qüvvələr də onların paylanma sıxlığı ilə xarakterizə olunurlar, ancaq həcmə görə deyil, Π səthinə görə paylanma sıxlığı ilə. Belə halda O nöqtəsində səthi qüvvələr vektoru adı altında mərkəzi O nöqtəsində olan $d\Pi$ elementar səthi ilə gərginliyin hasili başa düşülür:

$$d\bar{P}_0 = \bar{P} d\Pi. \quad (3.3)$$

Həcmi qüvvələr vektoru ilə səthi qüvvələr vektoru arasında əsas fərq ondan ibarətdir ki, birinci vektor sahəsi əmələ gətirir, amma ikinci vektor sahəsi əmələ gətirmir, çünki, \bar{P} vektorunun qiyməti gərginliyin tətbiq olunduğu səthlərin yerləşmə istiqamətlərindən asılıdır.

Tetraeder formasında elementar su həcmi ayıraq və onun üzlərini üç koordinat müstəvisinə paralel olaraq seçək. (bax. Şəkil 3.1). ABC oturaq müstəvisini \bar{n} istiqamətini \bar{n} ort normalı ilə işarə edək. Müsbət gərginliyin istiqaməti olaraq ort normala qarşı istiqaməti götürək. Səthi qüvvə



Şəkil 3.1. Səthi qüvvələrin gərginlik vektoru və onun proeksiyaları.

vələr vektoru sonsuz kiçik tetraeder üçün üç koordinat müstəvisinə uyğun qüvvələrlə tarazlaşır:

$$\vec{P}_n d\Pi = \vec{P}_x d\Pi_x + \vec{P}_y d\Pi_y + \vec{P}_z d\Pi_z \quad (3.4)$$

Tetraederin tərəfləri $d\Pi_x, d\Pi_y, d\Pi_z$ ABC oturacağıının sahəsinin uyğun koordinat müstəvilərinə proeksiyalardır. Ona görə də onları oturacağıın sahəsi $d\Pi$ və onun koordinat müstəvilərinə proeksiyaları ilə ifadə etmək olar. Bu zaman (3.4) ifadəsini aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

$$\vec{P}_n d\Pi = \vec{P}_x \cos(\hat{n}, x) d\Pi + \vec{P}_y \cos(\hat{n}, y) d\Pi + \vec{P}_z \cos(\hat{n}, z) d\Pi. \quad (3.5)$$

$d\Pi$ -yə böldükdən sonra alırıq:

$$\vec{P}_n = \vec{P}_x \cos(\hat{n}, x) + \vec{P}_y \cos(\hat{n}, y) + \vec{P}_z \cos(\hat{n}, z) \quad (3.6)$$

Çox vaxt qısalıq üçün (3.6) ifadəsini aşağıdakı kimi yazırlar:

$$\vec{P}_n = \vec{P}_x n_x + \vec{P}_y n_y + \vec{P}_z n_z. \quad (3.7)$$

Bu axırıncı tənlikdən görünür ki, gərginlik vektoru bütöv mühitin bütün nöqtələrində sahənin bu nöqtədəki, yerləşmə vəziyyətindən asılıdır.

Bütöv mühitin elementar həcmnin hərəkət tənliklərini almaq üçün hərəkət miqdarının dəyişmə qanunundan istifadə edirlər. Bu qanuna əsasən maddi nöqtələr sisteminin hərəkət miqdarının baş vektorunun \vec{I} dəyişməsi xarici kütləvi qüvvələrin və səthi qüvvələrin baş vektoruna bərabərdir:

$$\frac{d\vec{I}}{dt} = \int_v \vec{F} dM + \int_{\Pi} \vec{P}_n d\Pi. \quad (3.8)$$

Burada \vec{I} kəmiyyəti hissəciklərin mütləq sürətlərinin onların elementar kütləsinə hasilinin elementar həcm üzrə

inteqralına bərabərdir:

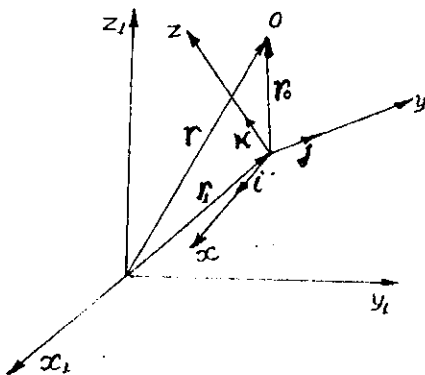
$$\vec{I} = \int_v \vec{V}_a dM . \quad (3.9)$$

Ayrılmış dəyişməz həcmdə və \vec{V}_a sürətini bütün həcmə aid etdikdən sonra (3.8) ifadəsinin sol tərəfi aşağıdakı kimi çevrilə bilər:

$$\frac{d}{dt} \int_v \vec{V}_a dM = \int_v \frac{d\vec{V}_a}{dt} dM$$

Bu alınmış tənlikdə hərəkətin sür'əti inersial koordinat sistemində görə təyin olunur. Amma okeanologiyada fırlanan Yerlə bağlı olan sistemə görə sür'ətə baxılır, başqa sözlə desək qeyri enersial sistemə nəzərən sürətə baxılır. Yer fırlanması ilə bağlı olan tə'cili hesaba almaq üçün hərəkət eləyən və tərpənməz koordinat sistemlərinə baxmaq (şəkil 3.2).

Fərz eləyək ki, \vec{r} vektoru ayrılmış su həcmində birinci koordinat sistemində vəziyyətini təyin edir, \vec{r}_0 isə



Şəkil 3.2. Nöqtənin hərəkətsiz və hərəkətdə olan koordinat sistemlərində vəziyyətinin sxematik təsviri.

ikinci sistemdə həmin həcmnin vəziyyətini təyin eləyir. \vec{r}_1 vektoru isə hərəkətdə olan koordinat sisteminin vəziyyətini təyin edir. Onda aşağıdakı kimi yazmaq olar;

$$\vec{r} = \vec{r}_1 + \vec{r}_0 = \vec{r}_1 + (x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}).$$

Tə'cilə keçmək üçün bu ifadəni iki dəfə diferensiallamaq lazımdır. Onda alırıq:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = & \left(\frac{d^2\vec{r}_1}{dt^2} + x \frac{d^2\vec{i}}{dt^2} + y \frac{d^2\vec{j}}{dt^2} + z \frac{d^2\vec{k}}{dt^2} \right) + \left(\frac{d^2x}{dt^2} \vec{i} + \frac{d^2y}{dt^2} \vec{j} + \frac{d^2z}{dt^2} \vec{k} \right) + \\ & + 2 \left(\frac{dx}{dt} \cdot \frac{d\vec{i}}{dt} + \frac{dy}{dt} \cdot \frac{d\vec{j}}{dt} + \frac{dz}{dt} \cdot \frac{d\vec{k}}{dt} \right) \end{aligned} \quad (3.10)$$

Mə'lum olduğuna görə (3.10) bərabərliyinin sağ tərəfindəki birinci mütərizə daşınma tə'cilini xarakterizə eləyir, ikinci mütərizədəki nisbi təcili, üçüncü mütərizədəki isə Koriolis tə'cilini xarakterizə eləyir.

Yerin səthinə nəzərən təcili almaq üçün nisbi tə'cilləri ayırmaq lazımdır.

Ort vektorların törəmələrinin bucaq sür'ətləri ilə əlaqələrini nəzərə alaraq

$$\frac{d\vec{i}}{dt} = \vec{\omega} \times \vec{i}; \quad \frac{d\vec{j}}{dt} = \vec{\omega} \times \vec{j}; \quad \frac{d\vec{k}}{dt} = \vec{\omega} \times \vec{k} \quad (3.11)$$

(3.10) bərabərliyini aşağıdakı kimi çevirmək olar:

$$\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = \frac{d^2\vec{r}_1}{dt^2} + \left(\frac{d\vec{\omega}}{dt} \times \vec{r}_0 \right) + \vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{r}_0) + \frac{d\vec{V}}{dt} + 2(\vec{\omega} \times \vec{V}) \quad (3.12)$$

burada \vec{V} yerin, səthinə nəzərən sür'ətdir.

Yer $\omega = 7,29 \cdot 10^{-5}$ 1/san bucaq sür'əti ilə fırlanır və o sabit olduğundan (3.12) tənliyinin sağ tərəfindəki ikinci hədd sifra bərabərdir. Yerin irəliləmə hərəkəti bərabərsür'ətli olduğundan (3.12) bərabərliyinin sağ tərəfinin

birinci həddidə sifira bərabərdir.

Belə halda mütləq tə'cil aşağıdakı düsturla təsvir olunur

$$\frac{d\vec{V}_a}{dt} = \frac{d\vec{V}}{dt} + \vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{r}_0) + 2(\vec{\omega} \times \vec{V}) \quad (3.13)$$

(3.8) ifadəsinin sağ tərəfindəki səth üzrə inteqralı aşağıdakı kimi çevirək:

$$\int_{\Pi} \vec{P}_n d\Pi = \int_{\Pi} (\vec{P}_x n_x + \vec{P}_y n_y + \vec{P}_z n_z) d\Pi$$

Ostroqradski - Qaus teoreminə görə səth üzrə inteqralı həcm üzrə inteqrala çevirək. (3.7) düsturuna uyğun olaraq yazıla bilər:

$$\int_{\Pi} \vec{P}_n d\Pi = \int_{\nu} \left(\frac{\partial \vec{P}_x}{\partial x} + \frac{\partial \vec{P}_y}{\partial y} + \frac{\partial \vec{P}_z}{\partial z} \right) d\nu.$$

Bu çevrilmədən sonra (3.8) tənliyi aşağıdakı şəkildə alır:

$$\int_{\nu} \frac{d\vec{V}_a}{dt} dM = \int_{\nu} \vec{F} dM + \int_{\nu} \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \vec{P}_x}{\partial x} + \frac{\partial \vec{P}_y}{\partial y} + \frac{\partial \vec{P}_z}{\partial z} \right) dM. \quad (3.14)$$

Həcm sərbəst seçildiyindən, bu axırını tənliyi aşağıdakı kimi, differensial formada yazıla bilər:

$$\frac{d\vec{V}_a}{dt} = \vec{F} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \vec{P}_x}{\partial x} + \frac{\partial \vec{P}_y}{\partial y} + \frac{\partial \vec{P}_z}{\partial z} \right) \quad (3.15)$$

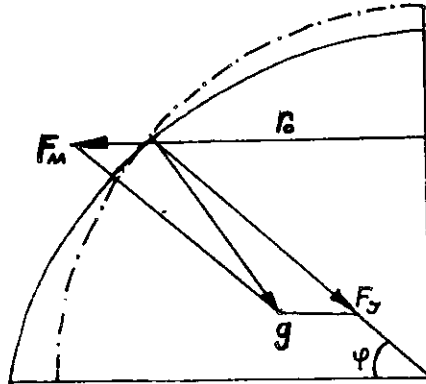
Əgər (3.15) düsturunda mütləq \vec{V}_a sür'ətini (3.13) ilə əvəz eləsək onda alırıq:

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = \vec{F} - \vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{r}_0) - 2(\vec{\omega} \times \vec{V}) + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \vec{P}_x}{\partial x} + \frac{\partial \vec{P}_y}{\partial y} + \frac{\partial \vec{P}_z}{\partial z} \right) \quad (3.16)$$

Yuxarıda aparılan çevrilmələr nəticəsində hərəkət tənliklərində iki yeni hədd əmələ gəlir. Birinci hədd suyun hərəkətindən asılı olmayaraq mövcuddur, bu mərkəzəqaçma

tə'cilidir. Bu tə'cil, (3.16) düsturundan görünür ki, Yerin fırlanma bucaq sürətindən başqa, Yerin fırlanma oxundan olan məsafədən də asılıdır.

Okeanologiyada həcmi qüvvələrdən yerin cazibə qüvvəsinin sıxlığını ayırırlar və bunun yaratdığı tə'cili mərkəzəqaçma tə'cili ilə toplayırlar. Onlardan birincisi planetin mərkəzinə, ikincisi isə yerin fırlanma oxuna perpendikulyar istiqamətdə yönəlib (şəkil 3.3). Ancaq Yerin cazibə qüvvəsinin yaratdığı tə'cildən mərkəzəqaçma tə'cili çox kiçikdir. Belə ki, mərkəzəqaçma tə'cili cazibə qüvvəsinin yaratdığı tə'cilin 1/3% -ni təşkil eləyir, ona görə də onları real miqyasda şəkildə göstərmək çətindir. Əgər fırlanan Yer üzərində okeana yalnız sərbəstdüşmə tə'cili təsir edirsə onda okeanın səthi ağırlıq qüvvəsinə perpendikulyar vəziyyət almağa çalışacaqdır. Əks təqdirdə toxunan gərginlik bu səviyyə səthini ağırlıq qüvvəsinə perpendikulyar etməyincə



Şəkil 3.3. Fırlanan Yerdə təcillərin istiqamətləri.

suyu hərəkət etdirəcəkdir. Sərbəstdüşmə tə'cili bu səthdə dəyişmir. O yalnız bir səviyyə səthindən digərinə keçdikdə dəyişir və bu məsafədə sərbəstdüşmə təcilinin inteqralı

$$\Phi_{1,2} = \int_{z_1}^{z_2} g dz \quad (3.17)$$

olur. $\Phi_{1,2}$ kəmiyyəti okeanologiyada dinamik dərinlik adlanır. Ağırliq qüvvəsinə analoji olaraq qabarma əmələ gətirən qüvvələr də tə'sir göstərir. Onları Yerin, Günəşin və Ayın cazibə qüvvələri yaradır. Əsas fərq ondadır ki, bu qüvvələr periodik xarakterə malikdir.

(3.16) tənliyində gərginliklərin yazılışını bir qədər dəyişək. Gərginlik vektorunu koordinat oxları üzərinə proeksiyalayaq:

$$\begin{cases} P_{nx} = P_{xx}n_x + P_{xy}n_y + P_{xz}n_z \\ P_{ny} = P_{yx}n_x + P_{yy}n_y + P_{yz}n_z \\ P_{nz} = P_{zx}n_x + P_{zy}n_y + P_{zz}n_z \end{cases} \quad (3.18)$$

Qəbul olunmuş işarələmələr sistemində $P_{i,j}$ -da birinci indeks səthin yönəldiyi istiqamətə perpendikulyar olan oxu göstərir, ikinci indeks gərginliyin proeksialandığı oxu göstərir. Eyni indeksli gərginliklər uyğun səthin normallarına olan proeksiyaları göstərir və ona görə də onları normal gərginliklər adlandırırlar. Müxtəlif indekslərə malik olan gərginliklər isə səthlər üzərində olan oxlara proeksiya olduğundan onları toxunan gərginliklər adlandırırlar. Normal gərginliklərin əks işarə ilə götürülmüş orta qiymətlərini

$$P = -\frac{1}{3}(P_{xx} + P_{yy} + P_{zz}) \quad (3.19)$$

hidrostatik təziq və yaxud sadəcə olaraq təziq adlandırırlar.

Tə'zyiqin normal gərginliklərinin orta qiymətləri toxu-

nan gərginliklərdən çox-çox böyük olduğundan onları səthi qüvvələrin ümumi cəmindən ayırmaq faydalı olur. Bunu (3.18) sistemindən gərginlik tenzoru şəklində təsvir etmək olar:

$$\begin{pmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz} \end{pmatrix} \quad (3.20)$$

Bu zaman yeni τ_{ii} normal gərginliklər köhnə P_{ii} normal gərginliklərdən təziqin qiyməti ilə fərqlənir, başqa sözlə desək $\tau_{ii} = P_{ii} + P$ yeni toxunan gərginliklər isə τ_{ij} köhnə $P_{i,j}$ -a bərabər olur. Belə şəkildə çevrilmiş gərginliklərə özlü gərginliklər deyilir, belə ki, onlar suyun v_v -özlülüyü və sür'ətin qradienti ilə münasib olurlar:

$$\begin{cases} \tau_{ij} = \tau_{ji} = \rho v_v \left(\frac{\partial V_j}{\partial x_i} + \frac{\partial V_i}{\partial x_j} \right) \\ \tau_{ii} = 2\rho v_v \frac{\partial V_i}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \rho v_v \operatorname{div} \vec{V} \end{cases} \quad (3.21)$$

(3.21) düsturunda i və j indeksləri hər bir koordinat oxunu üzərindəki uyğun sür'ət proeksiyalarını işarə edirlər.

Özlü gərginliklər üçün alınmış bu ifadələri (3.16) hərəkət tənliklərində yerinə yazaq alarıq:

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = \vec{g} + \frac{1}{\rho} \vec{F}_n - 2(\vec{\omega} \times \vec{V}) - \frac{1}{\rho} \nabla P + v_v \left(\nabla^2 \vec{V} + \frac{1}{3} \nabla \operatorname{div} \vec{V} \right) \quad (3.22)$$

burada $\operatorname{div} \vec{V}$ -sür'ətin divergensiyası, ∇^2 -laplasyan işarəsi, ∇ - qradient işarəsidir.

Alınmış bu ifadə okeanda suyun həcmi və səthi qüvvələrin təsiri ilə hərəkətinin ani sür'ətini təyin etmək üçün tətbiq oluna bilər.

Beləliklə suyun ümumi tə'cili sabit qravitasiya qüvvələrinin tə'cili ilə (birinci hədd) periodik qüvvələrin tə'cili (ikinci hədd), Koriolis tə'cili (üçüncü hədd), tə'ziq qradiyentinin yaratdığı tə'cil (dördüncü hədd) və özlü gərginliklərin yaratdığı tə'cilin (axırıncı hədd) cəminə bərabərdir. Axırıncı hədd suyun molekulyar özlülüyündən asılıdır (bax cədvəl 2).

Cədvəl 2

Suyun kinematik özlülük əmsalının temperaturdan asılılığı

$T, ^\circ S$	0	5	10	15	20	25	30	35	40
$\nu_v \cdot 10^2$	1,792	1,519	1,308	1,141	1,007	1,897	0,804	0,727	0,656

(3.22) tənliyinin axırıncı həddi maye ideal olduqda aradan çıxır. Çünki, özlülük əmsalı sifra bərabər olur.

§ 3.2. Dəniz suyu kütləsinin saxlanması və duzların diffuziyası tənlikləri

Π səthi ilə ayrılan mayenin daxilində yerləşən ν həcmli maye kütləsi ayıraç (bax. şəkil 3.4). Fərz eləyək ki, $d\Pi$ elementar səthindən \vec{V} sürətli maye çıxır. Onda vahid zamanda $d\Pi$ səthinin xarəci normalı istiqamətində axan mayenin miqdarı $\rho \vec{V}_n d\Pi$ olar və bu zaman bütün Π səthindən axan mayenin miqdarı isə

$$\int_{\Pi} \rho \vec{V}_n d\Pi = \int_{\Pi} \rho (\vec{V}_x n_x + \vec{V}_y n_y + \vec{V}_z n_z) d\Pi$$

olar. Nəticədə həcmə girən və çıxan suyun sıxlığının dəy-

işməsi baş verir $\int_v \frac{d\rho}{dt} dv$.

Əgər ayrılan həcm daxilində suyun yox olması və yaxud su əmələ gəlmə prosesi baş vermirsə onda səth üzrə inteqral həcm üzrə inteqralla kompensasiya olur və onların ümumi cəmi sıfıra bərabər olur:

$$\int_v \frac{d\rho}{dt} dv + \int_{\Pi} \rho (\vec{V}_x n_x + \vec{V}_y n_y + \vec{V}_z n_z) d\Pi = 0. \quad (3.23)$$

Qaus-Oskroqradski teoreminin köməyi ilə səth üzrə inteqraldan həcm üzrə inteqralla keçsək, alarıq:

$$\int_v \frac{d\rho}{dt} dv + \int_v \rho \operatorname{div} \vec{V} dv = 0. \quad (3.24)$$

İnteqrallama oblastı sərbəst seçildiyinə görə inteqral formadan differensial formaya keçə bilərik:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \vec{V} = 0 \quad (3.25)$$

Alınmış tənlik kəsilməzlik tənliyi adlanır. Çox vaxt alınmış bu tənlikdə $\frac{d\rho}{dt}$ törəməsinin başqa formada yazılışından istifadə eləyirlər:

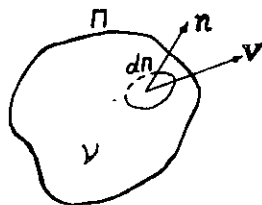
$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla} \rho \quad (3.26)$$

(3.26) və (3.25) yazılışlarından sür'ətin divergensiyasını və sıxlığın adveksiyasını birləşdirib kəsilməzlik tənliyin aşağıdakı kimi yazı bilərik:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{V}) = 0 \quad (3.27)$$

Əgər biz su selinə deyil, hər hansı substansiya selinə baxırıqsa (məsələn, duzların selinə) bütün yuxarıdakı təsvirlər eyni ilə qalır, ancaq kütlə seli $\rho \vec{V}_n$ əvəzinə sub-

stansiya seli olacaqdır. Duzluluğun selinə baxdıqda belə sel
 duz seli $\vec{\Phi}_s$ olacaqdır,
 suyun sıxlığı əvəzində
 tənliyə duzun sıxlığı
 ρs daxil ediləcəkdir.
 Bu baxdığımız hala
 uyğun olaraq duzlu-
 luğun lokal dəyişməsi-
 ni təsvir eləyən tənlik
 (3.27) tənliyinə oxşar
 olaraq aşağıdakı kimi
 görünəcəkdir:



Şəkil 3.4. Su selinin istiqaməti sxemi

$$\frac{d\rho s}{dt} + \text{div}\vec{\Phi}_s = 0. \quad (3.28)$$

Duz seli aşağıdakı iki mexanizmlə əlaqədardır: hərəkət eləyən su ilə nizamlı daşınma - adveksiya ilə və xaotik molekulyar qarışma - diffuziya ilə.

Birinci mexanizm, mə'lum olduğu kimi axının sür'əti və duzluluqla, ikinci isə molekulyar diffuziya əmsalı v_s və duzluluq qradienti ilə mütənasibdir, başqa sözlə desək:

$$\vec{\Phi}_s = \rho(\vec{V} \cdot s - v_s \nabla s). \quad (3.29)$$

Diffuziya hissəsinin qarşısındakı minus işarəsi onu göstərir ki, o, duzluluq qradientinin əksinə yönəlib. (3.28) düsturunun formasını dəyişmək olar. Bunun üçün onda olan sıxlığın dəyişməsi ilə bağlı olan hədləri ayırmaq lazımdır:

$$s \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial s}{\partial t} = -s \text{div}(\rho \vec{V}) - \rho \vec{V} \cdot \nabla s + \text{div}(\rho v_s \nabla s). \quad (3.30)$$

Bu tənliyin sağ və sol tərəflərinin birinci hədlərinin cəmi sıfıra bərabərdir. Bu (3.27) tənliyinə əsasən belə olur. İkinci hədlərinin cəmi isə duzluluğun törəmələridir. Nə-

ticədə duzların diffuziyası tənliyi alınır

$$\rho \frac{\partial s}{\partial t} = \text{div}(\rho v_s \nabla s). \quad (3.31)$$

Biz su kütləsinin saxlanması və diffuziya tənliyini alan zaman fərz elədik ki, nə suyun, nə də ki, duzun ayrı mənbəyi yoxdur. Ancaq mənbə olarsa onda (3.23) tənliyinin sağ tərəfinə mənbələri göstərən hədlər daxil olmalıdır.

Ona görə də axırncı tənliklərə də müəyyən hədlər əlavə olunmalıdır.

§ 3.3. Termodinamik sistemin mexaniki və daxili enerjisi

(2.6) düsturu ilə verilən termodinamikanın birinci başlanğıcında enerji adı altında onun bütün formaları başa düşülürdü. Sadə halda bu enerji çoxluğuna daxili U , kinetik E_k , potensial enerji E_p və başqa növ enerji növlərinin cəmi kimi baxmaq olar:

$$E = E_k + E_p + U + \dots$$

Ancaq qeyd etmək lazımdır ki, enerjiləri bu müxtəlif formalara ayıraraq onları cəbri cəm şəklində yazmaq həmişə mümkün deyil və bunu bəzi xüsusi hallar üçün yazmaq olar. Bu isə müəyyən xəta ilə olur.

Fərz eləyək sistemə maqnit, elektrik, kimyəvi və başqa qüvvələr təsir eləmir və onlar ikinci dərəcəlidir. Üç əsas enerji formasını ayıraraq: termodinamik sistemin qravitasiya sahəsində vəziyyətini təyin eləyən potensial enerji, sistemin sürəti ilə təyin olunan kinetik enerji və sistemin halını təyin eləyən daxili enerji. Ona görə də (2.6) düsturunu qapalı sistem üçün aşağıdakı kimi görünəcəkdir:

$$dE_k + dE_p + dU = dQ - dA. \quad (3.32)$$

Əgər sistem qapalı deyilsə onda kütlə mübadiləsi nəticəsində enerjinin dəyişməsinə nəzərə almaq lazımdır, yəni (3.32) tənliyinin sağ tərəfinə $\left(\frac{\partial \chi}{\partial S}\right)_\mu dS$ həddini əlavə

etmək lazımdır. Vahid kütləli mayenin enerjisinin zamana görə dəyişməsinə, alınmış ifadəni zamana görə differensiallamaqla almaq olar:

$$\frac{dE_p}{dt} + \frac{dE_k}{dt} + \frac{dU}{dt} = \frac{dQ}{dt} - \frac{dA}{dt} + \left(\frac{\partial \chi}{\partial S}\right)_\mu \frac{dS}{dt} \quad (3.33)$$

Kinetik enerji ehtiyatını təyin edən tənlik (3.22) tənliyindən alınır. Bunun üçün həmin tənlikdə qravitasiya təcillərinin bütün formalarını \vec{G} ilə işarə etmək

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = \vec{G} - 2(\vec{\omega} \times \vec{V}) - \frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{\rho} \operatorname{div} \vec{\tau} \quad (3.34)$$

Bu tənliyin hər iki tərəfini skalyar olaraq $\rho \vec{V} dV$ -yə vurub və sistemin tutduğu həcm üzrə inteqrallayaq:

$$\int_v \frac{d}{dt} \left(\frac{V^2}{2} \right) \rho dV = \int_v \vec{G} \cdot \vec{V} \rho dV - \int_v \nabla p \vec{V} dV + \int_v \vec{V} \cdot \operatorname{div} \vec{\tau} dV \quad (3.35)$$

Belə bir əməliyyatdan sonra Koriolis təcili aradan çıxır və $(\vec{\omega} \times \vec{V}) \cdot \vec{V} = 0$ olur. Buradan görünür ki, Koriolis qüvvəsi fiktiv qüvvə olaraq enerjide heç bir dəyişiklik yaratmır. (3.35) tənliyinin sol tərəfi ayrılmış v həcmnin kinetik enerjisini təsvir edər. Sağ tərəfdə birinci hədd potensial enerjinin dəyişməsinə xarakterizə edər. O aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$dE_n = -gMdz$$

burada M kütlədir, minus işarəsi isə ona görədir ki, Z oxu

aşağıya doğru yönəlib.

Potensial enerji ehtiyatı dərinliyə getdikcə azalır. E_n -enerjisinin dt -yə görə dəyişməsini vahid həcmə gətirərək alarıq:

$$\frac{dE_n}{dt} = -g\rho \frac{dz}{dt} = -g\vec{V}_z\rho \quad (3.36)$$

burada şaquli sürət, sürət vektorunun şaquli ox üzərindəki proyeksiyasıdır, ona görə də

$$\frac{dE_n}{dt} = -g\vec{V}\rho \quad (3.37)$$

və nəhayət yazıb bilərik:

$$\int_V \vec{G}\vec{V}\rho dV = - \int_V \frac{dE_n}{dt} dV$$

(3.35) tənliyinin qalan iki axırıncı həddi aşağıdakı kimi çevrilə bilər:

$$\begin{aligned} - \int_V \nabla p \cdot \vec{V} dV + \int_V \vec{V} \cdot \text{div} \vec{\tau} dV = & - \int_V \text{div}(p\vec{V}) dV + \int_V p \text{div} \vec{V} \cdot dV + \\ & + \int_V \text{div}(\vec{\tau} \cdot \vec{V}) dV - \int_V \vec{\tau} \text{div} \vec{V} dV \end{aligned} \quad (3.38)$$

Alınmış bərabərliyin sağ tərəfindəki birinci və üçüncü həddi qapalı həcmidə divergensiyadır. Qaus-ostroqradski teoreminə görə bu həcmə görə inteqrallar səth üzrə inteqralla əvəz oluna bilər. İkinci həddə inteqralları ifadədə vuruqların biri sürətin divergensiyasıdır və o kəsilməzlik tənliyinə görə sıxlığın dəyişməsi ilə əvəz oluna bilər. Bu çevrilmələr nəticəsində (3.38) tənliyi aşağıdakı şəkəldə düşür:

$$\begin{aligned}
& - \int_V \nabla p \cdot \vec{V} dv + \int_V \vec{V} \cdot \text{div} \vec{\tau} dv = \\
& - \int_{\Pi} \left[u \underline{p} \cos(\hat{n}, x) + v \underline{p} \cos(\hat{n}, y) + w \underline{p} \cos(\hat{n}, z) \right] d\Pi + \\
& \int_{\Pi} \left[(\vec{V} \cdot \vec{\tau}_x) \cos(\hat{n}, x) + (\vec{V} \cdot \vec{\tau}_y) \cos(\hat{n}, y) + (\vec{V} \cdot \vec{\tau}_z) \cos(\hat{n}, z) \right] d\Pi - \\
& - \int_V \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} - \int_V \left(\vec{\tau} \cdot \frac{\partial \vec{V}}{\partial x} + \vec{\tau}_y \cdot \frac{\partial \vec{V}}{\partial y} + \vec{\tau}_z \cdot \frac{\partial \vec{V}}{\partial z} \right) dv
\end{aligned}$$

Burada səth üzrə olan birinci inteqrala səthin normalı üzrə təzyiğin proyeksiyaları daxildir. Bütün bu inteqral hidrostatik təzyiğin vahid zamanda sistem üzərində gördüyü işi xarakterizə eləyir. Səth üzrə ikinci inteqral özlü gərginlikdən asılıdır. Bu gərginliklər sistemin səthinə təsir göstərir və sürtünmə qüvvələrinin işini xarakterizə eləyir. Sağ tərəfin axırncı həddi də özlü gərginliklərdən asılıdır, amma inteqrallama səth üzrə deyil, həcm üzrə aparılır. Bu inteqral kinetik enerjinin sürtünmə qüvvələri hesabına itkisini xarakterizə eləyir. Bunu kinetik enerjinin daxili enerjiyə dissipasiyası kimi də xarakterizə etmək olar.

Qısalıq üçün bütün səthi qüvvələrin gördüyü işi G_n ilə, dissipasiyanı isə D ilə işarə edərək yazmaq olar:

$$D = \vec{\tau}_x \frac{\partial \vec{V}}{\partial x} + \vec{\tau}_y \frac{\partial \vec{V}}{\partial y} + \vec{\tau}_z \frac{\partial \vec{V}}{\partial z}$$

Onda (3.35) tənliyi aşağıdakı şəkllə düşər:

$$\int_V \frac{d}{dt} (E_k + E_n) dv = - \int_{\Pi} \frac{dG_k}{dt} d\Pi - \int_V \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} dv - \int_V D dv \quad (3.39)$$

Qeyd etmək lazımdır ki, burada səth inteqralına

keçməkdə əsas məqsəd səth qüvvələrinin təbiətini göstərməkdən ibarətdir. Mexaniki enerjinin tənliyini differensial formada almaq üçün (3.39) tənliyinin sağ tərəfindəki birinci inteqralı həcm üzrə inteqralla əvəz etmək lazımdır.

Bu çevrilmədən sonra həcm sərbəst seçilməsinə görə inteqralların hamısını artıq və nəticədə diferensial formada tənlik alırıq:

$$\frac{dE_k}{dt} + \frac{dE_p}{dt} = -\frac{dG_k}{dt} - \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} - D \quad (3.40)$$

Mexaniki enerjini təsvir eləyən tənliyi bir qədər başqa formada yazmaq olar. Bunun üçün potensial enerjinin dəyişməsinin (3.36) tənliyində ayrılmış su həcmnin şaquli yerdəyişməsi ilə əlaqədar olduğunu nəzərə alaq. Belə halda (3.34) tənliyinin hər iki tərəfini \vec{V} -yə skalyar vuraq:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \frac{V^2}{2} + \rho g z \right) + \nabla \left[\vec{V} \left(\rho \frac{V^2}{2} + \rho g z \right) \right] + \vec{V} \cdot \nabla p = \vec{V} \cdot \text{div} \vec{\tau}$$

Bundan əlavə bu tənliyin sol tərəfinin üçüncü həddini aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

$$\vec{V} \cdot \nabla p = \nabla \cdot \vec{V} p - p \nabla \vec{V}$$

onda mexaniki enerjinin vahid həcmdə dəyişməsi aşağıdakı tənliklə ifadə olunur:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \frac{V^2}{2} + \rho g z \right) + \nabla \bar{\Phi}_e - p \nabla \vec{V} = \vec{V} \cdot \text{div} \vec{\tau} \quad (3.41)$$

burada $\bar{\Phi}_e = \vec{V} \left(p + \rho \frac{V^2}{2} + \rho g z \right)$ enerji selidir və $p + \rho \frac{V^2}{2}$ cəmi təzyiqlərin cəmidir.

Daxili enerjisinin dəyişməsinə ifadə eləyən tənlik,

(3.33) tam enerji ilə mexaniki enerjinin (3.41) fərqi kimi təyin edilir:

$$\frac{dU}{dt} = \frac{dQ}{dt} + \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + D + \left(\frac{\partial \chi}{\partial S} \right)_{\mu} \frac{dS}{dt} - \frac{dG}{dt} + \frac{dG_n}{dt} \quad (3.42)$$

Əgər sistem üzərində görülən iş yalnız sthi qüvvələrin gördüyü iş isə, onda $G=G_n$ və ona görə də axıncı iki toplana ixtisar olunur.

Sistemin duzluluğunun dəyişməsi duzların diffuziya selinin divergensiyası ilə əvəz oluna bilər ($\Phi'_s = -v_s \rho \nabla S$). Nəticədə termodinamikanın əsaslı qanunlarından biri olan sistemin daxili enerjisinin dəyişməsi tənliyi alınır:

$$\frac{dU}{dt} = \frac{dQ}{dt} + \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + D - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \chi}{\partial S} \right)_{\mu} \text{div} \Phi'_s. \quad (3.43)$$

Bu tənlik termodinamikanın birinci başlanğıcının formalarından biridir. O göstərir ki, vahid zamanda vahid kütləli suyun daxili enerjisinin dəyişməsi ona daxil olan istiliyin miqdarından, sıxılma və genişlənmə işlərindən, sürtünmə nəticəsində kinetik enerjisinin dissipasiyasından və duz seli ilə əlaqədar olan gələn enerjiden asılıdır.

Kinetik enerjinin dissipasiyasının gərginliklərdən deyil, asan ölçülə bilən sürətin qradientindən asılı olaraq ifadə etmək daha rahat olur. (3.21)-dən yazmaq olar:

$$\begin{aligned} \frac{D}{\rho} = v_v \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \right. \\ \left. + \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right\} - \frac{2}{3} v_v \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \quad (3.44) \end{aligned}$$

Mayenin hərəkəti onun həcmnin deformasiyası ilə müşayət olunduğundan sürətin u, v, w komponentləri sıfır-

dan fərqli olur və hər iki komponent müsbət olur ((3.44) tənliyində). Bu zaman birinci hədd, düsturun özündən görün-
ndüyü kimi ikinci həddən həmişə böyük olur. Deməli, $\frac{D}{\rho}$ -
müsbət kəmiyyətdir, yəni mayenin hər bir hərəkəti zamanı
kinetik enerjinin bir hissəsi daxili enerjiyə keçir.

Daxili enerjinin ümumi balansında bu mənbənin rolu
çox azdır. Əgər (3.43) tənliyinin bütün hədlərini müqayisə
eləsək, hətta praktiki olaraq sıxılmayan okean üçün dissipa-
siyanın payı sıxılmanın verdiyi payın bir neçə faizini təşkil
edir. Ona görə də çox vaxt daxili enerjini hesablayarkən dis-
sipasiyanın payını nəzərə almırlar.

Ancaq sərhəd təbəqələrinə baxarkən burada
sürtünmənin payı çox olduğundan onu nəzərdən atmaq ol-
maz. Çünki sürtünmə olmasa kinetik enerji sonsuz olaraq
artar, (3.43) tənliyində düz seli ilə əlaqədar olan həddin
payı dissipativ həddən az olduğundan Dünya okeanı üçün
onu nəzərdən atırlar.

§3.4. Entropiyanın və istilikkeçirmənin dəyişmə tənlikləri

Əvvəllər biz qeyd eləmişdik ki, dəniz suyunun entro-
piyası hidroloji elementlərin sistemdə bərabər və ya qeyri-
bərabər paylanmasına gətirən proseslərin olmasını xarakterizə
eləyən halın ən mühüm funksiyasıdır. Ona görə də entro-
piyanın dəyişməsinin məlum olması dəniz suyunda hidroloji
proseslərin istiqamətinin bilinməsi üçün çox vacibdir.

Entropiyanın dəyişməsini təsvir eləyən ifadə almaq
üçün elementar kiçik zaman müddətində hal parametrlərinin

dəyişməsinə xarakterizə eləyən termodinamikanın əsas tənliyindən istifadə edirlər:

$$T_k \frac{d\mu}{dt} = \frac{dU}{dt} + p\rho \frac{dv}{dt} - \eta \frac{dS}{dt} \quad (3.45)$$

Daxili enerjini (3.43) ifadəsi ilə əvəz eləsək onda aşağıdakı tənliyi alırıq:

$$\frac{d\mu}{dt} = \frac{1}{T_k} \frac{dQ}{dt} + \frac{D}{T_k} + \frac{1}{\rho T_k} \left[\eta - \left(\frac{d\chi}{dS} \right)_\mu \right] \text{div} \vec{\Phi}_s. \quad (3.46)$$

Bu tənlik göstərir ki, vahid həcmli dəniz suyunun entropiyasının dəyişmə sürəti bu həcmə ətrafından daxil olan istiliklə, həcm daxilində faza keçidləri istiliyi və həmçinin ətraf mühitlə duz mübadiləsi nəticəsində kinetik enerjisinin özlülük dissipasiyası ilə əlaqədar olan istiliklə müəyyən olunur.

Bəzi hallarda entropiyanın ümumi dəyişməsinə yalnız xarici mühitlə istilik və kütlə mübadiləsi nəticəsində dəyişmə ilə $(d\mu_x)$, sistemin daxilində gedən proseslərin nəticəsində entropiyanın dəyişməsinin $(d\mu_g)$ cəmi şəklində göstərilir.

$$\frac{d\mu}{dt} = \frac{d\mu_x}{dt} + \frac{d\mu_g}{dt}$$

Entropiyanın xarici toplananını təyin eləyərkən hesab olunur ki, o sistemin tarazlıqdan çıxarılmasını xarakterizə eləyir. Ona görə də onu ayırmaq üçün kifayətdir ki, (3.46) tənliyində sistemin hal parametrlərini sabit hesab edəsən, başqa sözlə $T_k = \text{const}$, $\eta = \text{const}$, $D = 0$.

Bu halda sistemdə faza keçidləri olmamalıdır, ona görə də sistemdə əmələ gələn istilik onun divergensiyası ilə təsvir olunmalıdır:

$$\frac{dQ}{dt} = -\text{div}\Phi_Q \quad (3.47)$$

Bu halda entropiyanın dəyişməsinin xarici toplananı istilik və düz selinin divergensiyaları ilə təyin olunacaqdır:

$$\frac{d\mu_x}{dt} = -\text{div}\bar{\Phi}_\mu \quad (3.48)$$

burada

$$\bar{\Phi}_\mu = \frac{1}{T_k} \left\{ \Phi_Q + \frac{1}{\rho} \left[\left(\frac{\partial \chi}{\partial S} \right)_\mu - \eta \right] \bar{\Phi}_s \right\}$$

$\bar{\Phi}_\mu$ -entropiya seli, istilik və düz selləri ilə təyin olunduğundan o həm mənfi, həm də müsbət ola bilər.

Entropiyanın daxili toplananını dəyişməsinə nəzərə almaq üçün (3.46) və (3.48) tənliklərinin fərqi almaq kifayətdir, bu zaman nəzərə almaq lazımdır ki, sistemin parametrləri dəyişir və iki dəyişənin hasilinin divergensiyası iki toplananın cəmi şəklində göstərilir:

$$\begin{aligned} \frac{d\mu_g}{dt} &= \Phi_{Q_\alpha} \nabla_\alpha \left(\frac{1}{T_k} \right) + \Phi_{s_\alpha} \left\{ \nabla_\alpha \left[\frac{1}{\rho T_k} \left(\frac{\partial \chi}{\partial S} \right)_\mu - \frac{\eta}{\rho T_k} \right] \right\} + \frac{1}{T_k} \frac{dQ_\phi}{dt} + \\ &+ \frac{D}{T_k} \equiv \varphi(\mu_g) \end{aligned} \quad (3.49)$$

α işarəsi (3.49) tənliyində üç koordinat oxları üzərində vektorların proeksiyalarını və yaxud skalyar kəmiyyətlərin gradientlərini göstərir. (3.49) ifadəsi göstərir ki, entropiyanın dəyişməsinin daxili toplananı ayrılmış həcmdəki dəniz suyunda Q_ϕ -faza keçidləri istiliyi və mexaniki enerjinin istiliyə keçməsi kimi hal parametrlərinin paylanması qeyri-bərabərliyi ilə təyin olunur. Bu toplanan entropiya istehsalı adlanır və termodinamikanın ikinci başlangıcına əsasən mənfi ola bilməz.

(3.46) tənliyində entropiyanın zamana görə xüsusi törəməsi lokal və adveksiya törəmələrinin cəmi şəklində göstərilə bilər, onda o aşağıdakı şəkildə yazıla bilər:

$$\frac{\partial \mu}{\partial t} = -\text{div}(\mu \bar{V} + \bar{\Phi}_\mu) + \varphi(\mu_r) \quad (3.50)$$

Bu ifadədən görünür ki, entropiyanın hər hansı bir elementar həcmnin də dəyişməsi onun lokal generasiyasından və selinin divergensiyasından, o cümlədən advektiv dəyişməsindən asılıdır.

İkinci fəsildə də suyun temperaturu, onun duzluluğu, təzyiqli və entropiyası arasında alınan termodinamik münasibət bizə imkan verir ki, entropiyanın dəyişməsi tənliyinin köməyi ilə temperaturu tapaq. Məsələn, (3.46) tənliyinə daxil olan entropiyanın tam diferensialını T , p , S ilə ifadə etsək alarıq:

$$C_{p,S} \rho \frac{dT}{dt} - \frac{T_k}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_{p,S} \frac{dp}{dt} - \left(\frac{\partial \eta}{\partial T} \right)_{p,S} T_k \frac{dS}{dt} = \frac{dQ}{dt} + D + \frac{1}{\rho} \left[\eta - \left(\frac{\partial \chi}{\partial S} \right)_\mu \right] \text{div} \bar{\Phi}_s \quad (3.51)$$

Bu tənliyin sol tərəfindəki ikinci hədd temperatura adiabatik əlavədir, doğrudan da:

$$\frac{T_k}{C_{p,S}} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_{p,S} \frac{dp}{dt} = \frac{T_k v_0 k_T}{C_{p,S}} \frac{dp}{dt}$$

(2.81) düsturundan görünür ki, bu temperaturun adiabatik dəyişməsidir. Ona görə də potensial temperaturu daxil edərkən (2.85) düsturuna əsasən bu hədd yox olur və θ -nı təyin edən tənlik aşağıdakı şəkildə görünür:

$$C_{p,S} \rho \frac{d\theta}{dt} = \frac{dQ}{dt} + D + \varphi(\eta) \text{div} \bar{\Phi}_s \quad (3.52)$$

$$\text{burada } \varphi(\eta) = \frac{1}{\rho} \left[\eta - \left(\frac{\partial \chi}{\partial S} \right)_{\mu} - T_k \left(\frac{\partial \eta}{\partial T} \right)_{p,S} \right].$$

Qeyd etmək lazımdır ki, əgər biz daxili enerjinin dəyişməsi tənliyindən istifadə edəsək buna analoji ifadə ala bilərik.

(3.52) tənliyinin axırını həddi dəniz suyunun düzluluq gradienti ilə yaranan istilik prosesini xarakterizə eləyir. Amma, real şəraitdə onun okeanın temperaturuna təsiri çox kiçikdir, ona görə də onu çox vaxt nəzərə almırlar.

Əgər (3.52) tənliyində dəniz suyunun faza çevrilmələri istiliyini birinci həddən ayırsaq onda Q istilik selinin qalan hissəsi diffuziya $\bar{\varphi}_a$ və şüa \bar{B} istilik sellərinin divergensiyası ilə ifadə olunur. Onda dəniz suyunun potensial temperaturu aşağıdakı kimi yazıla bilər:

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{1}{c_{p,S}\rho} \left[\frac{dQ_{\Phi}}{dt} + D - \text{div}(\bar{\Phi}_a + \bar{B}) \right] \quad (3.53)$$

Bu tənliyə istilikkeçirmə tənliyi və ya termodinamika tənliyi deyilir. Bu axırını termin çox vaxt xarici ədəbiyyatda işlədilir. Q_{Φ} -istiliyi həm dənizin səthində, həm də müəyyən dərinliyində faza prosesləri ilə təyin edilir. Birinci halda ən çox istilik itkisi buxarlanma və buzəmələgəlmə zamanı istiliyin ayrılması, ikinci halda isə suyun dərinliyində buzun əriməsi suyun temperaturuna təsir göstərə bilər.

Suyun axın sür'ətinin az olması və suyun istilik tutumunun çox olması nəticəsində mexaniki enerjinin dissipasiyaya uğraması suyun temperaturunun çox cü'zi dəyişməsinə səbəb olur. Elə ona görə də bu istilik mənbəyi çox vaxt nəzərə alınmır.

İstiliyin diffuziya seli $\vec{\Phi}_a$, molekulyar istilikkeçirmə ilə $\lambda_m = 0,5BT / (m \cdot dər)$ və əks işarə ilə götürülmüş temperatur gradienti ilə münasibətdir, belə ki, selin istiqaməti gradientin əksinə yönəlib. Bu halda

$$\operatorname{div} \vec{\Phi}_g = \lambda_m \nabla^2 \theta \quad (3.54)$$

Okeanda şüa istilik seli, qısdalğalı şüalanmanın nəticəsində baş verir, başqa sözlə desək şüa selinin divergen-siyası şaquli istiqamətdə baş verir:

$$\operatorname{div} \vec{B} = -\frac{\partial B}{\partial z}. \quad (3.55)$$

Yuxarıda deyilən qeydləri nəzərə alsaq istilik keçirmə tənliyi aşağıdakı şəkildə düşər:

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{1}{c_p \rho} \left(\frac{dQ_\Phi}{dt} + D + \lambda_m \nabla^2 \theta - \frac{\partial B}{\partial z} \right). \quad (3.56)$$

§ 3.5 Bussinesk yaxınlaşması

Təbii şəraitdə dəniz suyunun duzluluğu faizin onda birindən artıq dəyişmir. Dəniz axınının sür'əti isə 100% dəyişə bilər. Ona görə də kəsilməzlik tənliyindən görünür ki, axının sür'ətinin gradienti praktiki olaraq tarazlaşır və onların divergen-siyası isə faizin hissələri dəqiqliyi ilə sıfıra bərabərdir. Bu halda kəsilməzlik tənliyi aşağıdakı şəkildə düşür:

$$\operatorname{div} \vec{V} = 0. \quad (3.57)$$

Belə bir yazılışı birinci dəfə olaraq dəniz axınlarını tədqiq edərkən Bussinesk təklif etmişdir. Dəniz suyunun sıxlığının az dəyişməsinə nəzərə alaraq, dəniz suyunun diffu-ziyası və istilikkeçirmə tənliklərində dəyişən deyil, sabit

orta sıxlıqdan istifadə edirlər.

Nəticədə bu tənliklər sadələşir. Okeanın şaquli stratifikasiyasına baxanda qeyd olunmuşdur ki, dəniz suyunun sıxlığının profilinin adiabatikdən kənara çıxması zamanı suyun qarışmasına gətirən qüvvələr meydana çıxır. Bu qüvvələri Bussinesk hərəkət tənliklərində ayırmış və bu da onların suların sirkulyasiyasına təsirini aşkar şəkildə qiymətləndirməyə imkan verir.

Bussinesk okeanın həqiqi halının standartdan kənara çıxmasına baxmağı təklif etdi. Standart okean dedikdə hərəkətsiz halda sabit entropiyaya malik olan okean başa düşülür. Belə halda potensial temperatur və potensial sıxlıq sabitdir, izobarik səthlər ağırlıq qüvvəsinə normaldır. Hərəkət tənliklərindən alınır ki, təziq qradienti ilə ağırlıq qüvvəsi tarazlaşır

$$\nabla P_c = \frac{\partial P_c}{\partial z} = \rho_c g. \quad (3.58)$$

Burada "c" indeksi parametrlərin standart hala uyğun olduğunu göstərir. Baxmayaraq ki, dəniz suyunun faktiki sıxlığı standartdan faizin hissələri qədər fərqlənir, amma belə bir xəta ilə alınan münasibətlər real okean üçün doğru olur. Doğrudan da (3.22) tənliyinə daxil olan təziq qradienti, suyun sıxlığı və sərbəstdüşmə təcili özlərinin standart qiymətləri və onlardan kənaraqaçma ilə təsvir oluna bilər.

$$g - \frac{\nabla p}{\rho} = g - \frac{1}{\rho_c} (\nabla p_c + \nabla p') \times \left(1 - \frac{\rho'}{\rho} + \dots \right) \approx g \frac{\rho'}{\rho_c} - \frac{\nabla p'}{\rho_c} \quad (3.59)$$

Əgər (3.59) tənliyinin sağ tərəfinə (3.58) tənliyinin uyğun hədlərini əlavə etsək onda alırıq ki,

$$g - \frac{\nabla p}{\rho} \approx g \frac{\rho}{\rho_c} - \frac{\nabla p}{\rho_c} \quad (3.60)$$

Bussinesk yaxınlaşmasının hərəkət tənliklərinə nisbətən fərqi faktiki sıxlığı standartla əvəz olunması və (3.59), (3.60) tənliklərinin istifadə olunmasından ibarətdir. Bəzən daha çox sadələşmələrdən istifadə edirlər: suyun sıxlığı standart sıxlıqla deyil, sabit sıxlıqla ρ_0 -la əvəz olunur. Nəticədə üfüqi sirkulyasiyanı təsvir edən tənlik aşağıdakı şəkildə gətirilir:

$$\frac{d\vec{V}}{dt} + 2(\vec{\omega} \times \vec{V}) = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \vec{g} - \frac{1}{\rho_0} \nabla P + \nu_v \nabla^2 \vec{V} \quad (3.61)$$

Əslinə baxsan təziq qradienti faktiki ilə tərpənməz, sabit sıxlığa malik olan okeandakı hidrostatik təziqin fərqi kimi təyin olunur və $\nabla P'$ kimi yazılmalıdır. Ancaq hidrostatik təziq üfüqi törəməyə malik olmadığına görə fərqdə faktiki təziqdən törəmələr qalır.

Sərbəstdüşmə tə'cili ilə olan hədd isə Arximed qüvvələrinin təsirini xarakterizə eləyir. Bu həddə sıxlığın dəyişməsi çox böyükdür və suyun şaquli hərəkəti ilə əlaqədardır. Doğrudan da:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} g \right) \equiv \frac{db}{dt} = \frac{g}{\rho_0} \frac{d\rho}{dt}$$

İzoentropik proseslərdə

$$\frac{d\rho}{dt} = \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_\mu \frac{dp}{dt} = \frac{\rho g}{C_\mu^2} \frac{dz}{dt} = \frac{\rho g}{C_\mu^2} W \quad (3.62)$$

burada $C_\mu^{-1} = \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_\mu$ -dəniz suyunda səsin sür'ətidir, W - suyun

sürətinin şaquli komponentidir. Sıxlığın xüsusi törəmələrini üzüçülüyün düsturunda yazsaq

$$\frac{db}{dt} \approx \frac{g^2}{C_\mu^2} W \quad (3.63)$$

alırıq.

Sonra isə hərəkət tənliklərinin çevrilməsi həmin tənliklərin advektiv hissəsi ilə əlaqədardır:

$$\vec{V} \cdot \nabla \vec{V} = \Omega \times \vec{V} + \nabla \left(\frac{V^2}{2} \right) \quad (3.64)$$

Ω - sürət burulğanıdır.

Onda (3.61) düsturunu aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{\Omega} + 2\vec{\omega}) \times \vec{V} + \nabla \left(\frac{P}{\rho_0} + \frac{V^2}{2} \right) - \vec{b}\vec{n} = \nu_v \nabla^2 \vec{V} \quad (3.65)$$

Burada \vec{n} -şaquli ox üzrə yuxarıya yönəlmiş vektordur.

Əgər hərəkət tənliklərində üzücülük qüvvələrini ayırmasaq onda sabit sıxlıqda o, öz formasını dəyişir:

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\Omega + 2\omega) \times \vec{V} + \nabla \left(\frac{P}{\rho_0} + \frac{V^2}{2} + gz \right) = \nu_v \nabla^2 \vec{V} \quad (3.66)$$

Bu tənliyin ikinci həddi hərəkət eləyən suyun mütləq burulğanlılığını xarakterizə eləyir.

Yuxarıda göstərilmiş hərəkət, kəsilməzlik, hal, duzların diffuziyası, istilik keçirmə tənlikləri dəniz suyunun əsas parametirlərini təyin eləyir: \vec{V} , P , S , T , ρ .

Dəniz suyunun sıxlığını təsvir eləyərkən sadələşdirmələrin xarakterindən asılı olaraq okeanın üç halını ayırırlar: Əgər suyun sıxlığı sabit götürülürsə sadələşmiş model bircinsli adlanır. Model o zaman tam hesab olunur ki, sıxlığın şaquli istiqamətdə təziqdən asılı olaraq dəyişməsi nəzərə alınsın. Okeanın belə halı barotrop adlanır. Faktiki olaraq okeanın halı, yalnız təziqdən deyil həm də temperaturdan və duzluluqdan asılı olur, ki bu da baroklin adlanır. Sıxlıq stratifikasiyasının bu və ya digər şəkildə sadələşdirilməsi baxılan prosesin hansı dəqiqliklə öyrənilməsindən asılıdır.

ƏDƏBİYYAT

1. **Bazarov İ.P.** Termodinamika. «Maarif» nəşriyyatı 1970, 302.
2. **Каменкович В.М.** Основы динамики океана. Л., Гирометеоиздат, 1973, 240 с.
3. **Зубов Н.Н.** Динамическая океанология. М., Гирометеоиздат, 1947, 430 с.
4. **Мамаев О.И.** TS-анализ вод Мирового океана. Л., Гирометеоиздат, 1970, 364 с.
5. **Монин А.С., Нейман В.Г., Филлюшкин Б.М.** О стратификации плотности в океане. «ДАН СССР» 1970, т. 191, №6, с. 1277-1279.
6. Океанографические таблицы. Изд. 4-е. Л., Гирометеоиздат, 1975, 475 с.
7. Открытие, экспериментальное исследование и разработка теории течения Ломоносова. Под редакцией А.Г.Колесникова. Севастополь, изд. МГИ, 1968, 243 с.
8. **Путилов К.А.** Термодинамика. М., 1971, 375 с.
9. **Трайбус М.** Термостатика и термодинамика. Пер. с англ., М., «Энергия», 1970, 501 с.
10. Физика океана. Под редакцией д-а физ.-мат. наук, проф. Ю.П.Доронина. Л., Гидрометеоиздат, 1978.

MÜNDƏRİCAT

	Səh.
Ön söz	3
Giriş	5
I FƏSİL	
TERMODİNAMİKADAN BƏ'Zİ ANLAYIŞLAR	7
§1.1. Termodinamik sistem və termodinamik parametrlər	7
§1.2. Molekulyar nöqteyi-nəzərdən termodinamik tarazlıq	9
§1.3. Termodinamikanın əsas müddəaları və onların izahı	10
§1.4. Kvazistatik və qeyri-statik proseslər	12
§1.5. Sistemin daxili enerjisi. İş və istilik	13
§ 1.6. Termik və kalorik hal tənlikləri	17
§ 1.7. Termodinamikanın birinci qanunu	19
§ 1.8. Sistemlərin termik və kalorik xassələri	21
§1.9. İstilik tutumları və gizli istilik	22
§1.10. Əsas termodinamik proseslər və onların tənlikləri.	26
§1.11. Termodinamikanın ikinci qanunu	29
§1.12. Dönən və dönməyən proseslər	33
§1.13. Kvazistatik proseslər üçün termodinamikanın ikinci qanunu. Entropiya və mütləq temperatur	36
§1.14. Kvazistatik proseslər üçün termodinamikanın əsas tənliyi. Entropiyanın hesablanması	40
§1.15. İstilik məşinlərinin tipləri	43
Məsələlər	45
II FƏSİL	
OKEAN TERMODİNAMİKASININ ƏSASLARI	49
§2.1. Dəniz və okeanlar termodinamik sistem kimi.....	49

§2.2. Dəniz suyunun hal tənliyi	54
§2.3. Dəniz suyunun entropiyası	60
§2.4. Dəniz suyunun istilik xarakteristikaları	68
§2.5. Adiabatik proses	78
§2.6. Okeanın şaquli dayanaqlığı	82

III FƏSİL

TERMODİNAMİK PARAMETRLƏRİN DƏYİŞMƏSİ VƏ SAXLANMASININ ƏSAS QANUNLARI

§3.1. Dəniz suyunun ümumi hərəkət tənlikləri	90
§3.2. Dəniz suyu kütləsinin saxlanması və duzların dif- fuziyası tənlikləri	99
§3.3. Termodinamik sistemin mexaniki və daxili enerjisi	102
§3.4. Entropiyanın və istilikkeçiricinin dəyişmə tən- likləri	108
§3.5. Bussinesk yaxınlaşması	113
Ədəbiyyat	117

Hümbətov Abbas İldırım oğlu
Hüseynov Nizami Alışan oğlu (Alıxanlı)

Dəniz və okeanların termodinamikası

Nəşriyyatın direktoru:

Baş redaktor:

Mətbəə üzrə direktor müavini:

Redaksiya müdiri:

Texniki redaktor:

Kompüter tərtibçisi:

Balakişi Ağayev

Məmməd Əlizadə

Ələs Qasımov

Məryəm Qədimova

Nərgiz Quliyeva

Azadə İmanova

Yığılmağa verilmişdir: 25.11.2001-ci il.

Çapa imzalanmışdır: 02.01.2002-ci il.

Kağız formatı 84x108 1/16. Həcmi 7.5 ç.v. Tiraژی 500. Sifariş 81.

Bakı Universiteti nəşriyyatı,

Ünvan: Bakı - 370148, Z.Xəlilov küçəsi, 23.

Bakı Universiteti nəşriyyatının mətbəəsi