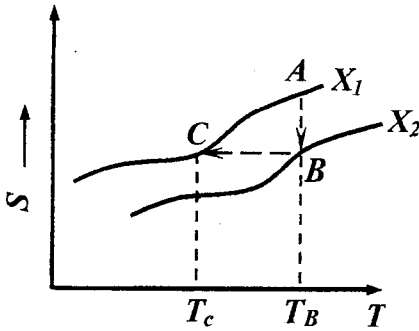


E.Ə. MƏSİMOV

AŞAĞI TEMPERATURLAR.
KVANT MAYELƏRİ



Bakı
Şirvanəşr
2008

Beynəlxalq Qızıl Priz laureatı (Madrid, 2004)
Şirvannəşr, 95 (1231), 2008
Naşir Qəşəm İsabəyli

536
+M154

Elmi redaktoru
B. M. Əsgərov, akademik
Rəyçilər
E. Ə. Eyvazov, f.-r.e.d.prof.
Q. C. Sultanov, f.-r.e.d.prof.

268931

E.Ə.Məsimov
Aşağı temperaturalar. Kvant mayeləri
Bakı-Şirvannəşr-2008
144 səh

Kitab BDU-nun Fizika problemləri ETİ-nin Elmi Şurasının qərarı ilə çap olunur.

83.3 Az (2)
M ----- Bakı Dövlət Universiteti
054 ELMİ KİTABXANA

© E.Ə.Məsimov, 2008

Ünvan: Bakı-Az 1021, Badamdar şos. 77
Tel: 492-92-27, 492-93-72, (050)316-23-40

ÖN SÖZ

İstənilən maddənin hissəciklərinin kəsilməz xaotik (nizamsız) istilik hərəkətləri və bu hərəkətlərin temperaturla əlaqədar intensivliyi (enerjisi) onun xassələrinə əsaslı sürətdə təsir göstərir. Məhz buna görə də maddənin praktik olaraq bütün xassələri bu və ya digər yolla onun temperaturundan və onu təşkil edən hissəciklərin istilik hərəkətlərinin intensivliyindən asılıdır.

Maddələrin xassələrini otaq temperaturunda tədqiq etdikdə maddənin daxilində gedən bəzi vacib proseslər özlərini kifayət qədər biruzə vermirlər. Bu zaman maddənin xassələrinin bəzi spesifik xüsusiyyətləri onu təşkil edən hissəciklərin istilik hərəkətləri fonunda hiss olunmurlar. Ona görə də təbiidir ki, maddələrin xassələrinin molekulyar hərəkətlərin kifayət dərəcədə zəif olduğu halda, yəni aşağı temperaturlarda öyrənilməsi böyük əhəmiyyət kəsb edir.

Kifayət qədər aşağı (kiçik) temperaturlarda atomların kvant təbiətli qarşılıqlı təsirləri hesabına meydana çıxan və yüksək temperaturlarda özünü biruzə verməyən bəzi fiziki hadisələr müşahidə olunur. Bu cür fiziki hadisələrin tapılması və müşahidə olunması maddələrin mütləq sifra yaxın temperaturlarda öyrənilməsinin vacibliyini (aktuallığını) təsdiq edir. Doğrudan da aşağı temperaturlarda maddələrin gözlənilən bir sıra yeni xassələri kəşf edildi. Yalnız kvant mexanikası ilə izah oluna bilən ifrat keçiricilik, cisimlərin istilik tutumlarının mütləq sifra yaxın temperaturlarda müşahidə olunan anomal dəyişməsi, ifrat axıcılıq və s. deyilənlərə misal ola bilər. Kvant nəzəriyyəsinə görə bütün cisimlərin istilik tutumu mütləq sifra yaxın temperaturlarda sifra yaxınlaşır. Maddələrin məhz bu xassəsi aşağı temperaturlarda təcrübi elmi-tədqiqat işləri aparmaq üçün lazım olan temperaturları bilavasitə almaq imkanını yaratmışdır. Məsələn məlumdur ki, maye helium çox kiçik buxarlanma istiliyinə malikdir. Onun müəyyən həcmnin buxarlanma isti-

liyi həmin həcmdəki suyun buxarlanma istiliyindən 1000 dəfə-lərlə azdır. Hesablamalar göstərir ki, əgər heliumun mütləq sıf-
ra yaxın temperaturalarda istilik tutumu onun otaq temperaturun-
dakı istilik tutumuna bərabər olsaydı buxarlanma istiliyi kiçik
olan bu maddəni praktik olaraq soyutmaq mümkün olmazdı.

Maddələrin xassələrini aşağı temperaturalarda tədqiq etmək
üçün, onlar temperaturu kifayət qədər kiçik olan cisimlə kon-
taktı olmalıdır. Bu cür “soyuq” cisimlərin alınması aşağı tem-
peraturlar texnikasının qarşısında duran əsas məsələlərdən bi-
ridir. Burada “soyuq” cisimlər rolunu qaynama temperaturunda
olan müxtəlif mayeləşmiş qazlar oynayır. Bu cür qaynayan
mayeləşmiş qazlar öyrənilən cisimlə kontaktda olduqda onların
temperaturu dəyişmir, bu kontakt yalnız qaynamanın intensiv-
liyini artırır. Məhz qazların mayeləşdirilməsi ilk dəfə olaraq
aşağı temperaturların alınmasına yol açdı, bu iş öz növbəsində
aşağı temperaturlar fizikasının yaranmasına səbəb oldu.

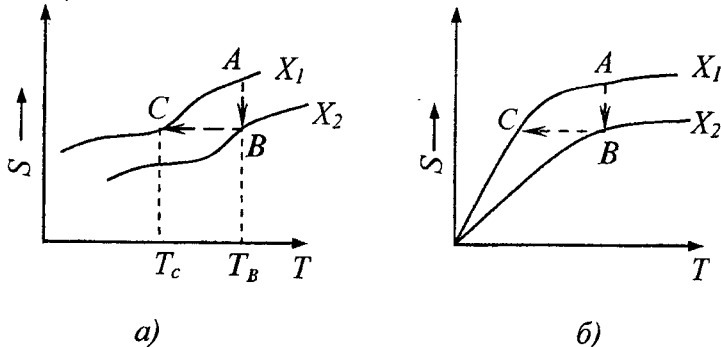
Yekunda bu kitabın hazırlanmasında göstərdikləri köməyə
görə müəllif, f.-r.e.n. R. Bağırova, f.-r.e.n. B. Paşayevə, S. İma-
məliyevaya, R. Tağıyevaya, Z. Qasımovaya öz dərin minnat-
darlığını bildirir.

FƏSİL I

AŞAĞI TEMPERATURLARIN ALINMASININ ƏSAS PRINSİPLƏRİ

§1.1. Aşağı temperaturların alınmasının əsas prinsipləri

Məlumdur ki, sabit həcmdə və təzyiqdə sistemin entropiyası (nizamsızlıq, xaosluq dərəcəsi) temperaturun monoton dəyişən funksiyasıdır [1]. Ona görə də sistemin istənilən soyumasına entropiyanın azalması ilə bağlı nizamlanma prosesi kimi baxmaq olar, başqa sözlə soyuma prosesi entropiyanın “sıxılması” deməkdir. Belə “sıxılma” ona görə mümkün olur ki, entropiya temperaturdan başqa eyni zamanda digər dəyişən parametrlərin də funksiyasıdır, $S=S(T,X)$. Burada X -sistemin entropiyasını dəyişdirən müəyyən fiziki parametridir. Entropiyanın temperaturdan və X -parametridən asılılığı şəkil 1.1-də göstərilmişdir.



Şəkil 1.1. Entropiyanın temperaturdan və X -parametridən asılılığı.

Şəkil 1.1a-dan görüldüyü kimi X parametri izotermik olaraq X_1 qiymətindən X_2 -qiymətinə qədər (A -dən B -yə qədər) dəyişdikdə entropiyanın qiyməti azalır. X parametrinin sabit entropiyada X_2 -dən X_1 -ə qədər sonrakı dəyişməsində ($B \rightarrow C$) temperatur T_B -dən T_S -ə qədər azalır. Parametrin sabit entropiyada

ada dəyişməsi prosesi həm adiabatik, həm də $\Delta S = \int \frac{dQ}{T}$ olduğu üçün dönəndir.

Termodinamikanın II qanununa görə temperaturun belə azalması zamanı sistemin xarici qüvvələrə qarşı gördüyü iş maksimal olduğundan bu ən effektiv soyutma üsuludur. Şəkil 1.1 b-dəki əyriyərin xarakterinə görə demək olar ki, sonlu sayda proseslərin ($A \rightarrow B \rightarrow C$) köməyi ilə prinsipcə sistemi mütləq sıfır qədər soyutmaq imkanı vardır. Lakin X parametrinin (Şəkil 1.1b) göstərilən qiymətlərində bu imkan aradan qalxır. Şəkil 1.1b-də göstərilənlərin düzgünlüyü termodinamikanın III qanunundan irəli gəlir. Termodinamikanın III qanununa görə mütləq sıfırda sistemin tarazlıqda olan bütün hallarına uyğun entropiyanın qiymətləri arasındakı fərq sıfır bərabərdir, başqa sözlə, heç bir üsulla sonlu sayda tsikllərin köməkliyi ilə sistemin temperaturunu mütləq sıfır qədər azaltmaq olmaz.

Yuxarıda deyilənlərə baxmayaraq, X -parametrini dəyişməklə mütləq sıfırın alınması istisna olmaqla sistemin temperaturunu azaltmaq olar və bu metod praktikada geniş tətbiq olunur.

Deyilənlərə misal olaraq qazı izotermik sıxıb sonra isə adiabatik genişləndirmək və paramaqnit duzları izotermik maqnitləşdirib sonra isə adiabatik maqnitləşdirmək metodları ilə sistemin soyudulmasını göstərmək olar. Bu metodlarda X parametri kimi qazın təzyiqi (P) və maqnit dipolları qrupuna tətbiq olunmuş maqnit sahəsinin intensivliyi (H) götürülür.

§ 1.2. Qazların mayeləşdirilməsi

Real qazların özünü aparmasını xarakterizə etmək üçün çoxlu sayda müxtəlif tənliklər təklif olunmuşdur. Bunların ən sadəsi və eyni zamanda kifayət qədər yaxşı nəticə verəni Van-der-Vaals tənliyidir:

$$\left(p + \frac{a}{V_o^2}\right)(V_o - b) = RT \quad (1.1)$$

burada p –qaza xaricdən göstərilən təzyiq (bu təzyiq qazın qabın divarlarına göstərdiyi təzyiqə bərabərdir), V -molyar həcm, a və b –təcrübədən tapılan və müxtəlif qazlar üçün müxtəlif qiymətlərə malik olan Van-der-Vaals sabitləridir. Əgər təzyiq paskalla, həcm isə m^3/mol -la ifadə olunsa, onda a -sabit $Pa \cdot m^6 / mol^2$ -la, b -sabit isə m^3 / mol -la ölçülər.

Molekullar arasında cazibə qüvvəsi olduğundan qaz sanki xarici təzyiqdən daha böyük təzyiq altında sıxılır. $\frac{a}{V_o^2}$ -həddi məhz molekulların qarşılıqlı cazibəsini xarakterizə edən düzəlişdir.

Molekullar sonlu həcmə malik olduğundan, molekulların hərəkət edə bildikləri həcm, qabın həcmi V_o -dan kiçik olur. (1.1)-də b həddi həmin fərqi xarakterizə edir. O, tərtibinə görə qazın bir molunda olan molekulların tutduğu yekun həcmə bir neçə mislinə bərabərdir.

(1.1) tənliyi qazın 1 molu üçün yazılmışdır. Bu tənlikdən istənilən kütləli qaz üçün hal tənliyinə keçmək üçün nəzərə almaq lazımdır ki, eyni şəraitdə n -mol miqdarında qaz n dəfə böyük həcm tutur. $V = nV_o$. (1.1) tənliyində V_o -ı V/n -lə əvəz etsək

$$\left(p + \frac{n^2 a}{V^2}\right)\left(\frac{V}{n} - b\right) = RT \quad (1.2)$$

alarıq. Bu tənliyi n -ə vursaq və $a' = n^2 a$ və $b' = nb$ işarə etsək n -mol qaz üçün Van-der-Vaals tənliyini alarıq:

$$\left(p + \frac{a'}{V^2}\right)(V - b') = RT \quad (1.3)$$

burada a' və b' n -mol miqdarında qaz üçün Van-der-Vaals sabitləridir.

Van-der-Vaals tənliyindən görünür ki, istənilən qazın temperaturunu onun böhran temperaturundan kiçik temperatura qədər azaltdıqda onu maye halına keçirmək mümkündür. Məsələn, karbon qazının böhran temperaturu $31,1^\circ\text{C}$ olduğundan atmosfer təzyiqi altında onu otaq temperaturunda maye halına keçirmək mümkündür. Bir sıra maddələrin böhran parametrlərinin göstərildiyi (1.1) cədvəldən görünür ki, ammonyak və xlor qazlarını da normal təzyiq və otaq temperaturunda maye halına keçirmək olar. Lakin böhran temperaturu otaq temperaturundan çox kiçik olan elə qazlar vardır ki, onları otaq temperaturunda heç bir təzyiq altında maye halına keçirmək mümkün deyil. Belə qazlardan havanı və onu təşkil edən azot, oksigen, arqon, hidrogen, helium və böhran temperaturu otaq temperaturundan çox kiçik olan digər qazları göstərmək olar (cədvəl (1.1)-ə bax). Hətta cismin böhran halı məlum olmadığı hallarda elə hesab olunurdu ki, yuxarıda adlarını çəkdiyimiz qazlar heç bir vaxt maye halına keçirilə bilməzlər. Belə qazları mayeləşdirmək üçün əvvəlcədən başqa yollarla onların temperaturunu böhran temperaturundan kiçik temperaturalara qədər azaldıb, sonra isə xarici təzyiqi artırmaq vasitəsilə maye halına keçirmək lazımdır. Qazları bu cür ilkin soyutmaq üçün ayrı-ayrı və ya bir yerdə iki metoddan - Coul-Tomson effektindən və qazların adiabatik genişlənməsi metodlarından istifadə olunur.

Cədvəl 1.1. Bezi qazların böhran parametrləri

Madde	T_b, K	$P_b,$ bar	$V_b \cdot 10^3,$ m^3/kq	Madde	T_b, K	$P_b,$ bar	$V_b \cdot 10^3,$ m^3/kq
Helium (3He)	3,35	1,18		Oksigen	154,3	50,34	2,32
Helium (4He)	5,25	2,29	14,43	Metan	190,6	46,39	6,17
Hidrogen	33,2	13,29	32,26	Karbon tur- şusu	304,2	73,94	2,17
Neon	44,3	26,23	2,06	Ammon- yak	405,6	112,94	4,26
Azot	126,0	33,93	3,22	Xlor	417,1	77,08	1,75
Arqon	151,1	48,62	1,88	Su	647,3	220,53	2,50

§1.3. Coul - Tomson effektindən istifadə etməklə qazların mayeləşdirilməsi

Məlumdur ki, ideal qazın boşluğa genişlənməsi zamanı təcrübələrdə onun temperaturunun müşahidə olunan cüzi dəyişməsi qazın ideal qaz olmaması ilə əlaqədardır. Coul və Tomson çox dəqiq və həssas təcrübələr apararaq qeyri-ideal qazın temperaturunun gözə çarpacaq dərəcədə dəyişməsinə (soyumasına) nail olmuşlar.

Onlar, qazı böyük və sabit təzyiqdə istidən izolə olunmuş məsaməli arakəsmədən adiabatik olaraq keçməyə məcbur etmişlər. Arakəsmənin hidrodinamik müqaviməti nəticəsində qazın təzyiqinin bir hissəsi itir (azalır) və qaz arakəsmədən qismən kiçik təzyiqdə keçir. Bu proses bəzən drosselləşdirmə adlandırılır. Qeyd edək ki, qazın axmasına nail olan istənilən qurğu drossel adlanır.

Qazın axmasının stasionar olması üçün, yəni arakəsmənin hər iki tərəfində təzyiqlərin sabit qalması üçün bu təzyiqləri sabit saxlayan qurğu – nasos (kompresor və s.) olmalıdır. Bu nasos arakəsmənin müqavimətini dəf etmək üçün xarici iş görür. Qeyd edək ki, bu proses qazın boşluğa genişlənməsindən məhz bu işin görülməsi ilə fərqlənir (qaz boşluğa genişləndirdikdə iş görülmür).

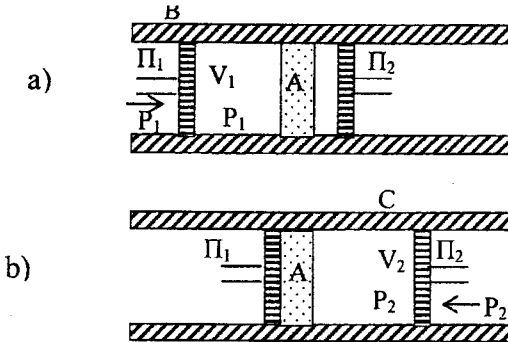
Asanlıqla göstərmək olar ki, Coul-Tomson prosesində qeyri-ideal qazın arakəsmədən adiabat süzülmə prosesində qazın temperaturu dəyişir.

Qeyd edək ki, ideal qazın bu cür genişlənməsi prosesində onun temperaturu dəyişmir. Coul-Tomson effektində temperatur dəyişməsi onunla əlaqədardır ki, qaz genişlənərkən onun molekulları arasındakı məsafə artır və molekullararası qarşılıqlı təsir qüvvələrinə qarşı daxili iş görülür. Bu görülən işin hesabına molekulların kinetik enerjisi və buna uyğun olaraq qazın temperaturu dəyişir. İdeal qazın molekulları arasında qarşılıqlı təsir olmadığından Coul-Tomson effekti müşahidə olunmur.

Bu effekt kəmiyyətə temperaturun dəyişməsinin (ΔT) bu dəyişməni törədən təzyiqlər fərqi ilə (ΔP) nisbəti ilə xarakterizə olunur və Coul-Tomsonun differensial əmsalı (μ) adlanır.

$$\mu = \frac{\Delta T}{\Delta P} \quad (1.4)$$

μ - əmsalını hesablamaq üçün tutaq ki, 1 mol qaz istilikdən izolə edilmiş silindirdə yerləşən məsaməli arakəsməsindən (A) soldan sağa süzülür (keçir). Arakəsmədən B nöqtəsinə qədər qazın həcmi V_1 (şəkil 1.2a) qaz süzüldükdən sonra arakəsmədən C – nöqtəsinə qədər həcmi V_2 ilə işarə edək (şəkil 1.2b). Π_1 xəyali porşeni, qazı soldan sağa arakəsmədən P_1 təzyiqi altında süzülməyə məcbur edir. Arakəsmədən keçdikdən sonra qaz xəyalən götürülmüş Π_2 porşeninini yerini dəyişdirir (sabit P_2 təzyiqində).



Şəkil 1.2

Qazın bu prosesdə (sabit təzyiqdə) gördüyü xarici iş $A_1 = -P_1(0 - V_1)$, qazın məsamədən sağda gördüyü iş isə $A_2 = -P_2(V_2 - 0)$ olar. Bu prosesdə arakəsmədən solda son həcm, arakəsmədən sağda isə başlanğıc həcm sıfıra bərabərdir. Qazın genişlənməsi zamanı görülən tam iş ΔA

$$\Delta A = P_1 V_1 - P_2 V_2 \quad (1.5)$$

olacaqdır. Məlumdur ki, termodinamikanın birinci qanuna görə enerjinin dəyişməsi

$$\Delta E = \Delta Q - \Delta A \quad (1.6)$$

tənliyi ilə ifadə olunur.

Prosesin adiabatik baş verdiyini, yəni $\Delta Q = 0$ olduğunu nəzərə alsaq (1.6)-dan

$$P_2 V_2 - P_1 V_1 = E_1 - E_2 \quad (1.7)$$

alarıq. Yəni qazın adiabatik olaraq genişləndikdə gördüyü iş daxili enerjinin $\Delta E = E_2 - E_1$ dəyişməsinə bərabər olur. (1.7)-dən

$$E_1 + P_1 V_1 = E_2 + P_2 V_2 \quad (1.8)$$

alarıq. (1.8)-dən $E + PV = H$ kəmiyyəti, 1 mol qazın istilik funksiyası və ya entalpiyası adlanır. (1.8)-dən görünür ki, Coul-Tomson effektində qazın istilik funksiyası sabit qalır ($dH = d(E + PV) = 0$). İdeal qazlar üçün həm daxili enerji ($\sim KT$), həm də PV həddi ($PV = RT$) yalnız temperaturdan asılıdır. Ona görə Coul-Tomson effektində qazın temperaturu dəyişməyərək sabit qalır. Onda (1.4)-ə görə Coul-Tomson əmsalı sıfıra bərabər olur ($\Delta T = 0, \mu = 0$).

Real qazlarda daxili enerji yalnız temperaturdan deyil, eyni zamanda qazın tutduğu həcmdən də asılıdır. Ona görə də real qazlarda entalpiyanın sabitliyi hələ temperaturun sabitliyi demək deyil. Təcrübələr göstərir ki, bəzi qazlar adiabatik genişləndikdə soyuyurlar (məsələn azot, oksigen və s.) digərləri isə qızırırlar. Bu, o deməkdir ki, birinci halda $\mu = (\Delta T / \Delta P)$ əmsalı müsbətdir ($\Delta P < 0$ və $\Delta T < 0$), ikinci halda isə mənfidir ($\Delta P < 0, \Delta T > 0$).

Qeyd edək ki, Coul-Tomson effekti dönməz proses olduğundan entropiyanın artması ilə müşayiyyət olunur ($dS > 0$). İndi də μ -əmsalını hesablayaq.

Yuxarıda gördüyümüz kimi Coul-Tomson effektində entalpiya sabit qalır, yəni

$$dH = d(E + PV) = 0 \quad (1.9)$$

(1.9)-u

$$d(E + PV) = dE + PdV + VdP = 0 \quad (1.10)$$

kimi yazaraq və

$$dE = TdS - PdV \quad (1.11)$$

olduğunu nəzərə alsaq

$$TdS + VdP = 0 \quad (1.12)$$

olar. Entropiyanın dəyişməsinə temperaturun və təzyiqin dəyişmələri ilə ifadə etsək, yəni məlum

$$dS = \frac{C_p dT}{T} - \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p dP \quad (1.13)$$

düsturunu (1.12)-də yerinə yazsaq

$$C_p dT - T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p dP + VdP = 0 \quad (1.14)$$

alaraq və buradan μ üçün

$$\mu = \frac{dT}{dP} = \frac{T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p - V}{C_p} = \frac{V}{C_p} (\alpha T - 1) \quad (1.15)$$

ifadəsini alaraq. Burada $\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$ - qazın istidən genişlənmə əmsalıdır. (1.15)-dən görünür ki, μ -əmsalının işarəsi $\alpha \cdot T$

kəmiyyətindən asılıdır. $\alpha \cdot T > 1$, olduqda $\mu > 0$; $\alpha T < 1$ olduqda isə $\mu < 0$ olur. İdeal qazlar üçün

$$PV = RT \quad (1.16)$$

olduğundan

$$\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p = \frac{1}{T} \quad (1.17)$$

və uyğun olaraq (1.15)-ə görə $\mu = 0$ olur.

Real qazlar üçün μ -əmsalı həm müsbət, həm də mənfi qiymətlər ala bilər. Bununla yanaşı eyni bir qaz üçün μ kəmiyyəti müxtəlif temperatur oblastlarında həm mənfi, həm də müsbət qiymətlər alır. Ona görə hər bir qaz üçün elə t_0 temperaturu mövcuddur ki, bu temperaturda μ öz işarəsini dəyişir. Bu temperatur inversiya temperaturu və ya inversiya nöqtəsi adlanır.

Əgər qazın halı Van-der-Vaals tənliyi ilə xarakterizə olunursa μ -əmsalının qiymətini aşağıdakı kimi tapmaq olar.

$$\left(P + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT \quad (1.18)$$

Doğrudanda (1.18) tənliyini açıb və tənliyin hər iki tərəfini $P = \text{const}$ şərti daxilində temperatura görə differensiallayıb və bir neçə sadə riyazi əməliyyatdan sonra μ üçün

$$\mu = \frac{1}{C_p} \frac{\frac{2a}{RT} \left(1 - \frac{b}{V}\right)^2 - b}{1 - \frac{2a}{RTV} \left(1 - \frac{b}{V}\right)} \quad (1.19)$$

qiymətini alaraq.

Qazın təzyiqi çox böyük olmadıqda $\frac{b}{V} \ll 1$ və $\frac{2a}{RTV} \ll 1$ olar, onda (1.18)-dən

$$\mu \approx \frac{1}{C_p} \left(\frac{2a}{RT} - b \right) \quad (1.20)$$

alırıq.

(1.20)-dan görünür ki, $\frac{2a}{RT} > b$ və ya $T > \frac{2a}{bR}$ olduqda $\mu > 0$ olur, yəni qaz genişlənmərkən qızır. Aydındır ki, inversiya temperaturu

$$T_0 = \frac{2a}{bR} \quad (1.21)$$

şerti ilə təyin olunur. T_0 -ın bu qiymətini böhran temperaturunun

$$T_b = \frac{8a}{27bR} \quad (1.22)$$

qiyməti ilə müqayisə etsək,

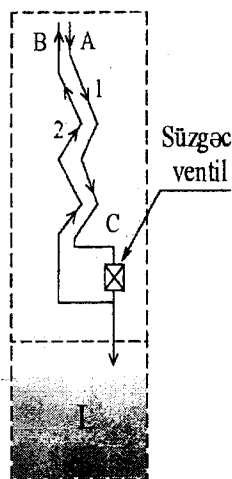
$$T_0 = \frac{27}{4} T_b \approx 6,7 T_b \quad (1.23)$$

Bu nəticənin təqribi olmasına baxmayaraq təcrübədən T_0 üçün alınan qiymətlə üst-üstə düşür.

Coyl-Tomson effekti aşağı temperaturun alınmasında və qazların mayeləşdirilməsində çox geniş istifadə olunur.

Yuxarıda təsvir olunan süzülmə prosesi bütün mayeləşdiricilərdə tam prosesin axırncı mərhələsi kimi istifadə olunur. Mayeləşdiricidə gedən prosesin axırncı pilləsi (mərhələsi) sxematik olaraq şəkil (1.3)-də göstərilmişdir. Bu pillə süzgəc ventildən və istilik mübadiləsini təmin edən hissədən ibarətdir.

P_A -təzyiqinə, T_A -temperaturuna və H_A məxsusi entalpiyasına malik sıxılmış qaz A nöqtəsinə verilir (Şəkil 1.3). Süzgəc ventildən süzüldükdən sonra P_L , T_L və H_L parametrlərinə malik maye L -kollektorunda yığılır. Mayeləşməmiş, yalnız soyumuş və P_B , T_B və H_B -parametrlərinə malik olan qaz isə istilik mübadiləsini təmin edən hissədən 2 yolu ilə (şəkil 1.3) keçərək və 1-yolunu gələn isti seli soyudaraq B -nöqtəsindən çıxır. Süzülmə prosesində entalpiyanın sabit olduğunu nəzərə alaraq mayeləşmə dərəcəsi (ε) üçün



Şəkil 1.3. Qaz mayeləşdiricisində gedən prosesin sxematik təsviri.

$$H_A = \varepsilon H_L + (1 - \varepsilon) H_B \quad (1.24)$$

və buradan

$$\varepsilon = \frac{H_A - H_B}{H_L - H_B} = \frac{H_B - H_A}{H_B - H_L} \quad (1.25)$$

alırıq.

Bu düsturda istilik mübadiləsini təmin edən hissənin mayeləşdirmə dərəcəsinə təsiri nəzərə alınmayıb. Lakin bu hissənin işi T_B və H_B kəmiyyətlərini müəyyən etdiyindən onun mayeləşmə dərəcəsinə təsirinin nəzərə alınması vacibdir.

İstilik mübadiləsini təmin edən qurğunun faydalı iş əmsalı (η) 1-qaz selindən 2 qaz selinə verilən həqiqi istilik miqdarının, verilə biləcək tam istilik miqdarına nisbətində bərabər olduğundan $T_B \rightarrow T_A$ olduqda $\eta \rightarrow 1$ olur. Əgər $\eta = 0$ olarsa, yəni istilik mübadiləsini təmin edən hissə olmazsa, onda $T_B = T_G$ (T_G -qazın süzülmədən sonrakı temperaturudur) və uyğun olaraq $H_B = H_G$ -olar. Qazı mayeləşdirmək üçün $T_G = T_L$ və $\varepsilon \geq 0$, yəni $H_G = H_L + \lambda$ (λ -xüsusi buxarlanma istiliyidir) və $H_B = H_G$ ($\eta = 0$), $H_A \leq H_L + \lambda$ olmalıdır. Məsələn, helium üçün $H_L + \lambda = 7$ kal/q olduğundan $H_A < 7$ kal/q olması üçün $T < 7,5$ K olmalıdır. Belə aşağı temperaturları digər soyuducularla almaq mümkün olmadığından effektiv istilik mübadiləsi qurğularının olması lazımdır. İdeal istilik mübadiləsini təmin edən sistem olduqda, yəni $\eta = 1$ olduqda $\varepsilon = \varepsilon_0$ və $H_B = H_B^0$ olur.

Onda

$$\varepsilon_0 = \frac{H_B^0 - H_A}{H_B^0 - H_L} \quad (1.26)$$

Real halda isə ($\eta < 1$) göstərmək olar ki,

$$\varepsilon = \varepsilon_0 - (1 - \eta)(1 - \varepsilon_0) \frac{H_B^0 - \lambda - H_L}{H_B^0 - H_L} \quad (1.27)$$

olur. Adətən $0,8 < \eta < 1$ olur və son (1.27) ifadəsi

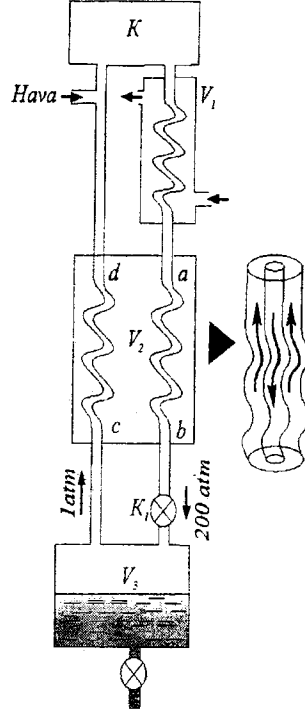
$$\varepsilon = \varepsilon_0 - \alpha(1 - \eta) \quad (1.28)$$

kimi yazıla bilər, burada α -əmsalı vahiddən kiçikdir ($\alpha < 1$).

Qazları əvvəlcə böhran temperaturundan kiçik temperatura qədər soyudub sonra işə mayeləşdirən ilk qurğularda Coul-Tomson (süzmək) effektindən istifadə olunmuşdur [3]. Hal-hazırda bu məqsədlə detanderlərdə genişləndirmək metodla-

268931

rından istifadə olunmasına baxmayaraq, ilk mayeləşdiriciyə –Linde mayeləşdiricisinə baxaq [4]. Burada Coul-Tomson effekti istifadə olunmaqla bərabər, əks istiqamətdə keçən qaz sellərinin istilik mübadiləsi kimi vacib konstruktiv prinsipdən istifadə edilmişdir. Linde mayeləşdiricisinin sxemi şəkil 1.4-də göstərilmişdir. Hava atmosferdən K kompressörünə daxil olur və orada 200 atm. təzyiqə qədər sıxılır. Bundan sonra o, sirkulyasiya edən su ilə soyudulan spiralvari borudan keçir. Qaz sıxılan zaman ayrılan istiliyi suya verir və mayeləşmə prosesinə gedən qaz sıxılmamış haldakı tem-



Şəkil 1.4. Linde mayeləşdiricisinin sxemi.

peraturunda olur. Sonra qaz ab -spiralvari borusundan keçərək süzücü K_1 -ventilinə çatır və süzülərək V_3 -həcmində atmosfer təzyiqinə qədər genişlənir. Bu zaman qaz soyuyur, lakin onun temperaturu mayeləşdirmək üçün kifayət qədər aşağı düşməmiş olur. Soyumuş, lakin mayeləşməmiş qaz spiralvari cd borusu vasitəsilə geri qayıdır.

**Bakı Dövlət Universiteti
ELMİ KİTABXANA**

ab və cd spiralvari boruları V_2 həcmində elə yerləşdirilmişdir ki, onların arasında və onlardan keçən qazlar arasında istilik kontaktı kifayət qədər yaxşı olsun. Bu kontaktın hesabına genişlənmiş və soyumuş qaz K_1 ventilindən sonra genişlənəcək və onun əksi istiqamətdə hərəkət edən sıxılmış qaz selini soyudacaqdır. Aydındır ki, bu qaz seli K_1 -ventilinə birinci gedən qaz selinə nisbətən soyuq olacaqdır və süzüldükdən sonra daha da soyuyacaqdır. Daha çox soyumuş qaz V_2 həcmində yeni qaz kütləsini soyudacaq və bu proses davam edəcək. Müəyyən zaman keçdikdən sonra qazın temperaturu mayenin qaynama temperaturuna (kondensə olunma temperaturuna) bərabər olduqda növbəti süzülmədə qaz qismən mayeləşərək V_3 -həcminə toplanacaqdır. Linde mayeləşdiricisində bir-birinin içərisinə salınmış və sonradan spiralvari forma verilmiş borulardan istifadə olunur. Müxtəlif mayeləşdiricilərdə istilik mübadiləsini təmin edən hissələrin konstruksiyalarının müxtəlif olmasına baxmayaraq, onların işləməsinin fiziki prinsipləri eyni olaraq qalır.

§1.4. Adiabatik genişləndirməklə qazların mayeləşdirilməsi

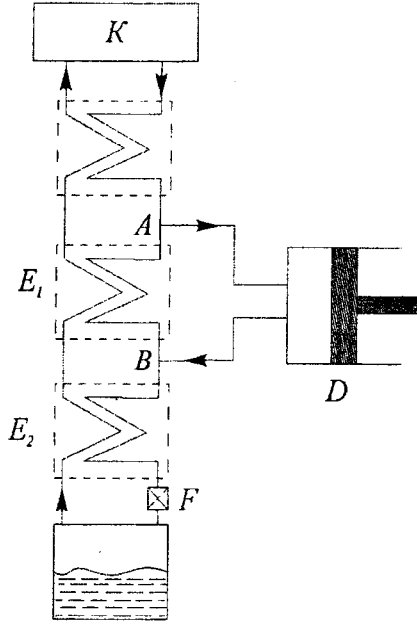
Müəyyən olunmuşdur ki, daxilində qazın adiabatik genişlənmək və “xarici” iş görərək soyumasını təmin edən detanderlərin tətbiqi mayeləşdiricilərin effektivliyini artırır. Helium mayeləşdiricilərində detanderdə adiabatik genişlənmə qazı çox təhlükəli maye hidrogenlə soyutmaqdan imtina etməyə imkan verir. Bu iki səbəb detanderlərin mayeləşdiricilərdə geniş istifadə olunması üçün zəmin yaratdı. Bu tipli ilk mayeləşdirici Klod tərəfindən yaradılmışdır (Şəkil 1.5).

Qaz K kompresorunda izotermik olaraq sıxılır (temperatur, su sistemi vasitəsilə sabit saxlanılır). Qaz kompressordan qurğunun istiilik mübadiləsini təmin edən E_1 hissəsinə daxil olur.

Burada qaz A nöqtəsində iki selə ayrılır. Birinci sel boru ilə istilik mübadiləsi olan E_2 hissəsindən keçərək F -süzücü ventiline tərəf gedərək orada süzülür və Coul-Tomson effekti hesabına soyuyur. İkinci sel (qazın təxminən 80%) D -detanderinə daxil olur və orada iş görərək genişlənir və bunun hesabına soyuyur. Soyumuş qaz detanderdən E_1 -ə daxil olur və qarşıya gələn isti, sıxılmış qazı soyudur. B nöqtəsində soyumuş qaz bu qaza qoşulur. Deyilənlərdən görünür ki, detanderdə soyuma süzülmədən qabaq qazın ilkin soyudulmasında istifadə olunur.

Havanı mayeləşdirmək üçün istifadə olunan Klod qurğusunun bəzi xarakterik parametrlərini göstərmək maraqlı olardı: kompressorun çıxışında qazın təzyiqi - 40 atm, detanderin girişində temperatur-200K, detanderdə genişləndikdən sonra təzyiqlətmə, temperatur-110 K olur.

Havanı mayeləşdirmək üçün Klod qurğusu tipli çoxlu sayda qurğular yaradılmışdır. Onların ən maraqlı olanlarından biri Kapitsanın yaratdığı mayeləşdiricidir. Bu qurğuda porşenli detander turbinli detanderlə əvəz olunmuşdur. Bu qurğunun digər xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, detanderə daxil olan qazın təzyiqi az olur. (6,5 atm), lakin bu qurğuda Klod qurğusundan fərqli olaraq qazın praktiki olaraq hamısı (80%) detanderdən keçir. Turbinli detanderdə



Şəkil 1.5. $1/\chi_A \sim T$ asılılığı

genişlənmə nəticəsində qaz 86K-ə qədər soyuyur və qazın detanderdən keçməyən hissəsini soyudur. Bu zaman maye yüksək təzyiq altında olur və uyğun ventillə vasitəsilə kiçik təzyiqlə süzülür.

Detanderlərdə genişlənmə hidrogen və helium mayeləşdiricilərində də geniş istifadə olunur. Heliumu mayeləşdirən ilk detanderli qurğu Kapitsa tərəfindən yaradılmışdır (1934). Bu qurğuda heliumun ilkin soyuması maye hidrogenlə deyil, maye azotla həyata keçirilir. Bu zaman çatışmayan soyuma detanderdə genişlənmə hesabına olur.

Qaynama temperaturları digər qazların qaynama temperaturlarından çox kiçik olan qazlar (azot, oksigen, hidrogen, helium), onların 1 atmosfer təzyiqdə qaynama temperaturlarından bərkimə temperaturlarına qədər olan oblastda aşağı temperaturları almağa imkan verir. Bu temperatur oblastını həmin mayelərin buxarını sorub təzyiqlərini azaltmaqla (maye, daxili enerjisi hesabına buxarlanaraq soyuyur) almaq olar. Bərk halda bu qazlar, onlarla soyudulan cisimlər arasında istilik kontaktı yaratmaq çətin olduğundan, soyuducu kimi istifadə oluna bilmirlər. Aşağıdakı cədvəldə yuxarıda qeyd olunan mayeləşən qazların bəzi parametrləri göstərilmişdir.

Cədvəl 1.2

Qaz	$T_{qay.}$ (1atm.) K	$T_{bərkimə.}$ K	$\rho_{bərk.}$ kq/m ³	$Q_{bux.}$ (1atm),kC/ kq	$P_{bux.}$ (T_b)	$\rho,$ bar
N ₂	77,32	63,14	1026	200	129	800
O ₂	90,12	54,36	1425	212,8	1,50	1150
H ₂	20,39	14,04	80	456,2	75,8	71
⁴ He	4,21	bə-mir	-	23	-	125

Beləliklə, mayeləşmiş qazlar 1.3 cədvəlində göstərilən aşağı temperatur intervallarını almağa imkan verir.

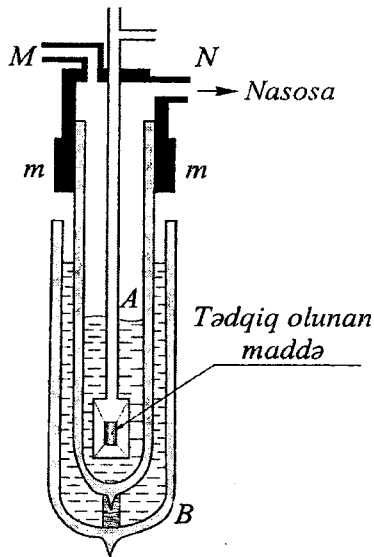
Qaz	Alına bilən aşağı temperatur intervalı
N ₂	63,14-77,32K
O ₂	54,36-90,12K
H ₂	14,04-20,39K
He ⁴	0,7-4,21K

Qeyd edək ki, maye helium adi atmosfer təzyiqində bərkimir. Ona görə buxarını sormaqla onun temperaturunu 0,7K-ə qədər azaltmaq olar.

§1.5. Mayeləşdirilmiş qazların saxlanması və daşınması

Aşağı temperaturalar alınan və həmin temperaturlarda elmi-tədqiqat işləri aparılan qurğular kriostatlar adlanırlar. Kriostatlar, aşağı temperaturalar almaqla bərabər bu temperaturları tədqiqat aparılan müddətdə sabit saxlamağa da imkan verirlər. Şəkil 1.6-da maye helium temperaturlarında tətbiq olunan ən sadə kriostat göstərilmişdir. O, bir-birinin içərisində yerləşdirilmiş Dyüar qablarından ibarətdir. Qeyd edək ki, xarici və daxili divarları arasında vakuum olan bu qablar Ceyms Dyüar tərəfindən ixtira edilmişdir. Bu ixtira, aşağı temperaturalar texnikasının inkişafında mühüm rol oynamışdır. Daxili *A* Dyüarı maye helium ilə, xarici *B* Dyüarı isə maye azotla doldurulmuşdur. Bu cür azot əhatəsi, xaricdən gələn istilik selinin qarşısının alınmasını, maye heliumunun buxarlanmasının azalmasını və onun işlənmə müddətinin artırılmasını təmin etmək üçündür (Şəkil 1.6). Daxili maye heliumu saxlayan Dyüar qabları qapaqla bağlanır və *m* rezin manjetilə kəp bərkidilir. *N* borusu vasitəsilə maye heliumun buxarı nasos vasitəsilə sorulur. Bu isə maye heliumun temperaturunu qaynama temperaturundan qismən aşağı temperaturlara qədər azaltmağa imkan verir. İşçi temperaturu, maye heliumun qaynama temperaturunun *M* boru-

suna qoşulmuş manometr vasitəsi ilə ölçülən doymuş buxarının təzyiqi arasındakı asılılıqdan tapılır.



Şəkil 1.6. Kriostatın quruluşu.

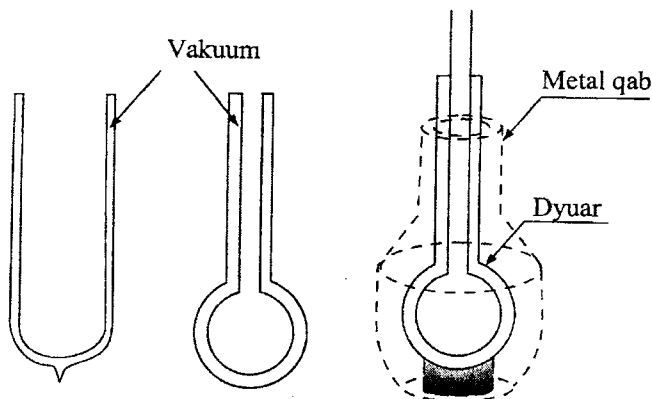
Doymuş buxarın təzyiqi kriostatdan kənarında yerləşdirilmiş xüsusi qurğu vasitəsi ilə sabit saxlanılır. Bu işə verilən cismi istənilən sabit temperaturlarda saxlayaraq tədqiq etməyə imkan verir.

Dyüar qabları adətən pireks şüşəsindən, bəzi hallarda isə metaldan hazırlanır. Şüşə Dyüar qablarının səthi xaricdən düşən şüalanma enerjisini əks etdirmək üçün nazik gümüş təbəqə ilə örtülür. Onlar müxtəlif formada və ölçüdə hazırlanırlar (şəkil 1.7)

Qabın materialında olan qazları desorbsiya etmək üçün o, tədricən 400-450°C-qədər qızdırılır və sonra yenidən soyudulur.

Metallik Dyüar qablarını hazırladıqda qazın desorbsiyası prosesi çətinliklə getdiyindən yerdə qalan qazın desorbsiya

olmayan hissəsini adsorbsiya etdirmək üçün qabın divarları arasındakı vakum fəzasında daxili divara aktivləşmiş kömür yapışdırılır.



Şəkil 1.7. Dyuar qabları

Bəzi spesifik xüsusiyyətlərə malik olan maye hidrogen üçün hazırlanan Dyuar qabları, maye havanı və maye azotu saxlamaq üçün hazırlanan Dyuar qablarından fərqlənirlər. Maye hidrogen oda qarşı təhlükəli və kiçik xüsusi buxarlanma istiliyinə malik olduğundan onun uzun müddət saxlanması çətinlikdir. Deyilənlərdən başqa, maye hidrogenin uzun müddət saxlanması prosesində daha bir çətinlik mövcuddur. Məlumdur ki, hidrogen protonlarının spinləri paralel və antiparalel olan iki tip molekulardan –para və orto hidrogen molekullarından ibarətdir. Bunların enerji halları müxtəlif olduğundan onların tarazlıq konsentrasiyası para hidrogen üçün 100%-dən ($T \leq 20K$ -də) 25%-ə qədər (otaq temperaturunda) dəyişir. Maye azot temperaturunda ($\sim 77K$) bu halların ehtimalları bərabərləşir. Orto-para konversiya (keçid) prosesində hidrogenin xüsusi buxarlanma istiliyi ilə (220 kal/mol) müqayisə olunacaq qədər (300kal/mol) istilik ayrılır. Bir neçə gündən sonra daxili proses hesabına maye hidrogenin 30%-i buxarlanmış (itmiş) olur. Bu

səbəbdən maye hidrogeni saxlamaq üçün istehsal olunan Dyüar qablarında maye hidrogendə qabaqcadan inversiya yaradan xüsusi qurğular yerləşdirilir.

Maye heliumu saxlamaq üçün hazırlanan Dyüar qablarına olan tələblər daha çoxdur. Bu tələblər maye heliumun xüsusi buxarlanma istiliyinin çox kiçik olması, kifayət qədər yuxarı temperaturalarda helium qazının şüşəşədən diffuziya etməsi, maye helium saxlanılan qabların maye azot və ya maye hidrogenlə ilkin soyutmağın zəruriliyi və s. kimi amillərlə əlaqədardır.

Beləliklə, aşağı temperaturların alınması (maye hava, maye azot, maye hidrogen və maye helium alınması), uzun müddətli saxlanılması və temperaturun ölçülməsi çox çətin və mürəkkəb məsələlərdir. Lakin qeyd edək ki, aşağı temperaturlar texnikası bu məsələləri müvəffəqiyyətlə həll edir. Bir sıra mayeləşdirilmiş qazların qaynama temperaturlarının cədvəldəki qiymətlərindən görünür ki, mayeləşdirilmiş qazlar cismin temperaturunu 4,21 K (maye heliumun qaynama temperaturu) qədər azaltmağa imkan verir. Maye heliumun doymuş buxarının təzyiqini müxtəlif növ nasoslar vasitəsi ilə sormaqla azaldaraq onun temperaturunu 0,6K-ə qədər azaltmaq olar.

Belə aşağı temperaturalarda maye heliumun buxarının təzyiqi və xüsusi buxarlanma istiliyi çox kiçik qiymətlər aldığından (Cədvəl 1.4) heç bir nasos helium buxarını daha kiçik təzyiqlərə qədər sormağa macal tapmır.

Cədvəl 1.4

T, K	P, mm c. süt.	Q, kCoul/kq
0,7	$2\text{§}10^{-3}$	23
0,5	$1,6\text{§}10^{-5}$	
0,3	$3,2\text{§}10^{-10}$	

Gördük ki, maye helium buxarının təzyiqini azaltmaqla daha aşağı temperaturları almaq mümkün deyil, və beləliklə çox

aşağı temperaturlar almaq üçün başqa metodlardan istifadə etmək zərurəti yaranır.

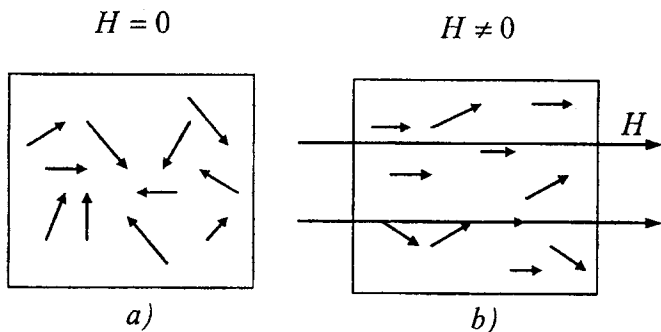
§1.6. İfrat aşağı temperaturların alınması

Fəslin əvvəlində qeyd etmişdik ki, aşağı temperaturların alınması metodları sistemin entropiyasının müxtəlif üsullarla azaldılması ilə bağlıdır. Xaotiklik (nizamsızlıq) ölçüsü olan entropiya həcmi (V) və temperaturun (T) funksiyası olduğundan həcm, entropiyanı azaltmaq üçün ən əlverişli fiziki parametrdir. Əgər sistemin həcmi izotermik olaraq V_1 -dən V_2 -yə qədər dəyişsək entropiya bu prosesdə azalar. Həcmi adiabatik olaraq V_2 -dən V_1 -ə qədər sonrakı dəyişməsi zamanı temperaturun azalması müşahidə olunur.

Maye heliumun buxarının təzyiqini azaltmaqla alınan aşağı temperaturlardan kiçik temperaturlar (ifrataşağı temperaturlar) almaq üçün, belə alınmış aşağı temperaturlarda hələ tam nizamlanmamış müəyyən fiziki kəmiyyəti dəyişmək vasitəsilə nizamlanması, mümkün olan sistemin tapılması lazımdır.

Debay belə sistem kimi, paramaqnit maddələrdə, hətta maye helium temperaturlarında belə özünün xaotikliyi (nizamsızlığını) saxlayan maqnit dipollarının ola biləcəyini fərz etmişdir. Burada dəyişən fiziki parametr rolunu xarici maqnit sahəsi oynayır. Debay hesab etmişdir ki, sistemin ardıcıl izotermik maqnitləşdirilməsi və sonra isə adiabatik maqnitləşdirilməsi onun temperaturunu azalda bilər. Sonralar bu fərziyyə təcrübədə təsdiq edildi. Bu təcrübələrdə soyuducu cisim olaraq paramaqnit duzlar $[\text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3] \cdot (\text{NH}_4)_2\text{SO}_4 \cdot 24 \cdot \text{H}_2\text{O}$ götürülmüşdür. Bu maddələrin hər bir molekulu maqnit momentinə malikdir və özünü kiçik maqnit dipolu kimi aparır. Adi halda yəni xarici maqnit sahəsi olmadıqda bu maqnitlər özlərini istilik hərəkəti hesabına sərbəst aparırlar. Bu maqnit nizamsızlığı müəyyən entropiya ilə bağlıdır.

Əgər paramaqnit cismi xarici maqnit sahəsinə gətirsək, maqnit momentləri qismən maqnit sahəsi istiqamətində yönələcəklər və onların düzülüşündə müəyyən nizamlılıq meydana gələcəkdir (Şəkil 1.8).

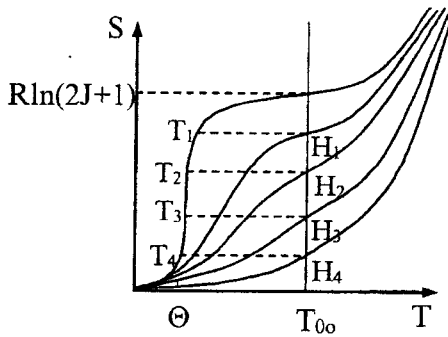


Şəkil 1.8. Paramaqnit duzlarda xarici sahənin təsiri ilə maqnit dipollarının nizamlanması: a) sahə yoxdur; b) sahə var.

Maqnit sahəsinin təsiri ilə sistemdə xaotiklik azalacaq və müəyyən nizam əmələ gələcəkdir. Maqnitləşmə adlanan bu prosesdə sistemin entropiyası azalacaqdır.

Tutaq ki, paramaqnit cisim adiabatik şəraitdə maqnitləşdirilmişdir. Bu zaman məlum olduğu kimi, entropiya sabit qalacaqdır. Lakin maqnitləşmə prosesində entropiyanın maqnit hissəsi azaldığından onun istilik hissəsi uyğun olaraq artmalıdır, başqa sözlə sistemin temperaturu artmalıdır. Əksinə əvvəlcədən maqnitləşən maddəni adiabatik maqnitləşdirsək onda o soyumalıdır. Çünki maqnitləşdirmə hesabına artan maqnit xaotikliyi (nizamsızlığı) və onunla bağlı entropiya, entropiyanın istiliklə bağlı hissəsinin azalması hesabına kompensə olunmalıdır. Bu isə yalnız sistem soyuduqda ola bilər.

Maqnit metodunda maqnitləşdirmə, qaz soyuduqda onun genişlənməsi rolunu oynayır. Maqnit metodunda sistemin soyuması prosesi şəkildə (şəkil 1.9) təsvir olunmuşdur. Şəkil 1.9-



Şəkil 1.9. Soyutmaq üçün istifadə olunan paramaqnit duzunun entropiyası.

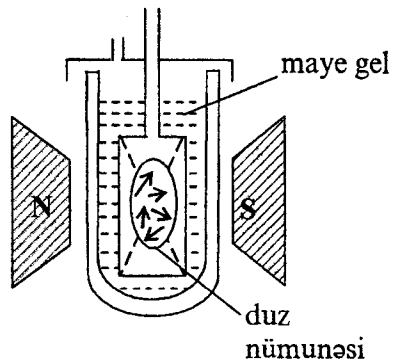
da T_0 temperaturunda paramaqnit maddənin $H=0$ -dan H_1 -ə qədər izotermik maqnitləşdirilməsi və sonra $T=T_0$ temperaturunda $H=H_1$ -dən $H=0$ -a qədər adiabatik maqnitləşdirilməsi göstərilmişdir.

Tutaq ki, T_0 -temperaturunda maqnit dipolları qarşılıqlı təsirdə olurlar, daha doğrusu, onların arasındakı qarşılıqlı təsir nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçik olur. Bu, o deməkdir ki, dipolların heç bir üstün orientasiyası (istiqamətlənməsi) yoxdur. Xarici sahə olmadıqda paramaqnit ionun tam spin ədədi J olarsa, onda o, qarşılıqlı təsirlə bağlı çox cüzi H_{qar} maqnit sahəsində $2J+1$ enerji səviyyəsinə malik olacaqdır. İki qonşu səviyyə arasındakı enerji fərqi istilik enerjisinə nəzərən (κT_0) çox kiçik olacaqdır. $\Delta E \ll \kappa T_0$ olduğundan ionun bu enerji səviyyələrində olma ehtimalı Bolsman paylanması ($e^{U/\kappa T}$) ilə təyin olunacaqdır və bu ehtimallar bir-birinə bərabər olacaqlar. Bu cür sistemi xarici sahəyə gətirdikdə ionların bir hissəsi sahə istiqamətinə yönələrək enerjisi az olan səviyyəyə keçəcəklər. Xarici sahəni adiabatik azaltdıqda (H_1 -dən hər hansı H_1 -yə qədər) nizamlılıq dərəcəsi saxlanılır, lakin göstərmək olar ki, hər iki halda ($T=T_0, H=H_1$) və ($T=T_1, H=H_1 \rightarrow 0$) hallarında paylanma funksiyaları eyni olduğundan T_1 üçün

$$T_1 = \frac{H_f \cdot T_0}{H_1} \quad (1.28)$$

qiymətini alarıq. (1.28) düsturuna görə maqnit sahəsi H sıfıra yaxınlaşdıqda ($H_f \rightarrow 0$) $T_1 = 0$ olmalıdır. Lakin real halda dipollar bir-birləri ilə həmişə qarşılıqlı təsirdə olurlar və onların enerji səviyyəsi bu qarşılıqlı təsirlər hesabına yaranan kiçik maqnit sahələrində ($H = H_{qar.təsir}$) T_1 -temperaturunu sonlu saxlamaq üçün kifayət edən səviyyələrə parçalanırlar. Maqnit soyuma prosesinin effektiv olması üçün sistemin entropiyasının maqnit olmayan (istilik) hissəsi (S_T) maqnit entropiyasından (S_m) kiçik olmalıdır.

Adiabatik maqnutsizləşdirmə metodu ilə aşağı temperaturların alınması üçün Cieqin və Mak-Duqallın [5] yaratdıqları qurğunun sxemi şəkil 1.10-da göstərilmişdir. Adiabatik maqnutsizləşdirmə vasitəsi ilə soyutma təcrübələrində əvvəl paramaqnit duz maye helium vasitəsilə mümkün qədər aşağı temperaturalara qədər soyudulur, $\sim(10 \text{ K})$ sonra maye helium ilə kontaktını kəsmədən mümkün qədər böyük maqnit sahəsində ($\sim 5 \text{ kqaus}$) maqnitləşdirilir. Bu zaman ayrılan istilik maye helium tərəfindən udulur (proses izotermikdir). Daha sonra paramaqnit duzu maye heliumdan aralayaraq adiabatik şəraitdə maqnutsizləşdirilir (sahə $H=0$ olur). Nəticədə paramaqnit duz soyuyur. Bu üsulla 10^{-3} K tərtibində aşağı temperaturalar alınır. Bu yolla soyudulmuş paramaqnit duz müxtəlif üsullarla tədqiq olunan cisimləri soyutmaq üçün istifadə olunur.



Şəkil 1.10

§1.7. Aşağı temperaturlarda vakuum texnikası. Yüksək vakuum sistemləri

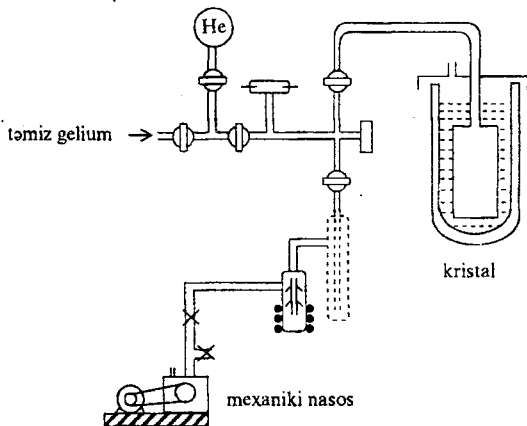
İstilikötürmə proseslərinin təhlili göstərir ki, aşağı temperaturlarda aparılan tədqiqatlar zamanı yüksək vakuumun yaradılması ən vacib məsələlərdən biridir. Vakuumun harada-mayə soyuducunun ətrafında və ya mayenin daxilində izoledilmiş həcmdə alınmasından və saxlanılmasından asılı olmayaraq termik izolyasiyanın və ya istilik tarazlığının təmin olunması üçün 10^{-6} mm.c.sütunu qədər təzyiq olan fəza tələb olunur.

Aşağı temperatur oblastında tədqiqat zamanı istifadə olunan vakuum qurğularının spesifik xüsusiyyətlərini nəzərdən keçirək. Bu xüsusiyyətlərə, havanı sormanın sürətini xarakterizə edən tənliyin təhlilini, nasosun parametrlərinin seçilməsini və s. aid etmək olar. Aşağı temperatur oblastında qaz keçirməyən cihazları quraşdırdıqda bərk yapışdırıcılarla, rezin sıxıcılarla və s. bağlı problemlər ortaya çıxır (onların əksəriyyəti kiçik temperaturlarda yararsız olurlar).

Aşağı temperatur oblastındakı qurğuların vakuum yarıdan hissələri kiçik həcmdə, $\sim 10^{-6}$ mm.c.süt. qədər təzyiqin olmasını təmin etməlidir. Kamerada sabit qaz selinin olmaması və çox cüzi olması nəticəsində onun sorulması sürəti kiçik təzyiq saxlamaq üçün o qədər də böyük əhəmiyyət kəsb etmir.

Lakin, aşağı temperatur qurğularında (kriostatlarında) istilik tarazlığını yaratmaq üçün kameraya kiçik təzyiq altında (0,1 mm.c.s.) helium daxil edilir. Bu istilik mübadiləsi yaradan qazın sonrakı uzaqlaşdırılması üçün sərf olunan zaman müddəti nasosun sorma sürətindən və kommunikasiya borularının ölçülərindən asılıdır. Qazı sorma üçün çox kiçik zaman tələb olunmursa (~ 1 san), onda nasosun sorma sürəti təqribən 1 l/san olmalıdır. Bu işə ion gücləndiricilərdən olan sürətdən ($10^2 \div 10^3$ l/san) xeyli kiçikdir. Şəkildə 1.11-də sorucu sistemin sxemi göstərilmişdir. İstilik mübadiləsini təmin edən və ya qaz termometrini doldurmaq üçün istifadə olunan təmiz helium qazı

balonda saxlanılır (şəkildə göstərilməmişdir). Helium balonu ya helium qazqolderindən maye azotla soyudulmuş (digər qazların dönüb sistemə düşməməsi üçün) tutucudan keçərək gələn qazla, ya da maye heliumda doldurulmuş Dyuar qabından buxarlanaraq gələn qazla doldurulur. G_1 və G_2 manometrleri sistemin təzyiqini təqribən ölçmək üçün istifadə olunurlar. Başlanğıc təzyiqi ölçmək üçün adətən daxilində boşalma yaranan manometrlərdən (G_1) istifadə olunur. Bu manometrlərdə transformatorndan götürülən yüksək gərginlik təzyiqin $10^{-2} \div 10$ mm c.s. qiymətlərində görünən boşalma yaradır. Boşalmanın xarakteri qazın təzyiqi və tərkibindən asılı olur. Ayrı-ayrı qazlarda müxtəlif təzyiqlərdə, fərqli rənglərdə boşalmalar müşahidə olunur ki, bu rənglərə görə təzyiqin qiymətini təyin etmək olur. Kiçik təzyiqləri ölçmək üçün isə



Şəkil 1.11.

müxtəlif manometrlərdən (G_2)- ionizasiya manometrlərindən (ölçü sərhədi $10^{-8} \div 10^{-9}$ mm c.s.), Mak-Leod manometrlərindən (aşağı ölçmə sərhədi 10^{-6} mm.c.s.) termomolekulyar manometrlərdən (Pirakl manometri, $10^{-3} \div 10^{-4}$ mm.c.s.). Filipsin qaz boşalması manometrlərindən ($10^{-6} \div 10^{-3}$ mm.c.s.) istifadə olu-

nur. Sadalanan manometrlərindən həm ölçü diapazonuna, həm də sadəlik və etibarlılığına görə ən əlverişməsi Filips manometrləridir.

Hansı manometrlərin istifadə olunmasından asılı olmayaraq onların göstərişləri yalnız kriostatın kamerasına yaxın yerləşdikləri halda daha düzgün olacaqdır. Bu halda manometrin birləşdirildiyi yer ilə manometr arasındakı sorucu xəttin (şəkil 1.11) müqaviməti kiçik, keçiriciliyi isə böyük olacaqdır.

Qeyd etmək lazımdır ki, kriostatın təzyiği ölçülən kamerası maye heliumla əhatə olunmuşdur (şəkil 1.11) və heliumdan başqa bütün qazlar donmuş olurlar. Otaq temperaturunda yerləşdirilmiş manometr, bu halda heliumun təzyiği ilə yanaşı yaxınlıqda yerləşən borulardan ayrılan qazların və buxarların yaratdıqları yekun təzyiqlərin cəmini ölçür. Ölçü kamerasında təzyiq $\sim 10^{-8} \div 10^{-9}$ mm c.s. olduqda diffuziya nasosunun çıxışında yerləşdirilmiş kütlə spektroqrafik helium axın axtaranlardan istifadə edirlər.

Sorucu sistemin materiallarının (metalin və ya şüşənin) seçilməsi sorma sürətinin lazım olan qiymətindən asılıdır. Əgər böyük sorma sürətləri tələb olunursa, geniş metallik borular və böyük diametrlə bağlıyıcılar istifadə olunur (onların hazırlanma çətinliyindən və yüksək qiymətə başa gəlməsindən asılı olmayaraq). Əgər böyük sorma sürəti tələb olunmursa, bütün sorucu sistem (mexaniki rotosion nasosdan başaqa) şüşədən hazırlanır. Şəkil 1.11-də adətən maye azotla soyudulan tutucu, punktir xəttlərlə göstərilmişdir. Civə diffuziya nasoslarından istifadə olunduqda, tutucu mütləq qoyulmalıdır, çünki o təzyiği civənin buxarının otaq temperaturundakı təzyiqindən (10^{-3} mm.c.s.) kiçik qiymətlərə qədər azaltmalıdır. Yağla işləyən nasoslarda təzyiğin qiyməti tutucu olmadıqda $10^{-4} - 10^{-7}$ mm.c.s. təzyiq intervalında dəyişir. Lakin, yağla işləyən nasoslar qaynar yağın oksidləşməsi ilə əlaqədar etibarlı deyildirlər. Civə diffuziya nasosları 1-5 mm.c.s. təzyiqlərdə (forvakuumda)

normal işlədikləri halda yağ diffuziya nasosları $P > 0,5$ mm.c.s. təzyiqlərdə istifadə oluna bilmirlər.

§1.8. Sorma sürəti

Hər hansı yarıqdan (deşikdən) nasosun sorma sürəti və ya yarığın keçiriciliyi ondan 1 saniyədə, verilmiş təzyiqdə keçən qazın həcminə deyilir və $[S] = l/san$ ilə ölçülür. Qazda sərbəst yolun orta uzunluğu yarığın ölçülərindən və ya sorucu xəttlərin diametrindən böyük olduqda hər bir molekul digər molekulların təsirinə məruz qalmadan diffuziya edir (Knudsen rejimi). Sərbəst yolun orta uzunluğu təzyiqlə tərs mütənasib, həmçinin otaq temperaturunda və 10^{-4} mm.c.s. təzyiqində təqribən ~ 100 sm olduğundan diffuziya nasoslarının yaratdıqları vakuumda adətən Knudsen şərti ödənilir.

Bu şərtlər daxilində sorulmanın sürəti, yəni 1 san müddətində yarıqdan uzaqlaşdırılan qazın həcmi

$$S = 3,64A \sqrt{\frac{T}{M}} \text{ l/san} \quad (1.29)$$

düsturu ilə ifadə olunur (Pearlman N., Kezom P.H., Phys. Rev. 88, 398, 1952).

Burada $A - \text{sm}^2$ ilə ifadə olunan sahə, T – mütləq temperatur, M – qazın molekulyar kütləsidir. Buradan hava üçün otaq temperaturunda $S = 11,7$ l/san olur.

Beləliklə, verilmiş temperaturda qazın sorulma sürəti nasosun girəcəyində yarığın sahəsi ilə müəyyən olunur. Əslində diffuziya nasosunun (vahiddən kiçik olan) effektivliyi adlanan kəmiyyət daxil edilməlidir. Hava üçün sorma sürəti

$$S_0 = \text{effektivlik} \cdot A \cdot 11,7 \text{ l/san} \quad (1.30)$$

ifadəsi ilə təyin olunur.

Yaxşı hesab olunan yağ diffuziya nasosları üçün effektivlik 0,4, cıvə diffuziya nasosları üçün isə 0,2-0,3 qiymətlərini alır. Sorucu xəttin buraxma (ötürmə) qabiliyyəti (S_b) sorma

sürəti ilə eyni vahidlərlə ölçülür və uzunluğu diametrindən çox böyük olan silindrik boru üçün

$$S_b = 3,72 \sqrt{\frac{T}{M}} \frac{d^3}{\ell} \quad l / \text{san} \quad (1.31)$$

İfadəsi ilə təyin olunur. Hava üçün otaq temperaturunda

$$S_b \cong 100 \frac{r^3}{\ell} \quad l / \text{san} \quad (r = d/2) \quad (1.32)$$

olur. Helium üçün $M=4$ q/mol olduğu üçün sorulma sürəti yarıq, nasos və ya boru üçün $\sqrt{29/4}=2,7$ dəfə böyük olacaqdır.

Əgər sorma xəttinin bir hissəsi, aşağı temperaturda olarsa, onda sorma sürəti və ya buraxma qabiliyyəti $T^{1/2}$ qanunu ilə azalacaqdır. Bu, verilmiş temperaturda istilik hərəkətinin orta sürətinin azalması ilə əlaqədardır. Otaq temperaturuna uyğun gələn effektiv sorma sürəti M.R. Garfunkel və A. Wexler tərəfindən hesablanmışdır (Rev.Sci Instrum. 25, 170, 1954). Əgər keçirici borunun bir qurtaracağı temperaturu T_1 , təzyiqi P_1 olan kameraya, digər qurtaracağı isə nasosa birləşdirilibsə (temperatur otaq temperaturu, təzyiq isə $P=0$), onda effektiv sorma sürətinin (1.30)-a görə hesablanmış qiyməti

$$S_{ot} = \frac{4(2\pi RT_{ot})^{1/2}}{3\sqrt{M} \sum \ell_i / r^3} \left(\frac{T_{ot}}{T_1} \right)^{1/2} \quad (1.33)$$

olacaqdır.

Burada ℓ_i və r_i – i -ci borunun uzunluğu və radiusudur. $T_{ot}=295$ K götürüb ℓ_i və r_i -ni sm-lərlər ifadə etsək

$$S_{ot} \cong \frac{9000}{3\sqrt{M} \sum \ell_i / r^3} \quad l / \text{san} \quad (1.34)$$

alarıq. Bu düsturun çıxarılışında P/T gradientinin kiçik və Knudsen şərtinin ($\ell_i \gg r_i$) ödənilməsi hesab edilmişdir. Beləliklə, sormanın effektiv sürəti $\sqrt{T_1}$ -lə mütənasibdir (T_1 – sistemin soyuq hissəsinin temperaturudur).

Əgər sorulmadan sonra alınan ən kiçik təzyiq P_0 olarsa, V həcmində təzyiqi P_1 -dən P_2 -yə qədər aşağı salmaq üçün sərf olunan zamanın qiyməti

$$t = \frac{V}{S} \ln \frac{P_1 - P_0}{P_2 - P_0} \quad (1.35)$$

$P_0 \ll P_1, P_2$ olduqda isə

$$t = 2,3 \frac{V}{S} \lg \frac{P_1}{P_2} \quad (1.36)$$

olur. Məsələn, əgər $V=1l$ həcmdə əvvəl təzyiq $P_1=1$ mm.c.s. olarsa və biz $P_2=10^{-5}$ mm.c.süt. təzyiqini almaq istəyiriksə, $1/S=2,2$ san/l təzyiqində $t=25$ san alırıq.

Lakin, $P \approx 10^{-3}$ mm.c.süt. təzyiqlərinə qədər diffuziya nasosunun sorma sürəti kiçik olduğu üçün $t > 25$ san olacaqdır. 1 mm.c.süt. təzyiqdən 10^{-3} mm.c.süt. təzyiqinə qədər sorma sürəti əsasən forvakuum nasosunun sorma sürətindən və forvakuum nasosu ilə diffuzion nasosu birləşdirən vakuum xəttindən asılı olacaqdır. Digər tərəfdən yüksək vakuum xəttinin buraxma qabiliyyəti (verilmiş təzyiqlər diapazonunda) azalacaqdır. Bu onunla əlaqədardır ki, nisbətən yüksək təzyiqlərdə Knudsen şərti ödənmir və qaz molekullarının toqquşmaları onların diffuziya sürətini azaldır.

Kifayət qədər yüksək təzyiqlərdə (sərbəst yolun orta uzunluğu sorma xəttinin en kəsiyinin ölçülərindən çox-çox kiçik olduqda) Puazeyl tənliyi ilə təsvir olunan normal laminar axın müşahidə olunur. Aralıq oblastında ($10^{-1}-10^{-2}$ mm.c.süt.) sərbəst yolun orta uzunluğu ilə vakuum xəttinin ölçüləri bərabərləşir və bu halda effektiv keçiriciliyin dəqiq hesablaması xeyli çətinləşir.

Qeyd etmək lazımdır ki, vakuum sistemlərini proektləndirdikdə xəttin müxtəlif hissələrinin keçiriciliklərinin uzlaşmasına xüsusi diqqət yetirmək lazımdır. Buna görə diffuziya nasosu ilə kriostat arasında sorğu xətti təşkil edən boruların keçiricilikləri qiymətləndirilməlidir. Məsələn, kameranın ölçüləri

$\ell = 100$ sm, $r = 2$ sm (buraxma qabiliyyəti 1 l/san-dir) olan kriostatı sorma qabiliyyəti 200 l/san olan diffuziya nasosu ilə birləşdirməyin heç bir mənası yoxdur. Eləcə də sorma sürəti 8 l/san olan diffuziya nasosuna məhsuldarlığı 450 l/dəq olan forvakuum nasosunun birləşdirilməsi mənasızdır. Çünki, bu halda sürəti 50 l/dəq olan forvakuum nasosunun olması kifayətdir.

FƏSİL II

AŞAĞI TEMPERATLARIN ÖLÇÜLMƏSİ

§2.1. Temperaturun ölçülməsinin ümumi prinsipləri.

Termodinamikanın əsas prinsiplərinə görə, istənilən iki cisim üçüncü cisimlə istilik tarazlığında olduqda onları birləri ilə də tarazlıqda olurlar (termodinamikanın sıfırıncı prinsipi). Bu o deməkdir ki, cisimlər istilik kontaktında olduqda onların arasında istiliyin köçürülməsi baş vermir. Belə halda cisimlərin temperaturları eyni olur. İstilik tarazlığının təyindən sonra temperatur şkalasını yaratmaq üçün sistemin termometrik xassələrinin hər hansı birindən istifadə etmək olar.

Temperatur şkalasını müəyyənləşdirməkdən ötrü bərk cisimlərin, mayələrin və qazların istidən genişlənməsindən, metalların elektrik müqavimətindən və termoelektrik hərəkətdirici qüvvəsindən, cisimlərin maqnit qavrayıcılığından istifadə etmək olar. Bütün bu xassələr fiziki parametrlər kimi qəbul oluna bilər. Adətən qəbul olunur ki, dərəcələrlə ifadə olunan temperatur seçilmiş fiziki parametrlərin xətti funksiyasıdır. Lakin qeyd edək ki, bu funksiya istənilən şəkildə ola bilər. Eyni bir maddənin müxtəlif parametrlərini və ya müxtəlif maddələrin eyni parametrlərini seçməklə çoxlu sayda temperatur şkalaları yaratmaq olar.

Bu şkalaların ən vaciblərindən biri qazların müəyyən olunmuş qanunları əsasında yaradıla bilər. Qazların izotermləri kifayət qədər aşağı təzyiqlərdə dəqiq Boyle qanununa uyğun gəlir (qazın təzyiqinin onun həcminə hasili sabit kəmiyyətdir). Temperaturun "ideal" və ya "mütləq" qaz temperatur şkalasındakı ədədi qiymətləri $\theta = \alpha(pV)_{p \rightarrow 0}$ münasibətindən təyin olunur.

Əgər buzun ərimə nöqtəsi ilə suyun qaynama nöqtəsi arasındakı fərq 100 dərəcə qəbul olunarsa onda α kəmiyyəti

$$\alpha = \frac{100}{\lim(PV)_s - \lim(PV)_i} \quad (2.1)$$

ifadəsi, buzun ərimə temperaturu isə

$$\theta_i = 100 \frac{\lim(PV)_i}{\lim(PV)_s - \lim(PV)_i} \quad (2.2)$$

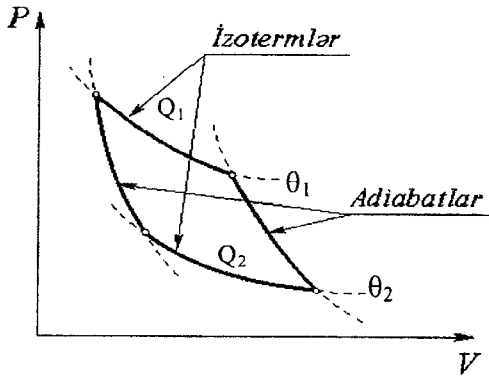
ifadəsi ilə tapılar. Təcrübi nəticələri bir sıra qazlar üçün təzyi-
qin çox kiçik qiymətlərinə ekstrapolyasiya etsək, buzun ərimə
temperaturu üçün (θ_i) yüz dərəcəlik qaz şkalasında $273,15^\circ$
qiymətini alarıq. Termodinamikanın II qanununa görə ideal
Karno maşınından böyük f.i.ə. olan maşın ola bilməz. Karno
maşınında istilik bir rezervuardan digər rezervuara ötürülür və
onun effektivliyi yalnız bu rezervuarların temperaturdan asılı
olur. Doğrudan da θ_1 temperaturunda Q_1 istilik miqdarı alan və
onu döənən izotermik prosesə ötürən və sonra isə θ_2 temperatu-
runda Q_2 istilik miqdarını ayıran (verən) Karno maşınının fay-
dalı iş əmsalı (η)

$$\eta = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = f(\theta_1, \theta_2) \quad (2.3)$$

düsturu ilə təyin olunur. Karno tsiklində iki izotermik hissə iki
adiabatla birləşirlər (şəkil 2.1). Göstərmək olar ki, ümumi hal-
da

$$Q_1: Q_2: Q_3: Q_4: \dots = f(\theta_1): f(\theta_2): f(\theta_3): f(\theta_4): \dots \quad (2.4)$$

$f(\theta_1): f(\theta_2): f(\theta_3): f(\theta_4): \dots$ nisbətinin $T_1: T_2: T_3: T_4: \dots$ nisbətinə
identik olduğunu qəbul edib seçilən sistemdən və cisimdən ası-
lı olmayan temperatur şkalasını müəyyən etmək olar. Bu şkala-
nı Kelvin və ya mütləq termodinamik şkala adlandırmışlar.



Şəkil 2.1. Karno tsikli.

İdeal qazlar və hətta real qazlar üçün çox kiçik təzyiqlərdə PV hasilı yalnız temperaturdan asılı olur. Buna görə belə qazın daxili enerjisi yalnız temperaturdan asılı olur və ona görə də o, Karno tsiklində işçi maddə kimi istifadə oluna bilər. Göstərmək olar ki,

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{\theta_1}{\theta_2} \quad (2.5)$$

Əgər termodinamik şkalada temperaturun ədədi qiymətini qaz şkalasında olduğu kimi

$$T_{H_2O}^{qay} - T_{buz}^{er} = 100^\circ \quad (2.6)$$

müəyyənləşdirsək (2.6) şərti daxilində hər iki şkala üst-üstə düşər.

Termodinamik və ya Kelvin şkalasında elə nöqtə var ki, bu nöqtədə Karno tsiklinə daxil olan istilik miqdarı sıfır bərabərdir. Bu nöqtə mütləq sıfır temperatur adlanan $T=0$ qiymətinə uyğun gəlir. Belə temperaturun mövcudluğu termodinamikanın II qanunundan irəli gəlir. Belə temperaturun alınma bilməməsi isə termodinamikanın III qanunundan irəli gəlir.

Qeyd etmək lazımdır ki, geniş temperatur oblastında qaz termometriyası müxtəlif çətinliklərlə rastlaşır. Ona görə daha asan reallaşdırıla bilən və təkrar olunan beynəlxalq şkalanın yaradılması zəruriyyəti meydana gəlmişdir. 1927-ci ildə belə beynəlxalq şkala qəbul edilmişdir. Bu şkalada buzun ərimə temperaturu 0°C suyun qaynama temperaturu isə 100°C qəbul edilmişdir. Bu şkalanı reallaşdırmaq üçün platin müqavimət termometri istifadə olunmuşdur. Bu şkalalar arasında münasibət

$$\begin{aligned} T_K^{\circ} &= t + 273,15 \\ t^{\circ} &= T - 273,15 \end{aligned} \quad (2.7)$$

sxemi ilə təyin olunur.

§2.2. Buxarın təzyiqinin ölçülməsinə əsaslanan termometriya

Mayeləşdirilmiş qazların buxarının təzyiqi temperaturun funksiyasıdır və ona görə də əlverişli termometrlərin yaradılmasında istifadə oluna bilər. Demək olar ki geniş istifadə olunan mayelərin buxarlarının təzyiqinin mütləq temperaturdan asılılıqları öyrənilmiş və cədvəlləşdirilmişdir ki, bu da aşağı temperatur oblastı üçün etibarlı "ilkin" temperatur şkalası rolunu oynaya bilər. Azotun, oksigenin, hidrogenin və heliumun buxarlarının təzyiqinin qiyməti müqavimət termometrlərinin və termocütlərin dərəcələnməsində, həmçinin qaz termometrlərinin yoxlanılmasında istifadə oluna bilər (uyğun temperatur intervalları 1-4,2 K, 14-20 K, 55-90 K, və 63-73 K götürülür).

Məlumdur ki, mayenin buxarının təzyiqini nəzəri olaraq Klauzius-Klapeyron tənliyini inteqrallamaqla hesablamaq olar.

$$\frac{dP}{dT} = \frac{\Delta S}{\Delta V} = \frac{L}{T\Delta V} \quad (2.8)$$

Burada ΔV buxarlanma zamanı həcmnin dəyişməsi, L -xüsusi buxarlanma istiliyidir. Əgər $L=\text{const}$ olarsa, inteqrallamadan sonra

$$\lg P = \frac{A}{T} + B \quad (2.9)$$

alırıq. Ümumi halda L temperaturun xətti funksiyası kimi göstərilə bilər

$$L = L_0 + \alpha T \quad (2.10)$$

Bu halda inteqrallama mürəkkəb funksiya verir

$$\lg P = \frac{A}{T} + B \lg T + C \quad (2.2.4)$$

Bu növ tənliyə daxil olan sabitlər (A , B , C) təcrübədən alınmış nəticələrlə uzlaşdırıla bilər. Lakin adətən $P(T)$ funksiyası cədvəlləşdirilir və temperatur $T(P)$ asılılığından tapılır.

Atmosfer təzyiqinə yaxın təzyiqlərdə civə manometri və əqrəbli manometrlərdən geniş istifadə olunur. Aşağı təzyiqlərdə yağ manometrləri, Mak-Llod manometri və ya Pirani manometrindən istifadə etmək daha əlverişlidir. Qeyd edək ki, çox dəqiq ölçmələrdə maye manometrlərin göstərişlərinə ağırlıq qüvvəsinin müxtəlif coğrafi enliklərdə müxtəlif olmasına və manometrik mayenin temperaturunun müxtəlifliyini nəzərə alan düzəlişlər edilir. Cədvəl 2.1-də heliumun (He), hidrogenin (H_2), azotun (N_2) və oksigenin (O_2) buxar təzyiqlərinin temperaturdan asılılıqları verilmişdir

Cədvəl 2.1

P , mm.c.s	He^1 , (20 °C)	H_2 (taraz) (20 °C)	H_2 (normal) (20 °C)	N_2 (20 °C)	O_2 (20 °C)
800	4,265 ₂ °K	20,44 °K	20,56 °K	-	90,69 °K
780	4,238 ₁	20,37	20,48	77,58 °K	90,43
760	4,210 ₅	20,273	20,390	77,36 ₄	90,18
740	4,182 ₄	20,18	20,30	77,14	89,93
720	4,153 ₈	20,09	20,21	76,91	89,67
700	4,124 ₅	20,00	20,11	76,67	89,41
680	4,094 ₈	19,90	20,02	76,43	89,14
660	4,064 ₅	19,80	19,92	76,18	88,86
640	4,033 ₅	19,70	19,82	75,93	88,58
620	4,0018	19,60	19,72	75,68	88,29

600	3,9694	19,50	19,62	75,41	87,99
580	3,9363	19,40	19,52	75,13	87,69
560	3,9024	19,30	19,41	74,85	87,38
540	3,867,	19,185	19,30	74,56	87,06
520	3,8320	19,065	19,185	74,27	86,72
500	3,7954	18,94	19,06	73,97	86,37
480	3,7578	18,82	18,945	73,66	86,01
460	3,719,	18,69	18,82	73,34	85,65
440	3,6792	18,57	18,69	73,00	85,29
420	3,6382	18,435	18,55	72,66	84,89
400	3,5957	18,29	18,405	72,30	84,48
380	3,5518	18,15	18,26	71,92	84,06
360	3,5064	18,00	18,11	71,54	83,62
340	3,459,	17,835	17,96	71,13	83,16
320	3,4100	17,67	17,79	70,70	82,68
300	3,3587	17,50	17,62	70,25	82,18
290	3,3322	17,415	17,53	70,01	81,92
280	3,305,	17,325	17,435	69,77	81,65
270	3,2773	17,22	17,34	69,53	81,36
260	3,2488	17,13	17,25	69,28	81,07
250	3,2196	17,03	17,15	69,02	80,78
240	3,1896	16,93	17,05	68,75	80,48
230	3,1586	16,825	16,94	68,48	80,16
220	3,1266	16,715	16,836	68,18	79,83
210	3,0940	16,61	16,715	67,88	79,49
200	3,060,	16,49	16,60	67,57	79,14
190	3,025,	16,36	16,485	67,25	78,77
180	2,9888	16,235	16,365	66,91	78,39
170	2,9512	16,10	16,23	66,56	77,98
160	2,911,	15,97	16,10	66,20	77,57
150	2,8710	15,83	15,95	65,81	77,13
140	2,8282	15,68	15,80	65,42	76,65
130	2,7833	15,52	15,64	64,98	76,16
120	2,7359	15,35	15,47	64,52	75,64
ΠΟ	2,6859	15,18	15,29	64,03	75,08
100	2,6326	15,00	15,10	63,50 ⁽¹⁾	74,47
90	2,5755	14,77	14,89	62,94	73,80
80	2,5140	14,56	14,68	62,39	73,09
70	2,4470	14,30	14,42	61,77	72,29
60	2,3730	14,04	14,15	61,06	71,39
50	2,2900	13,73 ⁽²⁾	13,83 ⁽³⁾	60,24	70,39
45	2,244,	13,57,	13,67		69,81
40	2,194, ⁽⁴⁾	13,40	13,51	59,28	69,15
35	2Д406	13,21	13,30		68,46
30	2,0819	12,99	13,09	58,08	67,67
25	2,0167	12,74	12,85		66,74
20	1,9422	12,46	12,57	56,48	65,67
18	1,9088	12,32	12,43		65,17
16	1,8727	12,175	12,28	55,65	64,59

14	1,8333	12,02	12,115		64,00
12	1,7894	11,83	11,92		63,32
10	1,7399	11,62	11,72		62,50
9	1,7124	11,50	11,59		62,07
8	1,6825	11,36	11,47		61,58
7	1,6496	11,23	11,34		61,01
6	1,6130	11,08	11,17		60,39
5	1,5714	10,88	10,98		59,68
4	1,5229	10,65	10,76		58,80
3,5	1,4951	10,53	10,64		58,29
3,0	1,4641	10,38	10,50		57,73
2,5	1,4287	10,23	10,32		57,07
2,0	1,3873	10,02	10,12		56,28
1,5	1,3368				55,28 ⁵⁾
1,0	1,2708				
0,9	1,2546				
0,8	1,2366				
0,7	1,2171				
0,6	1,1952				
0,5	1,1700				
0,4	1,1404				
0,3	1,1042				
0,2	1,0563				
0,1	0,9824				
0,08	0,9641				
0,06	0,9331				
0,04	0,8976				
0,02	0,8416				
0,01	0,7915				

- Qeydlər.** (1) Azotun üçlük nöqtəsi 63,15 K (94,0 mm ç. s.).
(2) Tarazlıq hidrogenin üçlü nöqtəsi 13,813 K (52,8 mm ç. s.).
(3) Normal hidrogenin üçlü nöqtəsi 13,957 K (54,0 mm ç. s.).
(4) Heliumun λ -nöqtəsi 2,1735 K (38,002 mm ç. s., 20° C).
(5) Oksigenin üçlü nöqtəsi 54,36 K (1,14 mm ç. s.).

§2.3. Təmiz metalların müqavimətinin ölçülməsinə əsaslanan termometriya

Metallarda elektrik keçiriciliyini təmin edən elektronlar kristallik qəfəsin defektlərindən və ionların istilik rəqslərindən səpilərək elektrik müqavimətinə rast gəlirlər. Xüsusi müqavi-

mət (ρ) metalın bir atomuna düşən sərbəst elektronların sayının (n), elektronların sürətinin (v), yükünün (e) və effektiv sərbəst yolunun uzunluğunun (l) funksiyasıdır. Bu kəmiyyətlərdən e , n və v praktiki olaraq temperaturdan asılı deyildir. Lakin, sərbəst yolun uzunluğu istilik rəqsləri ilə məhdudlaşır. İstilik rəqslərinin amplitudu isə temperaturdan asılı olduğundan elektrik müqavimətinin temperatur asılılığını yaradan əsas faktor sərbəst yolun orta uzunluğudur.

Metalın müqavimətinə iki toplananın: kristallik qəfəsin fiziki və kimyəvi təbiətli deffektlərinin yaratdığı ρ_r müqaviməti ilə istilik rəqslərinin ρ_i müqavimətinin cəmi kimi baxmaq olar

$$\rho = \rho_r + \rho_i \quad (2.3)$$

Beləliklə, metalın bizi maraqlandıran termometrik xassəsi ρ_r müqavimətidir. $d\rho_i/dT$ isə elektrik termometrinin həssaslığını xarakterizə edir. Cismin temperaturunu azaltdıqda əksər təmiz metallar üçün $T \sim \theta_D/3$ temperaturuna qədər, ρ_i isə temperaturla mütənəsib olaraq azalır (θ_D – Debayın xarakteristik temperaturudur). $T < \theta_D/3$ temperatur oblastında ρ_i temperatur azaldıqca daha sürətlə azalır. $T < \theta_D/10$ və $T < \theta_D/50$ oblastında $\rho_i \sim T^n$ olur (burada $3 < n < 5$). Buna görə də çox aşağı temperaturlarda elektrik müqavimətinin temperatura həssaslığı azalır.

Müqavimət termometrləri kimi işlənilməsi üçün metallar aşağıdakı bir sıra xassələrə malik olmalıdırlar: 1) aşağı temperaturlarda metalın ρ_i müqaviməti temperaturdan asılılığı xətti asılılığa yaxın olmalıdır, çünki bu halda interpolyasiya asan olur; 2) aşağı temperaturlarda müqavimət termometri kimi işlənilə bilməsi üçün metalın Debay temperaturu mümkün qədər aşağı olmalıdır. Bu halda aşağı temperaturlarda termometrlər daha həssas olurlar; 3) metal çox təmiz olmalıdır ki, onun ρ_i müqaviməti böyük temperatur intervalında çox kiçik olsun; 4) metal kimyəvi inert olmalıdır ki, onun dərəcələnməsi uzun müddət dəyişməz qalsın.

Qeyd etmək lazımdır ki, müxtəlif temperatur oblastlarında müqavimət termometrləri kimi bir sıra metallar, o cümlədən mis, platin və s. təmiz metallar istifadə olunur.

İlk dəfə Birləşmiş Ştatlarda 14 K-dən oksigenin qaynama temperaturuna qədər temperatur intervalında bir sıra platin termometrləri qaz termometrinə görə dərəcələnməmişdir.

Aşağı temperaturın ölçülməsində kömür müqavimət termometrləri də geniş istifadə olunur. Əksər kömür termometrlərinin müqaviməti temperatur azaldıqca artır. Onların bəziləri üçün $\lg \rho \sim 1/T$ münasibəti ödənilir. Termometr kimi istifadə olunan kristallik qrafit anizotropiya xassəsinə malikdir. Onun bazis müstəvisi boyunca ölçülən müqaviməti ρ_{\perp} (bu istiqamət heksaqonal oxa perpendikulyar olduğundan ρ_{\perp} ilə işarə olunur) təxminən $1 \cdot 10^{-4}$ Om·sm olduğu halda ρ_{\parallel} təxminən 1 Om·sm-ə bərabər olur. Temperatur azaldıqca ρ_{\perp} azalır ρ_{\parallel} isə artır. Qrafitin strukturunun zona modelinə görə bazis müstəvisinə paralel istiqamətdə zonalar biri-birini azacıq da olsa örtüyü halda bu müstəviyə perpendikulyar istiqamətdə zonalar arasında dar «yarıq» mövcuddur. Beləliklə qrafit monokristal özünü bir istiqamətdə metalik keçid kimi, digər istiqamətdə isə yarımkəçirici kimi aparır. Bu xassələr qrafitdən müqavimət termometri kimi istifadə etməyə imkan verir.

Ümumiyyətcə qeyd etmək lazımdır ki, aşağı temperaturları ölçmək üçün cisimlərin müxtəlif xassələrinə əsaslanan termometrlərdən istifadə olunur.

FƏSİL III AŞAĞI TEMPERATURLARDA CİSİMLƏRİN XASSƏLƏRİ

§3.1. Aşağı temperaturlarda cisimlərin xassələri

Aşağı temperaturlarda atom və molekulların istilik hərəkətlərinin intensivliyi azalır və onların fiziki xassələri əsaslı dəyişikliklərə məruz qalırlar. Lakin bu dəyişiklikləri tədqiq etdikdə hansı temperaturların aşağı hesab olunduğunu müəyyənləşdirmək lazımdır. Asanlıqla görmək olar ki, müxtəlif cisimlər və onların müxtəlif xassələri üçün aşağı hesab olunan temperaturlar müxtəlif olurlar. Məsələn, əgər bizi mayələrin xassələri maraqlandırarsa, onda o mayenin bərkimə temperaturundan aşağı temperaturlar haqqında danışmağın əhəmiyyəti yoxdur. Bir sözlə, hər hansı bir temperatur oblastı bəzi cisimlər üçün yüksək, bəzi cisimlər üçün isə aşağı temperatur oblastı hesab oluna bilər. Maye heliumun doymuş buxarının təzyiqini azaltmaq yolu ilə alınan maye helium temperaturları və ya maqnit üsulları ilə alınan ifrat aşağı temperaturlarda cismin atom və molekullarının istilik hərəkətləri praktik olaraq heç bir rol oynamır. Buna görə də cismin atom və molekullarının bir-biri ilə mürəkkəb qarşılıqlı təsirləri və quruluşları ilə bağlı, yüksək temperaturlarda nəzərə çarpmayan bəzi xassələri aşağı temperaturlarda özlərini biruzə verir. Bundan əlavə mütləq sifra yaxın temperaturlarda atom və molekulların xassələrinin kvant xarakteri daşması həlledici rol oynayır. Məsələn, qazlar adi temperaturlarda və təzyiqlərdə özlərini müəyyən dəqiqliklə ideal qaz kimi, yəni atom və molekulları arasında heç bir qarşılıqlı təsir olmayan qaz kimi aparırlar. Belə qazların molekullarının qarşılıqlı təsirinin potensial enerjisi sifra bərabər olur və qazlar yalnız molekulların istilik hərəkətinin kinetik enerjisinə malik olurlar.

Əslində isə qaz molekulları arasında həmişə qarşılıqlı təsir mövcuddur və onlar həm kinetik enerjiyə, həm də aralarındakı məsafədən asılı olan potensial enerjiyə malikdirlər. Sadəcə olaraq, yüksək temperaturlarda molekulların istilik hərəkətinin kinetik enerjisi böyük olur və ona nəzərən qarşılıqlı təsir potensial enerjisini nəzərə almamaq olar. Aşağı temperaturlarda isə molekulların istilik hərəkətinin kinetik enerjisi azalır ($kT \sim \frac{1}{2} m \mathcal{G}^2$) və onların aralarındakı məsafənin azalması ilə

artan potensial enerjinin nisbi rolu artır və nəticədə qazların xassələri ideal qazların xassələrindən kənara çıxır. Hansı temperaturun bu və ya başqa qaz üçün aşağı temperatur olmasını Van-der-Vals tənliyindən alınan, özündə ayrıca maddəni xarakterizə edən parametrlə saxlamayan və ona görə bütün maddələr üçün ödənilən uyğun hallar tənliyindən tapmaq olar.

$$\left(\pi + \frac{3}{\omega^2} \right) \left(\omega - \frac{1}{3} \right) = \frac{8}{3} \theta \quad (3.1)$$

Burada $\frac{T}{T_b} = \theta$, $\frac{\rho}{\rho_b} = \pi$, $\frac{v}{v_b} = \omega$ gətirilmiş parametrlərdir.

T_b , ρ_b , və v_b uyğun olaraq, qazın böhran temperaturu, böhran təzyiqi və böhran həcmi, T-qazın temperaturudur. Qeyd edək ki, uyğun hallar tənliyinin təqribi olmasına baxmayaraq o, dəqiqliyinə görə qazın halının konkret formasından asılı olmadığından Van-der-Vals tənliyinə nisbətən daha dəqiqdir.

Uyğun hallar tənliyindən görünür ki, qazlar üçün aşağı temperatur $\theta = \frac{T}{T_b} \leq 1$ şərti ilə təyin olunur. Məsələn, suyun

buxarı üçün ($T_b=647,1\text{K}$) otaq temperaturu ($T=300\text{K}$),

$\theta = \frac{T}{T_b} \sim 0,45$ -olduğundan aşağı, oksigen üçün isə ($T_b=154,2$)

$\theta = T/T_b = 1,88$ olduğundan otaq temperaturu yüksək temperatur hesab olunur.

Aşağı temperaturlarda qazın molekulları arasındakı qarşılıqlı təsirlər mürəkkəb olduğundan onlar üçün Van-der-Vaals tənliyi kifayət qədər dəqiq olmur. Əvvəllər göstərildiyi kimi, temperaturun böhran temperaturu ətrafında və ondan kiçik qiymətlərində ($T \leq T_b$) qazın hal tənliyi təzyiğin $1/V$ -yə və ya sıxlığa görə ayrılmış aşağıdakı sıra şəklində yazıldıqda təcrübi nəticələrlə daha yaxşı uzlaşır.

$$P = \frac{RT}{V} \left(1 + \frac{B}{V} + \frac{C}{V^2} + \dots \right) \quad (3.2)$$

Burada B , C və s. molekullarası qarşılıqlı təsirləri əks etdirən və temperaturdan asılı olan virial əmsallarıdır. Sıranın birinci həddi molekullarası qarşılıqlı təsirin olmadığı hala uyğundur. Bu halda tənlikdən görüldüyü kimi ($P = \frac{RT}{V}$) biz

ideal qazın hal tənliyini alarıq. İkinci virial əmsal, yaxınlaşan iki molekul arasındakı qarşılıqlı təsiri əks etdirir. Əgər biz (3.2)

sirasında iki hədlə kifayətlənsək, $B = b - \frac{a}{RT}$ olduqda və

$\frac{b}{V} \ll 1$ şərti daxilində (3.2) tənliyi Van-der-Vaals tənliyinə

çevrilir. Tənlikdəki üçüncü virial əmsalı (C) üç molekulun eyni zamanda bir-birlərinə yaxınlaşmasını xarakterizə edir və s.

Təzyiğin o qədər də böyük olmayan qiymətlərində qarşılıqlı təsir prosesində əsas rolu ikinci virial əmsal oynayır, çünki üç molekulun toqquşması (qarşılıqlı təsirdə olması) ehtimalı sıxlığın böyük qiymətlərində nəzərə çarpan qiymətə malik olur.

Çox kiçik temperaturlarda ($T < 80K$) yalnız helium və hidrogen qaz halında olur, başqa digər bütün qazlar daha yüksək temperaturlarda ($T > 80K$) artıq bərk hala keçirilə və onların doymuş buxarlarının təzyiqi cüzi olur. Aşağı temperaturlu, hər iki qaz kvant nəzəriyyəsinə tabedir. Onların böhran tempera-

turlarının kiçik qiymətlər almasının özü elə kvant effekti kimi qiymətləndirilə bilər.

Maddələrin maye halında olmasının temperatur oblastı yüksək temperaturlarda böhran temperaturu ilə aşağı temperaturlarda isə bərkimə temperaturu ilə məhdudlaşır. Mayeləri soyutduqda (temperaturunu aşağı saldıqda) onların xassələrinin dəyişməsi əsasən səthi gərilmə əmsalının və daxili sürtünmə əmsalının (özlülüyünün) artması ilə xarakterizə olunur. Əvvəlki paraqraflarda deyildiyi kimi aşağı temperaturlarda bəzi spesifik kvant hadisələri müşahidə olunur ki, onları temperatur azaldıqca mayenin tədricən dəyişən xassəsi kimi qəbul etmək olmaz. Bu dəyişmələr müəyyən temperaturda və sıçrayışla baş verir. Bu kvant effektləri - ifratxıcılıq və ifrat keçiricilik hadisələridir. Bunlardan biri bir çox metallar və ərintilərdə müşahidə olunan elektrik müqavimətinin sıçrayışla sıfıra qədər azalması, digəri isə təbiətdə yeganə maddədə (heliumda) müşahidə olunan ifratxıcılıq hadisəsidir.

Məlum olduğu kimi, maye və qazlardan fərqli olaraq bərk cisimlərin hissəcikləri bir-biri ilə atomlararası məsafələrdən asılı olan güclü qarşılıqlı təsir qüvvələri ilə bağlıdırlar və kristal qəfəsin düyünlərində müəyyən tarazlıq vəziyyəti ətrafında rəqsi hərəkətdə olurlar.

§3.2. İstilik tutumu

Cisimlər yalnız aşağı temperaturlarda bərk halda olduqlarından bu halda onların hissəciklərinin istilik hərəkətlərinin kinetik enerjisi (κT) qarşılıqlı təsirin potensial enerjisindən qat-qat kiçik olur və ona görə də tarazlıq vəziyyəti ətrafında olan rəqslər kiçik olurlar. Bu rəqslərin enerjisi əsasən bərk cismin daxili enerjisini təşkil edir.

Mütləq sıfır temperaturunda ($T=0K$) atomların bütün hərəkətləri donur və bu zaman kristalın entropiyası sıfıra bərabər

olur. Lakin kvant nəzəriyyəsinə görə hətta mütləq sıfırda belə hissəciklər, kütləsi kiçik olduqca böyük enerjiyə malik olmalıdırlar. Hissəciklərin “sıfırıncı enerji” adlanan bu enerjisi bütün şəraitlərdə mövcuddur. Qeyd edək ki, bu sıfırıncı rəqslərin enerjisi nizamsız istilik hərəkəti enerjisi olmadığından entropiyanın $T=0K$ -də sıfır olması ilə heç bir ziddiyət təşkil etmir. “Sıfırıncı enerji” hissəciklərin qarşılıqlı təsir enerjisindən çox-çox kiçik olduğundan cisimlərin bərkiməsinə təsir etmir. Yalnız maye helium üçün sıfırıncı rəqslər mühim rol oynayır və onun adi təzyiqlərdə bərkiməsinə mane olur.

Beləliklə, bərk cisimlər osilyatorlar adlanan rəqs edən hissəciklər toplusudur. Cismə istilik verdikdə bu istilik, osilyatorun harmonik rəqs halında bir-birinə bərabər olan kinetik və potensial enerjilərindən ibarət enerjinin artmasına sərf olunur. Qazların molekulyar-kinetik nəzəriyyəsinə məlumdur ki, atomun rəqslərinin koordinat oxu boyunca baş verdiyini nəzərə alsaq hər bir sərbəstlik dərəcəsinə düşən orta enerji κT -yə bərabərdir.

Osilyatorun potensial və kinetik enerjiləri bir-birinə bərabər olduğundan hər bir sərbəstlik dərəcəsinə düşən tam enerji κT olar. Hər bir atom (osilyator) üç sərbəstlik dərəcəsinə malik olduğundan bərk cismin hər bir atomunun tam enerjisi $3\kappa T$ olar. Əgər bərk cisimdə N -atom olarsa onda onun daxili enerjisi $3N\kappa T$ -olur. Cismə sabit həcmdə istilik verildikdə bütün istilik daxili enerjinin artmasına sərf olunduğundan onun atom istilik tutumu

$$C_v = \left(\frac{du}{dT} \right)_v = 3R \approx 6 \frac{\text{kal}}{\text{mol} \cdot K} \approx 25,12 \frac{\text{Coul}}{\text{mol} \cdot K} \quad (3.1)$$

olar. Bu qanun Dyulonq-Pti qanunu adlanır. Göründüyü kimi, bərk cisimlərin atom istilik tutumu bütün cisimlər üçün sabit kəmiyyət olub, temperaturdan asılı deyil. Qeyd edək ki, bərk cisimlərin istilik tutumu ideal qazların istilik tutumundan iki dəfə böyükdür. Bu onunla əlaqədardır ki, bərk cismi qızdırdıq-

da, istilik ideal qazlarda olduğu kimi yalnız kinetik enerjinin artmasına deyil, eyni zamanda hissəciklərin potensial enerjisinin də artmasına sərf olunur.

Dyülonq-Pti qanununa tabe olan bütün cisimlərin istilik tutumu aşağı temperaturlarda sabit qalmayaraq temperatur azaldıqca azalır və $T=0K$ -də sıfıra bərabər olur. Bərk cisimlərin istilik tutumunun temperaturdan asılılığının Dyülonq-Pti qanununa tabe olmaması onu göstərir ki, bərk cisimlərdə enerjinin sərbəstlik dərəcələrinə görə bərabər paylanması qanunu ödənmir. Sonralar məlum oldu ki, bərk cisimlərin istilik tutumunun təcrübədən alınan temperatur asılılığı yalnız kvant nəzəriyyəsinə əsasən izah oluna bilər.

Eynşteyn fərz etmişdir ki, kvant nəzəriyyəsinə görə osilyatorun enerjisi $h\nu$ enerji kvantının tam misllərinə bərabərdir.

$$E = nh\nu \quad (3.2)$$

Burada ν - osilyatorun tezliyi, h -Plank sabiti, n -tam ədəddir. Bərk cismin müxtəlif hissəcikləri üçün ν -müxtəlif olur və buna uyğun olaraq onların enerjiləri də müxtəlif olur. Eynşteyn hesab etmişdir ki, kristalda bütün atomlar eyni tezliklə rəqs edirlər.

Bolsman paylanmasına görə atomların

$$N = N_0 e^{-\frac{nh\nu}{kT}} \quad (3.3)$$

qədəri $E=nh\nu$ enerjisinə malikdirlər. Onda atomun orta enerjisi üçün

$$\bar{E} = \frac{\sum_n EN_0 e^{-\frac{nh\nu}{kT}}}{\sum_n N_0 e^{-\frac{nh\nu}{kT}}} = \frac{h\nu \sum_n n e^{-\frac{nh\nu}{kT}}}{\sum_n e^{-\frac{nh\nu}{kT}}} \quad (3.4)$$

alarıq. Əgər $\frac{h\nu}{kT} = x$ qəbul etsək

$$\bar{E} = \frac{h\nu \sum_n n e^{-nx}}{\sum_n e^{-nx}} \quad (3.5)$$

olar.

n -in böyük qiymətlərində

$$\frac{\sum_n n e^{-nx}}{\sum_n e^{-nx}} = -\frac{d}{dx} \ln \sum_n e^{-nx} = -\frac{d}{dx} \ln \frac{1}{1-e^{-x}} = \frac{1}{e^x - 1} \quad (3.6)$$

və

$$\bar{E} = \frac{h\nu}{e^x - 1} = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (3.7)$$

olar. Beləliklə, bir atomun (ossilyatorun) orta enerjisi $E = kT$ olan klassik nəzəriyyədən fərqli olaraq kvant nəzəriyyəsinə görə

$$\bar{E} = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (3.8)$$

olur. Asanlıqla görmək olar ki, yüksək temperaturlarda ($kT \gg h\nu$) bu ifadə

$$\bar{E} = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{kT} - 1} = kT \quad (3.9)$$

şəklinə düşür, yəni molekulun enerjisinin klassik və kvant nəzəriyyəsi ilə hesablanmış qiymətləri üst-üstə düşür.

Beləliklə, bir molun enerjisi üçün klassik nəzəriyyədən alınan

$$U=3N_0kT \quad (3.10)$$

ifadəsinin əvəzinə

$$U = 3N_0 \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (3.11)$$

düsturu, buradan da sabit həcmdəki istilik tutumu üçün

$$C_\nu = \frac{du}{dT} = 3N_0k \frac{\left(\frac{h\nu}{kT}\right)^2 e^{\frac{h\nu}{kT}}}{\left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1\right)} \quad (3.12)$$

ifadəsi alınır. Yüksək temperaturlarda $\left(\frac{h\nu}{kT} \gg 1\right)$ Dyülonq-Pti

qanununa uyğun olaraq istilik tutumu $C_\nu=3R$ və mütləq sıfırda isə sıfıra bərabər olur. Eynşteyn nəzəriyyəsindən hesablanan sabit həcmdə istilik tutumu təcrübi nəticələrə yaxın olur, lakin aşağı temperaturlarda təcrübədən və nəzəriyyədən alınan nəticələr bir-birindən elə fərqlənirlər ki, bu fərqi təcrübənin xətası hesab etmək olmaz. Bu fərq sözsüz ki, bərk cismin atomlarının eyni tezliklə rəqs etmələri haqqında olan fərziyyə ilə bağlıdır.

Debay Eynşteynin əsas ideyasını saxlayaraq istilik tutumu nəzəriyyəsini əsaslı sürətdə təkmilləşdirdi. O, fərz etmişdir ki, bərk cisimlərdə rəqslərin tezlikləri toplusu (spektr) mövcuddur. Haqqında danışılan rəqslər bərk cisimdə yayılan səs dalğalarını yaradan elastik rəqslərdir və birinci yaxınlaşmada bu dalğaların yayılma sürətinin ifadəsi

$$g = \sqrt{E_1 / \rho} \quad (3.13)$$

olur. Burada E_1 - Yunq modulu, ρ -mühitin sıxlığıdır. Kvant nəzəriyyəsində səs dalğalarının $h\nu$ enerji kvantları xüsusi hissəciklər – fononlar kimi qəbul olunurlar. Rəqslərin mümkün

olan tezliklərinin sayı sonsuz böyük, bərk cisimdə atomların sayının isə çox böyük (1sm^3 -də $\sim 10^{22}$ atom olur), lakin məhdud olduğundan Debay hesab etmişdir ki, bərk cisimdə rəqslərin spektri müəyyən maksimal ν_m tezliyi ilə məhdudlaşmalıdır. Debay nəzəriyyəsinə görə xarakteristik Debay temperaturu adlanan θ -temperaturundan başlayaraq istilik tutumu temperatur azaldıqca sürətlə azalır. Bu temperaturda atomların istilik hərəkətinin $\kappa\theta$ enerjisi ossilyatorların maksimal enerjisinə bərabər olur.

$$\kappa\theta = h\nu_m \quad (3.14)$$

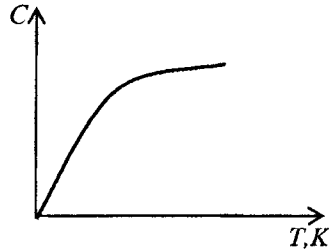
buradan

$$\theta = \frac{h\nu_m}{K} \quad (3.15)$$

yaza bilərik. Bu temperaturdan çox kiçik temperaturlarda istilik tutumu təcrübi nəticələrə uyğun olaraq T^3 -ilə mütənasib olaraq azalır (Şəkil 3.1).

Beləliklə, hesab etmək olar ki, θ -temperatur aşağı və yüksək temperaturlar arasında sərhəd rolunu oynayır.

Bəzi cisimlərin (almaz, bor və s.) istilik tutumlarının otaq temperaturlarında Dyülonq-Pti



şəkil 3.1

qanununa tabe olmaması onlar üçün θ -temperaturunun çox yüksək olması ilə əlaqədardır. İstilik tutumu və onun temperaturdan asılılığı atomların kristalın quruluşu və simmetriyası ilə bağlı olan rəqsləri ilə bilavasitə əlaqədar olduğu üçün onların tədqiqi çox vacibdir. Bərk cisimlərdə baş verən istənilən dəyişikliklər istilik tutumunun müxtəlif anomaliyaları ilə müşayiət olunur.

Qeyd edək ki, sabit həcmdə C_v istilik tutumu ilə sabit təzyiqdə C_p istilik tutumu (təcrübədə ölçülə bilən) arasında aşağıdakı münasibət mövcuddur.

$$C_p - C_v = \frac{VT\beta^2}{\lambda} \quad (3.16)$$

Burada β -cismin həcmi genişlənmə əmsalı, λ -cismin sıxılma əmsalıdır. Bir sıra cisimlərdə qəfəs istilik tutumuna ($C_v \sim T^3$) bəzi düzəlişlər olunmalıdır ki, istilik tutumunun nəzəri hesablamalardan alınan qiymətləri təcrübi nəticələrlə üst-üstə düşsün. Metallarda sərbəst elektronlar mütləq temperaturla düz mütənasib olan öz payını verir. Elektron istilik tutumu adətən

$$C_e = \gamma T \quad (3.17)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada γ -sabitli metallar üçün $\sim 10^4$ kal/mol-dər qiymətindən keçid metalları üçün $\sim 10^4$ kal/mol-dər qiymətinə qədər dəyişir. Qəfəs ($C_v \sim T^3$) və elektron ($C_e \sim T$) istilik tutumlarının temperatur asılılıqlarının müqayisəsindən görünür ki, bir çox metallar üçün çox aşağı temperaturlarda ($T \sim 5K$) hər iki istilik tutumlarının qiyməti eyni olur. Mütləq qeyd olunmalıdır ki, elektron istilik tutumu $T > 1000K$ -olan temperaturlarda yenidən öz təsirini göstərir.

§3.3. Aşağı temperaturlarda cisimlərin istidən genişlənməsi

Məlumdur ki, qaz, maye və bərk halda olan bütün cisimlər qızdırıldıqda onların xətti ölçüləri və həcmi böyüyür, başqa sözlə onlar istidən genişlənilir. Qızdırıldıqda kristalın həcmi-nin artması onun atomları arasındakı orta məsafələrin böyüməsi ilə əlaqədardır. Kristal cismin temperaturunun artması onun atomlarının istilik hərəkətinin, başqa sözlə qəfəsdə atomların istilik rəqslərinin enerjisinin artması deməkdir.

Lakin atomların rəqslərinin amplitudunun artması heç də bütün hallarda onların arasındakı orta məsafələrin, həcmnin artması ilə nəticələnmir. Belə ki, atomların harmonik rəqsi hərəkəti zamanı hər bir atom, hər hansı bir qonşu atomdan nə qədər uzaqlaşırırsa, digər qonşu atoma bir o qədər yaxınlaşır və nəticədə rəqsin amplitudunun artması atomlararası orta məsafəni dəyişdirmir. Bu zaman cisim istidən genişlənmir.

Əslində isə real hallarda kristallik qəfəsin atomları anharmonik (harmonik olmayan) rəqslər edirlər. Bu, atomların qarşılıqlı təsir qüvvələrinin xarakterinin atomlararası məsafədən asılılığı ilə əlaqədardır. Məlum olduğu kimi, atomlararası məsafənin tarazlıq qiymətindən böyük qiymətlərdə cazibə qüvvələri, kiçik qiymətlərdə isə itələmə qüvvələri üstünlük təşkil edir.

Bunun nəticəsində kristal qızdırıldığı zaman onun atomlarının rəqslərinin amplitudunun böyüməsi nəticəsində atomlararası itələmə qüvvələrinin artması cazibə qüvvələrinin artmasından üstün olur. Başqa sözlə, atomun özünün bir qonşusundan uzaqlaşması digər qonşusuna yaxınlaşmasından asan olur. Bu isə atomlararası orta məsafənin, yəni cismin həcmnin artmasına səbəb olur. Beləliklə, cisimlərin istidən genişlənməsi onların atomlarının anharmonik rəqslər etməsi ilə əlaqədardır. Cisimlərin istidən xətti genişlənməsi (α_l) və həcmi genişlənməsi (α_V) uyğun olaraq

$$\alpha_l = \frac{1}{l} \frac{\Delta l}{\Delta T} \quad (3.18)$$

$$\alpha_V = \frac{1}{V} \frac{\Delta V}{\Delta T} \quad (3.19)$$

düsturları ilə ifadə olunur. Burada l -cismin uzunluğu, V -cismin həcmi, Δl və ΔV -cismin temperaturunun ΔT -qədər dəyişməsi-nə uyğun olaraq, onun uzunluğunun və həcmnin dəyişməsidir.

Bu ifadələrdən görünür ki, cismin başlanğıc temperaturundan ΔT -qədər fərqlənən temperaturda uzunluğu və həcmi

$$l = l_0(1 + \alpha_l \Delta T) \quad (3.20)$$

və

$$V = V_0(1 + \alpha_v \Delta T) \quad (3.21)$$

düsturları ilə ifadə olunur. Burada l_0 və V_0 cismin başlanğıc uzunluğu və həcmidir. Yüksək temperaturlarda cismin xətti və həcmi genişlənmə əmsalları, onlar kiçik temperatur intervalında ölçüldükdə, sabit hesab oluna bilər. Aşağı temperaturda isə onlar temperaturdan asılı olaraq dəyişirlər və bu asılılıq cismin istilik tutumunun temperaturdan asılılığı ilə eyni olur, yəni T^3 qanunu ilə dəyişərək mütləq sıfırda sıfıra yaxınlaşır.

Cismin istidən genişlənmə əmsalının onun istilik tutumuna nisbəti verilmiş cisim üçün sabit olub, temperaturdan asılı olur və bir-birilə ilə Qryunayzen münasibəti ilə əlaqədardır.

$$\beta = \gamma \cdot \chi \frac{C_v}{V} \quad (3.22)$$

Burada χ -cismin sıxılma əmsalı, C_v/V -vahid həcmdə istilik tutumu, γ -Qryunayzen sabitidir. Bu sabit

$$\gamma = -\frac{d \lg \theta_D}{d \lg V} \quad (3.23)$$

ifadəsindən tapılır. Burada θ_D -Debay temperaturu, V -həcmdir.

Adi temperaturlarda γ -bir çox cisimlər üçün sabit kəmiyyətdir və təqribən $\gamma=1,5 \div 2,5$ intervallarında qiymətlər alır.

Aşağı temperaturlarda γ və ya $\frac{C_v}{\alpha}$ kəmiyyəti dəyişir.

§3.4. Aşağı temperaturlarda istilikkeçirmə və elektrik keçirmə

a) İstilikkeçirmə. Aşağı temperaturlarda bərk cisimlərin istilik keçiriciliyini kvant nəzəriyyəsi ilə hesablamaq olar. Kvant nəzəriyyəsində bərk cisimlərdə atomların səs sürəti ilə yayılan rəqslərinə qarşı müəyyən fiktiv hissəciklər-fononlar qoyulur. Hər bir hissəcik-fonon $h\nu$ -enerjisi ilə xarakterizə olunur.

Fononlar haqqında təsəvvürlərə görə bərk cisimlərdə istilik hərəkəti fononların yaranması və hərəkəti ilə şərtlənir. Mütəlak sıfırda fononlar yaranmır, temperatur artdıqda isə onların sayı aşağı temperaturlarda temperaturun kubu ilə (T^3) mütənəsib olaraq artır.

Beləliklə, bərk cismi adi temperaturlarda özünü ideal qaz kimi aparan fonon qazı ilə dolmuş qaba bənzətmək olar. Adi qazlarda olduğu kimi, fonon qazında istiliyin ötürülməsi fononların kristallik qəfəsin atomları ilə toqquşması zamanı baş verir və bərk cismin istilik keçirmə əmsalı (x) ideal qazda olduğu kimi

$$x = \frac{1}{3} \rho C_V \cdot \lambda C \quad (3.23)$$

düsturu ilə ifadə olunur. Burada ρ -cismin sıxlığı, C_V -xüsusi istilik tutumu, C -cisimdə səsin sürəti, λ -fononun sərbəst yolunun uzunluğudur. Hesablamalar göstərir ki, λ və elə ona görə də x temperaturla tərs mütənəsibdir.

$$x = \frac{a}{T} \quad (3.24)$$

Burada a -müxtəlif cisimlər üçün müxtəlif olan sabitdir.

Metallarda istilik keçiricilik prosesində qəfəsin rəqslərindən başqa onların elektrik keçiriciliyini təmin edən sərbəst elektronlar da iştirak edirlər. Yüksək temperaturlarda istilik keçiriciliyinin elektron hissəsi qəfəs hissəsindən xeyli böyükdür. Ona görə metalların istilik keçiriciliyi yalnız fononlar vasitəsi

ilə istilikkeçirən qeyri-metalların istilik keçiriciliyindən xeyli böyük olur. Məsələn, aluminiumun istilikkeçirmə əmsalı 238 Vt/m·K olduğu halda qeyri-metal olan kvartsın istilikkeçirmə əmsalı 5Vt/m·K olur. Qeyd edək ki, normal şəraitdə qazların istilikkeçirmə əmsalının qiyməti 10^{-3} Vt/m·K çox da aşağı olmayan temperaturlarda qəfəs istilik keçiriciliyi temperaturdan asılı olmayan elektron istilikkeçiriciliyinə nisbətən üsünlük təşkil edir. Temperaturun daha aşağı qiymətlərində elektron istilik keçiriciliyi yenidən üstünlük təşkil edir.

Qeyd edək ki, ifratkeçiricilərdə elektronlar heç bir müqavimətə rast gəlmədiklərindən istilik keçirmə prosesində iştirak etmirlər. Onlarda istilikkeçiricilik yalnız qəfəs vasitəsi ilə həyata keçirilir.

b) Elektrikkeçiricilik. İstilik keçiricilik, elektrik keçiricilik kimi səpilmə prosesləri ilə məhdudlaşır. Sadə kinetik nəzəriyyəyə görə $x_e = C_e \cdot \theta \cdot \frac{\ell}{3}$. Burada C_e elektron istilik tutumu temperaturla mütənasib olduğu halda elektronun sürəti temperaturdan praktiki olaraq asılı olmur.

İstilik keçiricilik və elektrik keçiricilik proseslərinin hər ikisində sərbəst yolun orta uzunluğunu eyni qəbul etsək, göstərmək olar ki, istilik keçiricilik Videman-Frans-Lorens qanununa tabedir:

$$\rho \cdot x_e = \frac{x_e}{\sigma} = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k}{\ell} \right)^2 T = LT \quad (3.25')$$

Burada Lorens sabitlərinin qiyməti $2,4510^{-8}$ Vt·Om/ dər²-dir. Yüksək temperaturlarda ($T \gg \theta_D$) istilik rəqsləri elektronları böyük bucaqlar altında səpirlər. Ona görə istiliyin və elektronların köçürülməsinə $1/T$ ilə mütənasib olan eyni sərbəst yolun orta uzunluğu uyğun gəlir.

Temperaturun böyük qiymətlərində $\rho \sim T$, x_e isə temperaturdan asılı olmur. Ona görə (3.25') ifadəsinin eyni olan

$$\frac{\rho \cdot x_e}{T} = L \quad (T \gg \theta_D) \quad (3.25'')$$

ifadəsini yazmaq olar.

Kifayət qədər kiçik temperaturalarda elektronların atom qarışıqlarından səpilməsi üstünlük təşkil edir. Bu zaman sərbəst yolun orta uzunluğu sabit qaldığından $\rho \cong const$ və $\chi \sim T$ olur. Bir çox metalların maye helium temperaturlarında istilik keçiriciliyinin ölçülmüş qiymətləri, (3.25') düsturunun doğru olduğunu göstərir.

Dielektrilərdə bütün istilik seli qəfəs dalğaları ilə daşınır, yarımkeçiricilərdə və zəif metallarda (bismut, qrafit, sürmə və s.) aşağı temperaturda da qəfəs istilik keçiriciliyi mexanizmi üstünlük təşkil edir.

Məlumdur ki, metallarda elektronların bir hissəsi sərbəstdirlər və elektrik sahəsi tərəfindən sürətləndirilirlər və bu da elektrik cərəyanının yaranmasına, yəni elektrik keçirmə prosesinin baş verməsinə səbəb olur. Sərbəst elektronlar ionların istilik rəqslərindən (fononlardan) kimyəvi və fiziki deffektlərdən və s. səpildiklərindən elektrik cərəyanının qiyməti məhdud olur. Səpilmə prosesini iki ardıcıl toqquşmalar arasındakı zamanla (τ) və ya sərbəst yolun orta uzunluğu (l) ilə xarakterizə etsək, onda klassik fizikanın təsəvvürlərinə görə elektrikkeçiricilik (σ)

$$\sigma = \frac{Ne^2\varepsilon}{m} = \frac{Ne^2l}{m\nu} \quad (3.26)$$

düsturu ilə ifadə olunur. Burada N - 1sm^3 -da olan keçirici elektronların sayı, e və m uyğun olaraq elektronun yükü və kütləsi, ν -sahə olmadıqda elektronun orta sürətidir.

Kvant mexaniki zona nəzəriyyəsinə görə isə elektrikkeçiricilikdə elektronların yalnız kiçik bir hissəsi iştirak edir. Bu nəzəriyyəyə görə bərk cisimdə boş olan (elektronlarla tutulmamış) enerji səviyyələri mövcuddur ki, onlar, elektrik sahə-

sində enerjisini dəyişən elektronlar tərəfindən tutula bilərlər. İstilik rəqsləri elektronun enerjisini κT qədər dəyişə bilər, ona görə də elektrik keçiricilikdə yalnız keçirici zonanın yuxarı sərhəddində yerləşən elektronlar iştirak edə bilər.

Zona nəzəriyyəsində elektronlar üçün sərbəst yolun effektiv uzunluğunu (l) daxil edərək elektrik keçiriciliyinin (3.26)-ifadəsinə analogi olaraq

$$\sigma = \frac{Ne^2 l}{m\nu} \quad (3.27)$$

ifadəsini almaq olar. Burada ν - elektronların zonanın yuxarı sərhəddində, yəni Fermi səthinin yaxınlığındakı sürətidir. Fermi səthində elektronların enerjisi 1.7eV qiymətlərini alır ki, bu da temperaturun $T \geq 20000\text{ K}$ qiymətlərində istilik enerjisinə ekvivalent olur. Ona görə də adi temperaturalarda ν -praktik olaraq dəyişmir.

Elektronların sərbəst yolunun uzunluğunun hesablanması çox çətin bir məsələdir. Lakin çox kiçik və çox böyük temperaturalarda ($T \leq \theta$ və $T \geq \theta$) onu hesablamaq mümkün olur.

Temperaturun böyük qiymətlərində ($T \geq \theta$) elektronun və fononun dalğa ədədlərinin qiymətləri tərtib etibarlı ilə eyni olduğundan onların bir-biri ilə qarşılıqlı təsiri zamanı elektronların impulsunun qiyməti və istiqaməti xeyli dəyişir. Bu halda sərbəst yolun uzunluğu l elektronla fononun iki ardıcıl toqquşması arasındakı orta yol ilə eyni olur.

Temperaturun kiçik qiymətlərində isə ($T \ll \theta$) fononun impulsu çox kiçik olur və bu halda elektronların fononlardan səpilməsi onların bərk cisimdə mövcud olan statistik defektlərdən (kənar atomlardan, dislokasiyalardan və s.) səpilməsinə nisbətən az effektiv olur.

Beləliklə, yüksək temperaturalarda ($T > \theta$) metalların xüsusi müqaviməti ρ_i əsasən fononlardan səpilmə hesabına olur. Onda xüsusi müqavimətin sərbəst yolun uzunluğu ilə tərs və atomların rəqslərinin amplitudunun kvadratı ilə düz mütənasib olduğunu nəzərə alsaq xüsusi müqavimət

$$\rho_i \approx \frac{T}{Mk \cdot \theta^2} \quad (3.28)$$

düsturu ilə ifadə olunur.

Aşağı temperaturlarda isə ($T \ll \theta$), deyildi ki kimi, $\rho_i \rightarrow 0$ və tam xüsusi müqavimət elektronların statistik defektlərdən sərilməsi hesabına yaranan qalıq müqavimətə (ρ_r) bərabər olur ($\rho \sim \rho_r$ və $\ell = \text{const}$ olduğu üçün $\rho \cong \text{const}$ olur).

Fermi səthinin və istidən genişlənmənin temperaturdan asılı olaraq dəyişmələri $\rho_i(T)$ asılılığında əlavə hədlərin əmələ gəlməsinə səbəb olur. Lakin bir çox hesablamalarda temperaturun $\theta/2$ ilə ərimə temperaturu arasındakı oblastda $\rho_i \sim T$ qəbul etmək özünü doğruldur. Debay temperaturundan çox kiçik temperaturlarda (kifayət qədər kiçik temperaturlar metalların təmizliyi ilə əlaqədardır) isə ($T \ll \theta$) $\rho_r \gg \rho_i$ olur və ρ -praktiki olaraq temperaturdan asılı olmur.

Bir sıra metalları o cümlədən Na, Sn, Jn və s. kimyəvi təmiz (99, 999%) almaq mümkün olur və onlardakı daxili gərginliklər artıq otaq temperaturunda aradan qaldırıla bilər. Bu səbəbdən onların aşağı temperaturlardakı qalıq müqaviməti (ρ_r) otaq temperaturundakı müqavimətdən qat-qat kiçik olur ($\sim 10^4$ dəfə). Belə metallarda yalnız temperaturun $T < \frac{\theta}{20}$ qiymətlə-

rində $\rho_r > \rho_i$ şərti ödənməyə başlayır.

Aralıq temperaturlarda elektronun hərəkət istiqaməti və enerjisi fononla toqquşmadan əvvəl və sonra impulsun və enerjinin saxlanma qanunlarına tabedir:

$$k' = k + q \quad (3.29)$$

$$\text{və } E' = E + hv \quad (3.30)$$

Burada k , k' və E , E' elektronun toqquşmadan əvvəl və sonrakı impulsu və enerjisi, q və hv - fononun impulsu və enerjisidir.

$h\nu \approx kT$ olduğundan toqquşma zamanı elektronun enerjisi cüzi dəyişir, yəni $E' \cong E$ olur (Fermi enerjisi), $T \cong \theta$ tərtibində olduqda isə $|k| \cong |q|$ olduğundan impulsun istiqamətinin və qiymətinin dəyişməsi böyük olur.

Temperaturu azaltdıqda enerji azalır elektron dalğasının dalğa ədədi isə (k) sabit qiymətə yaxınlaşır.

Qəfəs dalğası ilə qarşılıqlı təsirdə elektronun meyl bucağı (φ) birinci yaxınlaşmada.

$$\varphi \sim \frac{|a|}{|k|} \sim \frac{T}{\theta} \quad (3.31)$$

ifadəsi ilə xarakterizə olunur.

Debay temperaturuna nisbətən aşağı temperaturlarda həm qəfəs istilik tutumu, həm də fononların sıxlığı T^3 qanunu ilə dəyişir. Bunun nəticəsində elektronların səpilmə ehtimalı da əslində T^3 ilə mütənasib olmalıdır. Lakin, elektron bir sıra toqquşmalardan sonra onun səpilmə ehtimalı $(T/\theta)^2$ ilə mütənasib olur. Beləliklə, yekunda ρ_i müqaviməti

$$\rho_i \sim T^3 \left(\frac{T}{\theta} \right)^2 \sim T^5 \quad (3.32)$$

qanunu ilə dəyişir.

Blok dəqiq hesablamalar apararaq elektron-fonon qarşılıqlı təsirin yaratdığı müqavimət üçün

$$\rho = \frac{T^5}{\theta^6} \int_0^{\theta/T} \frac{x^5 dx}{(e^x - 1)(1 - e^{-x})} = C \frac{T^5}{\theta^6} J \left(\frac{\theta}{T} \right) \quad (3.33)$$

ifadəsini almışdır. Blok göstərmişdir ki, (3.33) ifadəsinin daha aşağı temperaturlarda ($T \ll \theta$) ödənilməsi üçün o,

$$\rho = 124,4 \frac{C}{\theta} \left(\frac{\theta}{T} \right)^5 \quad (3.34)$$

şəklində yayılmalıdır. Qryunayzen (3.33) ifadəsinin aralıq temperaturlarda da düzgün olduğunu göstərmişdir. O, daha sonra göstərmişdir ki, yüksək temperaturlarda $\left(\frac{T}{\theta} \geq 0,5\right)$ (3.34) ifadəsi

$$\rho \cong \frac{C}{4} \frac{T}{\theta^2} \quad (3.35)$$

şəklində düşür.

Qeyd edək ki, müqavimətin «aşağı» temperaturlardakı ($T_1 < \theta/10$) qiymətinin (ρ_1), «yuxarı» temperaturlardakı ($T_2 < \theta/2$) qiymətinin (ρ_2) nisbəti

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{497,6}{\theta^4} \frac{T_1^5}{T_2} \quad (3.36)$$

düsturu ilə ifadə olunur.

§3.3. Aşağı temperaturlarda maddələrin maqnit xassələri

Maddələrin maqnit qavrayıcılığının (χ) temperatur asılılığının öyrənilməsi ümumi halda sərbəst maqnit momentlərinin mövcudluğu və qiymətləri haqqında məlumat almağa imkan verir. Maqnit qavrayıcılığının aşağı temperaturlarda tədqiqi, bəzi hallarda maqnit ionunun ətrafı haqqında məlumatları dəqiqləşdirməyə kömək edir. Bu onunla əlaqədardır ki, ionun yaxın ətrafı ilə qarşılıqlı təsiri onun aşağı enerji səviyyələrinin strukturuna güclü təsir edir.

Maqnetizmə aid ilk fundamental tədqiqatlar Küri tərəfindən aparılmışdır. Bir çox duzlar üçün Küri maqnit qavrayıcılığının temperatur asılılığı üçün

$$\chi = \frac{C}{T} \quad (3.37)$$

qanununu kəşf etmişdir. Burada $\chi = \frac{M}{H}$ (M – maqnitlənmə vektoru, H -xarici maqnit sahəsidir), C -verilmiş duz üçün sabitdir. Lanjevan bu qanunu nəzərə alaraq göstərmişdir ki, xarici maqnit sahəsinin təsiri ilə maqnit dipollarının nizamlılığının artması aşağı temperaturalarda χ -nın artmasına gətirib çıxarır. Veys bu nəzəriyyəni inkişaf etdirərək maqnit dipollarının qarşılıqlı təsirinə baxmış, bu təsiri maqnitləşmə ilə mütənasib olan əlavə maqnit sahəsi daxil etməklə nəzərə almış və beləliklə Veys-Küri nöqtəsi adlanan T_c temperaturundan aşağı temperaturalarda ($T < T_c$) ferromaqnetizmin mövcud olma səbəbini izah etmişdir. Veys nəzəriyyəsinə görə temperaturun Küri temperaturundan böyük qiymətlərində ($T > T_c$) ferromaqnit, paramaqnit xassərinə malik olur və onun maqnit qavrayıcılığı Küri-Veys qanunu ilə ifadə olunur

$$\chi = \frac{C}{T - \theta}; \quad \theta = T_c \quad (3.38)$$

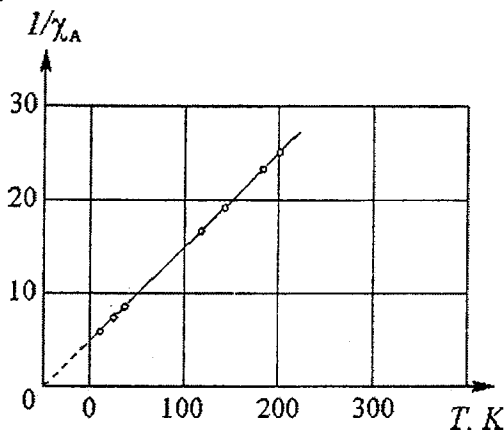
Təcrübələr göstərmişdir ki, küllü miqdarda paramaqnit maddələr Küri-Veys qanununa tabedirlər, lakin onların ferromaqnitlərdən yeganə fərqi dipol-dipol qarşılıqlı təsirinə çox-çox kiçik olmasındadır. Məlum olmuşdur ki, nəzəriyyəyə daxil olan C sabitinin qiyməti, onun qarşılıqlı təsir olmadıqda olan qiymətinə bərabərdir.

$$C = \frac{N\mu^2}{3kT} \quad (3.39)$$

Burada N –tədqiq olunan maddənin həcmindəki maqnit dipollarının sayı, k - Bolsman sabitidir. 1qram-atom maddə üçün $N = N_A$ Avoqadro ədədinə bərabər olur. Onda 1 qram-atomu uyğun qavrayıcılıq χ_A olar. χ_A -nın temperatur asılılığını bilməklə maqnit dipolunun qiymətini təyin etmək olar. Aşağı temperaturalarda qavrayıcılığın temperatur asılılığının öyrənilməsi, maqnit dipol momentini daha böyük dəqiqliklə təyin et-

məyə imkan verir (aşağı temperaturlarda χ_A - nın qiyməti böyük olur).

Maqnit qavrayıcılığının tədqiqi göstərir ki, nadir torpaq elementlərinin əksəriyyəti üçün təcrübədən alınan nəticələr onun Xundo qaydası ilə nəzəri hesablanmış qiymətləri ilə üst-üstə düşür.



Şəkil 3.2.

Boze və Stoner fərz etmişlər ki, maqnit momentinin qiyməti elektronların orbital momentləri ilə yox, doymamış orbitlərdəki elektronların spin maqnit momentləri ilə təyin olunur. Bu fərziyyə qəbul olunduğu halda təcrübədən alınan nəticələr nəzəri hesablamalarla daha çox üst-üstə düşürlər. Əksər hallarda Kuri-Veys qanunu ödənilir, yəni $1/\chi_A - T$ asılılığı düz xətt verir (şəkil 3.2). Lakin daha aşağı temperaturlarda (bir çox duzlar üçün artıq maye azotun qaynama temperaturundan aşağı temperaturlarda, $T < 78\text{K}$) bu qanundan kənar çıxıntılar müşahidə olunmuşdur. Kamerlinq-Onnes bu kənar çıxıntıları kriomaqnit anomaliyaları adlandırmışdır. Aşağı temperaturlarda kifayət qədər nəticələr alındıqdan sonra maqnetizmin tədqiqatında demək olar ki, yeni mərhələ başladı. İlk növbədə qeyd edək ki, Bekkerel və Brünetti belə bir fikir irəli

sürmüşlər ki, sərbəst maqnit dipollarının xassələrindən kənarçıxmalar maqnit ionunu əhatə edən ionların qeyri-bircins elektrik sahələrinin maqnit ionuna olan təsiri ilə əlaqədardır. Ümumi halda bu ideya Bete tərəfindən inkişaf etdirilmişdir. Bete belə bir nəticəyə gəlmişdir ki, göstərilən elektrik sahələri sərbəst maqnit ionlarının enerji səviyyələrinin cırlaşmasını aradan qaldıra bilər. Kramers göstərdi ki, doymamış təbəqəsində tək sayda elektronları olan (onların maqnit sahəsini müəyyən edən) halda qeyri-bircins elektrik sahələri ionun enerji səviyyələrinin cırlaşmasını tam aradan qaldıra bilməz. Bu halda enerji səviyyələri heç olmazsa dublet olmalıdır (Kramers cırlaşması). Belə cırlaşma yalnız maqnit sahəsi vasitəsilə aradan çıxarılır. Cüt sayda elektronları olan hal üçün isə enerji səviyyələri sinqlet ola bilər və heç bir cırlaşma olmaya bilər. Əksər hallarda bu səviyyələrin enerji fərqi otaq temperaturunda kT tərtibində olur və ona görə tədqiqatları kT -nin parçalanma enerjisindən çox-çox böyük olduğu halda aparmaq lazımdır. Daha sonralar (XX əsrin 30-cu illərdə) maqnetizmin sistematik nəzəriyyəsini kvant mexanikasına əsaslanaraq Van-Flek verdi.

Qiyəti spektrin təhlili nəticəsində Hund qaydası ilə hesablanan sərbəst ionun tam bucuq momentini j ilə işarə etsək, onun aşağı enerji səviyyəsi $2j+1$ qədər cırlaşmış olur. Maqnit sahəsi bu cırlaşmanı aradan qaldırır və enerji səviyyəsi $2j+1$ sayda bir-birindən bərabər məsafələrdə olan səviyyələrə parçalanır. Səviyyələrin bir-birindən olan məsafəsi $g\mu_B \cdot H$ qədər olur. Burada $\mu_B = \frac{e}{2mc} \cdot \frac{h}{2\pi}$ - Bor maqnetonu, g - Lande faktorudur. $H = 10000$ ersted, $g=2$ olduqda enerji səviyyələri arasında məsafə $\sim 0,9 \text{ sm}^{-1}$ olur. Parçalanan səviyyələr m_j kəmiyyəti (maqnit kvant ədədi) ilə xarakterizə olunur. $M_j, \dots, 0, \dots, j$ kimi $2j+1$ sayda qiymətlər alır. Bu halda 1 qram-molekulun maqnitləşməsi

$$\sigma_m = N \cdot \mu_B \cdot g \frac{\sum_{m_j} m_j e^{m_j \cdot g \cdot \mu_B \cdot H/kT}}{\sum_{m_j} e^{m_j \cdot g \cdot \mu_B \cdot H/kT}} =$$

$$= N \cdot \mu_B \cdot g \cdot j \cdot B_j \cdot \left(\frac{g \cdot j \cdot \mu_B \cdot H}{kT} \right) \quad (3.40)$$

olur. Burada B_j funksiyası Brillüen funksiyası adlanır və

$$B_j(y) = \frac{2j+1}{2j} \operatorname{ctg} \frac{(2j+1)y}{2j} - \frac{1}{2j} \operatorname{ctg} \frac{y}{2j} \quad (3.41)$$

kimi ifadə olunur.

Əslində burada tam sərbəst ionlara yox, kristal qəfəsinin daxilində yerləşən ionlara baxılır.

Paramaqnitlər üçün mübadilə qarşılıqlı təsirlərini nəzərə almasaq qəfəsin təsiri aşağıdakılarla müəyyən olunur:

- a) dipola təsir edən maqnit sahəsi sabit olmayıb sahə ətrafında presessiya edən qonşu dipolların qarşılıqlı təsiri nəticəsində kəsilməz olaraq dəyişir. Xarici sahə olmadıqda belə, ayrılıqda götürülmüş sahə sıfıra bərabər olur və bu sahə müəyyən H_i sahəsini daxil etməklə nəzərə alınır.
- b) ionların olduğu sahə, ümumiyyətcə xarici sahəyə bərabər deyil və nümunənin formasından və krisialın quruluşundan asılı olur.
- c) qonşu ionlar, hətta maqnit momenti olmayanlar bu baxılan ionun üzərinə qeyri-bircins elektrik sahəsi yaradırlar.

Bu effektləri nəzərə aldıqda aşağıdakı spesifik xüsusiyyətlər meydana çıxır.

1. Qeyd olunan fluktuasiyalar enerji səviyyələrinin bir-birini örtəməsinə gətirir. Bu, maqnit sahəsinin verilmiş anda bir iondan digər iona keçdikdə dəyişməsi və ve-

riimiş ion olan yerdə zamandan asılı olaraq dəyişməsi ilə əlaqədardır.

2. Maqnit sahəsində enerji səviyyələri sürüşürlər. Bu effekt maqnit sahəsinin qiymətinə $\varepsilon\sigma$ paramaqnit əlavəsinə etməklə nəzərə alınır. Qeyd edək ki, aşağı temperaturlarda diamaqnit effekti yuxarı temperaturlardakına nisbətən zəif olur.
3. Cırılma qismən və ya tam aradan qalxır. Van-Flek öz nəzəriyyəsində iki hala baxmışdır: *a*) aşağı enerji səviyyələrinin parçalanması kT -dən kiçikdir; *b*) bu parçalanma kT -dən böyükdür ($\delta E \ll kT$, $\delta E \gg kT$).

Böyük parçalanmalarda səviyyələri n -kvant ədədi ilə xarakterizə etdikdə ($H/T < 1$, doyma hadisəsi olmadıqda) Van-Flek σ_m və N_a üçün

$$\sigma_m = N \left(\frac{\mu^2}{3kT} + \alpha \right) H \quad (3.42)$$

$$N_a = \frac{2}{3} N \sum \frac{[\mu_o(n, n')]^2}{h\nu(n, n')} \quad (3.43)$$

ifadələrini almışdır. Burada $\mu_o(n, n')$ kəmiyyəti maqnit momentinin matrisasının yüksək tezlikli elementini "0" indeksi matrisasının sahə olmadığı hallarına uyğundur; μ -matrisası, μ_o matrisasının yüksək tezlikli elementlərini çıxmaqla alınan sabit maqnit momentinin qiymətidir.

Enerji səviyyələrinin sahənin təsiri ilə parçalanması kT -dən kiçik olan halların demək olar ki, hamısında (3.42) və (3.43) düstürləri ödənilir. Temperaturun çox kiçik qiymətlərində ($kT \leq \delta E$) isə, hər bir yarım səviyyə ayrılıqda nəzərə alınmalıdır. Onda maqnit qavrayıcılığı

$$\chi_A = \frac{N \sum \frac{\partial W}{\partial H} e^{-\frac{W}{kT}}}{H \sum e^{-\frac{W}{kT}}} \quad (3.44)$$

düsturu ilə ifadə olunur.

Burada W - halların enerjisi, $\frac{\partial W}{\partial H}$ verilmiş halda maqnit momentinin sahə istiqamətindəki proyeksiyasının orta qiymətidir. Əgər

$$W = W_0 + W_1 H_1 + W_2 H^2 + \dots \quad (3.45)$$

kimi qəbul etsək.

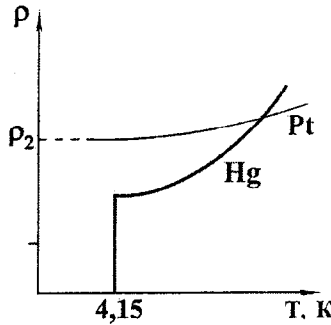
$$\chi_A = N \frac{\sum \left(\frac{W_1^2}{kT} - 2W_2 \right) e^{-\frac{W}{kT}}}{\sum e^{-\frac{W}{kT}}} \quad (3.46)$$

alarıq. Bu kəmiyyəti hesablamaq üçün isə parçalanmanın xarakteri haqqında geniş təcürbi məlumat alınmalıdır.

FƏSİL IV

İFRAT KEÇİRİCİLİK

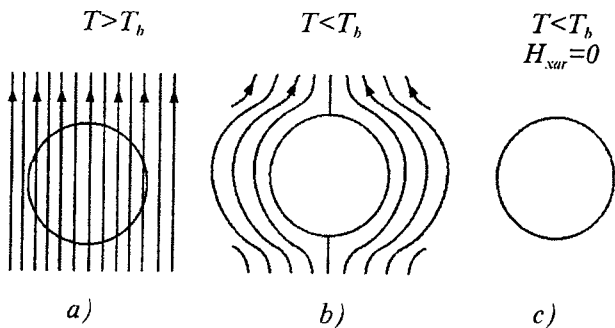
Əvvəlki paraqraflarda göstərilədiyi kimi, metalların müqaviməti temperatur azaldıqca kiçilir və $\rho(T)$ asılılığını temperaturun sıfır qiymətinə ekstrapolyasiya etdikdə onun aldığı qiymət qalıq müqaviməti adlanır. Bu, onunla bağlıdır ki, bütün temperaturalarda atomların və ya ionların istilik rəqsi hərəkəti mövcuddur və elektronlar həmin rəqslərdən səpilərək öz nizamlı hərəkətlərindən kənara çıxırlar. Bu isə cərəyanın azalmasına, yəni müəyyən müqavimətin yaranmasına gətirib çıxarır. Lakin elə keçiricilər mövcuddur ki, temperaturun müəyyən böhran qiymətindən kiçik qiymətlərində ($T < T_b$) onların elektrik müqaviməti sıçrayışla sıfıra qədər azalır. Bu hadisə 1911-ci ildə ilk dəfə Kamerlinq-Onnes [6] tərəfindən cıvədə müşahidə olunmuşdur. O, müəyyən etmişdir ki, temperatur $T=4,15K$ olduqda cıvə qeyri-adi elektrik xassələrinə malik olub, yeni bir hala keçir (Şəkil 4.1). Şəkildən görüldüyü kimi platinin müqaviməti $T=0K$ olduqda müəyyən ρ_0 qiymətini aldığı halda cıvənin müqaviməti $T=4,15K$ olduqda kəskin azalır və sıfıra bərabər olur. Kamerlinq-Onnes, bu hadisəni ifratkeçiricilik adlandırmışdır. Sonra Kammerlinq-Onnes müşahidə etmişdir ki, metal xarici maqnit sahəsinə gətirildikdə sahənin müəyyən böhran qiymətindən böyük qiymətlərində ($H > H_b$) onun elektrik müqaviməti bərpa olunur. Ölçmələr göstərmişdir ki, elektrik müqavimətinin qiymətinin sıfıra qədər azalması çox kiçik, lakin sonlu temperatur intervalında baş verir. Bu intervalın eni təmiz metallar üçün $10^{-3} \div 10^{-4}$ K olur və metalda qarışıqlar olarsa, bu interval artır.



Şəkil 4.1. İfratkeçiricidə xüsusi müqavimətin temperaturdan asılılığı.

Təcrübələr göstərmişdir ki, ifratkeçirici halında metalın xüsusi müqaviməti 10^{-20} Om-sm tərtibində olur (müqayisə üçün qeyd edək ki, misin maye helium temperaturunda elektrik müqaviməti təxminən 10^{-9} Om-sm-dir). İfratkeçirici naqilləri müqaviməti çox kiçik olan (ideal keçirici) naqillərdən fərqləndirən cəhətlərdən biri zəif maqnit sahələrin ifratkeçirici naqilin daxilinə (dərinaliklərinə) keçə bilməməsidir. Dediklərimiz şəkil 4.2-də təsvir olunmuşdur. Əgər naqil normal haldadırsa ($T > T_b$) maqnit sahəsi onun daxilinə keçir (a), naqili soyutduqda isə ($T < T_b$ olduqda) naqil ifrat keçirici hala keçir və maqnit sahəsi naqildən itələnir və onun daxilinə keçə bilmir (b). Nəhayət maqnit sahəsi olmadıqda ifratkeçirici naqil maqnitlənir. İfratkeçirici naqildən xarici sahənin itələnməsi Meysner effekti adlanır. $T < T_b$ olduqda maqnit sahəsinin naqilin daxilinə keçə bilməməsi onun ideal diamagnet olduğunu göstərir. Naqil uzun səlt silindr şəklində olarsa və maqnit sahəsi silindrin oxu boyunca yönəlsə, onun diamagnet momenti və diamagnet qavrayıcılığı

$$M_d = -\frac{1}{4\pi} \cdot H_{xar} \quad (4.2)$$



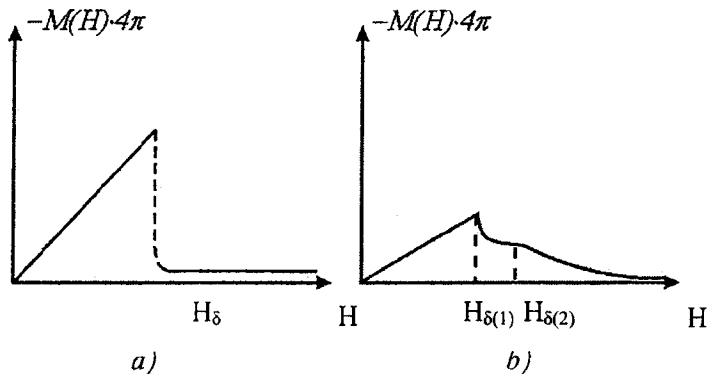
Şəkil 4.2. Naqilin normal (a) və ifratkeçirici (b) halda xarici maqnit sahəsində və ifratkeçiricinin xarici sahə olmadıqda (c) özünü aparması.

$$\chi_d = \frac{M_d}{H_{xar}} = -\frac{1}{4\pi} \quad (4.2)$$

olur. Burada M_d -diamaqnit momenti, χ_d -diamaqnit qavrayıcılığı, H_{xar} -xarici maqnit sahəsidir. Bu, normal halda olan metalın diamaqnit momentindən təxminən 10^5 dəfə böyükdür. Meysner effekti $T < T_b$ olduqda ifratkeçirici naqilin səthində çox kiçik təbəqədə sönməyən dairəvi cərəyanların meydana gəlməsi ilə bağlıdır. Bu cərəyanın yaratdığı maqnit momenti xarici sahəni kompensə edir. Təcrübə göstərir ki, kiçik sahələr ifratkeçirici nümunənin yalnız $10^{-5} \div 10^{-6}$ sm qalınlığına qədər nüfuz edə bilər. Kifayət qədər böyük sahələrdə özlərini aparma xarakterinə görə ifratkeçiricilər iki sinfə bölünürlər. Şəkil 4.3-də sxematik olaraq hər iki sinif ifratkeçiricinin maqnitlənmə əyrisi göstərilmişdir.

Əyrilərin başlanğıc düzxətli hissəsi ($M = -H/4\pi$) Meysner effektinin işlədiyi hissəsidir. Əyrilərin sonrakı gedişi birinci (a) və ikinci (b) növ ifratkeçiricilərdə kəskin fərqlənir. Fərz edək ki, səthi cərəyan məhz bu tərtibli təbəqədə I növ

ifrat keçiricidə (təmiz metallar) axır. Maqnit sahəsinin müəyyən böhran qiymətində ($H=H_b$) ifrat keçiricilik itir, sahə sıçra-



Şəkil 4.3. I (a) və II (b) növ ifratkeçiricidə maqnitlənmənin maqnit sahəsinin intensivliyindən asılılığı.

yışla naqilin daxilinə keçir və metal bütün həcmdə normal hala keçir. Bu zaman ifratkeçirici naqilin məxsusi diamaqnit momenti sıçrayışla $\sim 10^5$ dəfə azalır. Böhran maqnit sahəsinin çox sadə termodinamik mənası vardır. Sahə olmadıqda temperaturun $T < T_b$ qiymətində naqilin ifratkeçirici halında sərbəst enerjisi F_{if} onun normal haldakı sərbəst enerjisindən F_n kiçikdir ($F_{if} < F_n$). Sahəni qoşduqda ifratkeçirici naqilin sərbəst enerjisi $H^2/8\pi$ qədər artır (bu, maqnitləşmə zamanı görülən işdir) və H_b , keçid nöqtəsindəki tarazlıq şərtindən tapılır

$$F_{if} + \frac{H^2}{8\pi} = F_n \quad (4.3)$$

Buradan

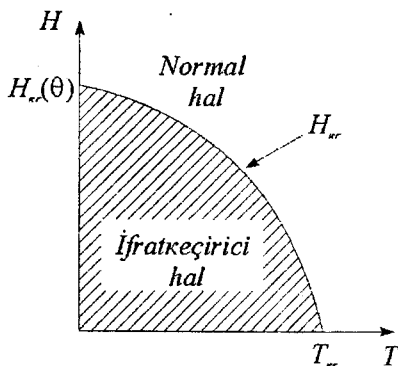
$$H_b = \sqrt{8\pi(F_n + F_{if})} \quad (4.4)$$

olur. Sahənin böhran qiyməti temperaturdan asılıdır. $T=0$ olduqda H_b maksimal qiymət olaraq temperaturun artması ilə monoton azalır və $T=T_b$ olduqda sıfıra bərabər olur (Şəkil 4.4). Böhr-

ran maqnit sahəsinin temperaturdan asılılığını ($H_b(T)$) öyrənməklə ifratkeçiricilərin bütün termodinamik xassələrini hesablamaq olar. Doğrudan da (4.3) ifadəsini temperatura görə diferensiallasaq ifratkeçirici halda faza keçidinin Q istiliyini tapmaq olar:

$$Q = T(S_H - S_f) = -T \frac{H_\delta}{4\pi} \cdot \frac{dH_\delta}{dT} \quad (4.5)$$

Burada S -vahid həcmnin entropiyasıdır, mənfi işarəsi isə naqilin ifratkeçirici haldan normal hala keçdikdə istiliyin udulduğunu göstərir. İfratkeçiricilik maqnit sahəsi vasitəsilə aradan qalxırsa və bu adiabatik olaraq baş verirsə, onda naqil soyuyur.



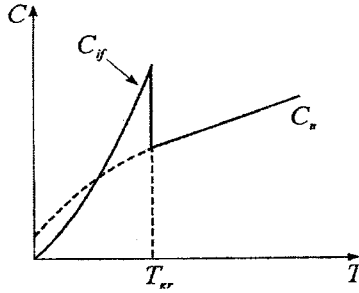
Şəkil 4.4. $H \sim T$ asılılığı

II növ ifratkeçirgilərə əksər ərintilər və aşqar vurulmuş I növ ifrat keçiricilər aiddirlər. Şəkil 4.3-dən görüldüyü kimi II növ ifratkeçiricilərdə maqnit sahəsinin təsiri ilə ifratkeçiricilik halının aradan qalxması daha mürəkkəb xarakter daşıyır. Maqnit momentinin azalması müəyyən intervalda sahənin nümunəyə nüfuz etməyə başladığı andan (H_{b1}) ifratkeçiricili-

yin tam aradan qalxması anına (H_{b_2}) qədər davam edir. Maqnit sahəsi olmadıqda ($H=0$) istilik tutumunun tədqiqi göstərir ki, temperatur azaldıqda böhran temperaturunda ($T=T_b$) istilik tutumu sıçrayışla artır və ifratkeçirici haldakı istilik tutumu metalın normal haldakı istilik tutumundan ~ 3 dəfə böyük olur (şəkil 4.5). Bu zaman, (4.4) ifadəsindən görüldüyü kimi, $T=T_b$ olduqda $H_b=0$ olur və faza keçidi istiliyi $Q=0$ olur. Beləliklə, metal naqilin normal haldan ifratkeçirici hala keçməsi II növ faza keçididir. (4.4) ifadəsindən istilik tutumunun $C_{if}-C_n$ sıçrayışı ilə $T=T_b$ temperaturundakı $H_b(T)$ əyrisinin bucaq əmsalı arasındakı əlaqəni tapmaq olar.

$$C_{if} - C_n = \frac{Tk}{4\pi} \left(\frac{dH_b}{dT} \right)_{T=T_b}^2 \quad (4.6)$$

C_{if} və C_n - istilik tutumunun uyğun olaraq ifrat keçirici və normal haldakı qiymətləridir.



Şəkil 4.1.5. İfratkeçiricidə istilik tutumunun temperaturdan asılılığı.

İfrat keçiriciliyin ilk nəzəriyyəsini Q.London və F.London [7] vermişlər. Onlar ifrat keçiricilik halını makroskopik kvant halı hesab edərək bu hadisənin fenomenoloji nəzəriyyəsini kiçik sahələrdə vermişlər. Bu nəzəriyyənin köməyi ilə onlar if-

ratkeçiricilərin kiçik sahələrdə (Meysner effekti) və elektrik müqaviməti olmadıqda bir sıra xassələrini izah etmişlər. Sonralar V.Qinzburq və L.Landau [8] bu nəzəriyyəni ümumiləşdirərək ifratkeçiricilərin böyük maqnit sahələrində bir sıra xassələrini izah etmişlər. İfratkeçiriciliyin müasir nəzəriyyəsini 1957-ci ildə D.Bardin, D.Şriffər, L.Kuper (BKŞ) [9-11] və N.Boqolyubov vermişlər. Kuperə görə spinləri bir-birinin əksinə yönəlmiş iki elektron müəyyən şərtlər daxilində birləşərək yükü $2e^-$, tam momenti isə sıfır olan cüt əmələ gətirirlər. Bu cüt Boze-Eynşteyn statistikasına tabedir və Boze kondensasiyasına məruz qalır. Bu cür kondensat məlum olduğu kimi ifratxıcılıq xassəsinə malikdir. $T=0$ olduqda bütün elektronlar cütləşirlər. Bu cütlər elektromaqnit dalğası kvantını və səs dalğaları kvantını (fonon) udaraq aralanırlar (rabitə qırılır). Bu zaman sistemdə həyəcanlanma baş verir. Temperaturun sıfırdan fərqli qiymətlərində həyəcanlaşmaların və cütlərin sayları arasında tarazlıq əmələ gəlir. Temperatur artdıqda həyəcanlaşmaların sayı artır, uyğun olaraq cütlərin sayı azalır. Həyəcanlaşmaların enerji spektrində bir həyəcanlanmanın yaranması üçün minimal enerjiyə uyğun potensial çəpər mövcud olur. Elektronları cütləşdirən cazibə qüvvələrinin təbiəti ümumiyyətlə mürəkkəbdir. Lakin əksər ifratkeçiricilərdə bu qüvvələr elektronların fononlarla qarşılıqlı təsiri ilə bağlıdır.

Yekunda qeyd etmək lazımdır ki, ifratkeçiricilərdə elektrik müqaviməti olmadığından onlarda Coul-Lens istiliyi ayrılır. Ona görə yüksəktemperaturlu ifratkeçiricilərin tapılmasının əhəmiyyətinin nə dərəcədə böyük olduğunu başa düşmək çətin deyildir. Hal-hazırda bu problemlərin həlli bəşəriyyət qarşısında duran ən aktual məsələlərdən biridir.

FƏSİL V

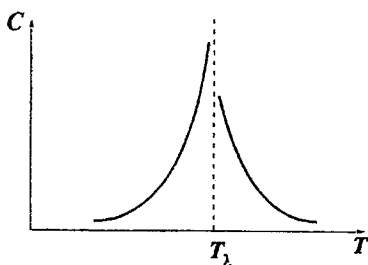
İFRATAXICILIQ

1908-ci ildə Kamerlingq-Onnes [12] maye heliumun (^4He) $T=2,18\text{K}$ -də tamamilə qeyri-adi bir faza halına keçdiyini müşahidə etmişdir. Maye heliumun xassələrini tədqiq edən Keezom [13] həmin temperaturda ikinci növ faza keçidinin baş verdiyini sübut etmişdir. Daha sonralar P.L.Kapitsa [14-15] tamamilə yeni bir hadisə - maye heliumun ifrataxıcı hala keçmə-sini kəşf etdi. Bu hadisə klassik fizikanın mövcud qanunları ilə izah edilə bilmədi. Maye heliumun daha bir qeyri-adi xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, o, doymuş buxarının təzyiqi altında heç bir temperaturda, hətta mütləq sıfırda ($T=0\text{ K}$) belə bərk hala keçmir. Bunun səbəbi helium atomlarının sıfırıncı rəqslərinin böyük və aralarındakı qarşılıqlı təsirin isə çox zəif olmasıdır. Heliumun həm ifrat keçiriciliyi, həm də mütləq sıfırda bərk hala keçməməsi həmin mayedə kvant effektlərinin təzahürüdür və onun kvant nəzəriyyəsi 1941-ci ildə L.Landau [16-18] tərəfindən verilmişdir.

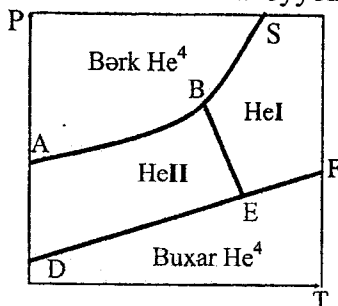
§ 5.1. HeII-kvant mayesidir

Məlumdur ki, temperaturu azaltdıqda istilik hərəkətinin intensivliyi azalır və mütləq sıfırda bütün atomlar tarazlıq halı ətrafında kiçik rəqslər edirlər və cisimlər maye halından bərk hala keçirlər. Bir az əvvəl qeyd etdiyimiz kimi, maye helium təbiətdə yeganə mayedir ki, öz doymuş buxarının təzyiqi altında hətta mütləq sıfırda ($T=0\text{ K}$) belə kristal halına keçmir. Maye heliumu $T=0\text{ K}$ temperaturda bərk hala keçirmək üçün ən azı 25 atm təzyiq tətbiq etmək lazımdır. Helium mayeləşdirildikdən sonra onun xassələri müxtəlif tədqiqatçılar tərəfindən öyrənilmiş və müəyyən olunmuşdur ki, temperaturun

müəyyən qiymətində ($T=2,18$ K) maye heliumun istilik tutumu, istidən genişlənmə əmsalı və termodinamik potensialın digər ikinci tərtib törəmələri sıçrayışla dəyişir, yəni II növ faza keçidi baş verir. Bu hadisə heliumun ${}^4_2\text{He}$ izotopunda baş verir. Keçid temperaturu istilik tutumunun temperaturdan asılılığına oxşar olaraq T_λ ilə işarə edilir və λ nöqtə adlanır (şəkil 5.1). Keçid temperaturundan böyük temperaturlarda maye helium HeI, kiçik temperaturlarda isə HeII adlanır. HeI adi mayelərin xassələrinə, HeII isə anomal xassələrə malik olur. Beləliklə, heliumun hal diaqramı digər cisimlərin hal diaqramlarından kəskin fərqlənir. Heliumun hal diaqramı sxematik olaraq P - T koordinatlarında şəkil 5.2-də göstərilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi, bərk halda olan helium iki maye heliumla HeI və HeII ilə (BS və AB əyriləri boyunca), buxar halında olan helium, yenə də DE və EF əyriləri boyunca iki maye heliumla (HeI və HeII) və iki maye helium (HeI və HeII) BE əyrisi boyunca biri-birilə tarazlıqda olurlar. Başqa sözlə, heliumun hal diaqramı digər cisimlərin hal diaqramlarından fərqli olaraq buxar, maye və bərk cismin tarazlıqda olduğu bir nöqtə ilə deyil, iki nöqtə ilə - iki maye və bərk halın tarazlıqda olduğu B nöqtəsi və iki mayenin və buxarın tarazlıqda olduğu E nöqtəsi ilə xarakterizə olunur. Çoxsaylı təcrübələrlə müəyyən olunmuşdur ki, HeI adi mayelərin xassələrinə, HeII isə başqa mayelərdən kəskin fərqlənən anomal xassələrə malikdirlər. Müəyyən



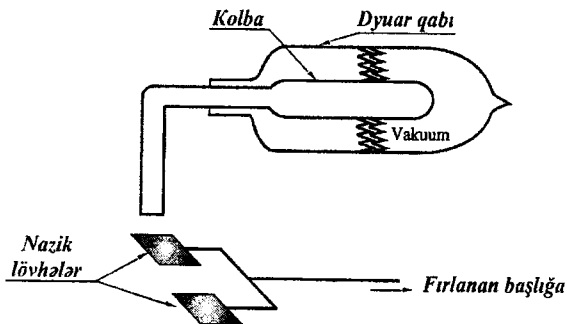
Şəkil 5.1.



Şəkil 5.2. Heliumun hal diaqramı.

olunmuşdur ki, HeI çox nazik yarıqlardan keçdikdə onun axması praktik olaraq özlülüksüz baş verir. Özlülüyin ən böyük qiyməti 10^{-11} puaz olur və bu da HeI-in özlülüyündən 10^6 -dəfə kiçik olur. Bu hadisəni Kapitsa ifrataxıcılıq adlandırmışdır. Lakin, özlülüyü rəqş edən disk və silindr metodu ilə ölçükdə HeII üçün $\eta=10^{-5}$ puaz alınır. Beləliklə, özlülüyün müxtəlif metodlarla ölçülməsi onun bir-birindən bir neçə tərtib fərqlənən qiymətlərini verir.

Klassik təsəvvürlərə görə kiçik özlülüyə malik mayelər eyni zamanda kiçik istilik keçiriciliyinə malik olurlar. Lakin, Keezom maye heliumun istilik keçiriciliyini ölçərək müəyyən etmişdir ki, HeII-nin (ifrataxıcı heliumun) istilikkeçiriciliyi HeI-in istilikkeçiriciliyindən $5 \cdot 10^6$ dəfə, təmiz misin istilikkeçiriciliyindən isə 10^3 dəfə böyükdür. Bu nəticə HeII-nin ifrataxıcılıq xassəsi ilə ziddiyyət təşkil edir. Bu ziddiyyətləri Kapitsa özünün bir sıra məşhur təcrübələri ilə aradan qaldırmışdır. O, göstərmişdir ki, istilikkeçiricilik adı metodla ölçüləndə və hesablananda onun əsl qiyməti alınmır, çünki ölçülən kəmiyyət sistemə verilən istilikdən və temperatur qradientindən asılıdır. Bu isə istilikkeçiricilik haqqında olan təcrübələrlə bir yerə sığışmır. HeII-də müşahidə olunan böyük istilikötürmə adı konveksiya ilə də izah oluna bilməz, çünki belə böyük qiyməti izah etmək üçün maye selinin sürəti 1000 sm/san qəbul olunmalıdır. Digər tərəfdən konveksiyada mayenin yerdəyişməsi istilikötürməni artırmalı idi. Lakin təcrübə göstərir ki, HeII kapilyarda axdıqda istilikköçürmə azalır. Təcrübələrin nəticələrinə əsaslanaraq Kapitsa belə bir hipotez irəli sürmüşdür ki, HeII-də istilikköçürmə yalnız çox kiçik özlülüyə malik bu mayədə olan spesefik maye seli vasitəsi ilə həyata keçirilir. Kapitsanın gözəlliyinə və dəqiqliyinə görə təkrarolunmaz olan apardığı təcrübə onun verdiyi hipotezi təsdiq etdi. Bu təcrübənin sxemi şəkil 5.3-də göstərilmişdir. Qızdırıcını qoşduqda kolbada maye helium seli əmələ gəlir və bu sel kapliyardan keçib çıxışda qoyulan nazik lövhəni meyl



Şəkil 5.3. Kapitsanın təcrübəsinin sxemi.

etdirir və bu meyl qeyd olunur. Təcrübə zamanı kolbada maye azalmadığından Kapitsa [14] hesab etmişdir ki, eyni zamanda heliumun kolbanın daxilinə yönəlmiş əks seli yaranır, lakin onu qeyd etmək mümkün olmur. Kolbadan çıxan və kolbaya daxil olan mayələrin enerji hallarının müxtəlifliyini qəbul etsək istilik keçiriciliyinin təcrübədə müşahidə olunan böyük qiymətlərini izah etmək mümkün olar. Bu təcrübə ilə Kapitsa [15] sübut etmişdir ki, istilik ayrıldığı zaman çox kiçik özlülüyə malik olan HeII-nin əks selinin yaranması anomal böyük istilik keçiriciliyinin müşahidə olunmasına gətirib çıxarmışdır. İstilik ayrılan zaman HeII-də bu cür əks sellərin yaranması termome-xaniki effekt adlanır. Bu effektin əyani təzahürü fontan effekti-dir. Əgər qızdırıcıya yönəlmiş selin qarşısına süzgəc (filtr) qo-yulsa, onda borunun (kapilyarın) süzgəcdən sonrakı hissəsində maye seli fontan kimi fəvvarə vurur. Bu işə böyük hidrodina-mik təzyiqin olmasını göstərir. Bu effektin tərsi də müşahidə olunur (mexaniki-kolorimetrik effekt). Əgər maye helium çox nazik yarıqdan istidən izolə edilmiş qaba daxil olursa qab soy-uyur, əgər qabdan xaricə çıxarsa qab qızır. Maraqlıdır ki, əgər daxilində HeII olan və səthləri bir-biri ilə təmasda olan iki qabda mayələrin səviyyələri müxtəlifdirsə izotermik şəraitdə bu iki səviyyələr aşağı səviyyədə yönəlmiş nazik maye təbə-

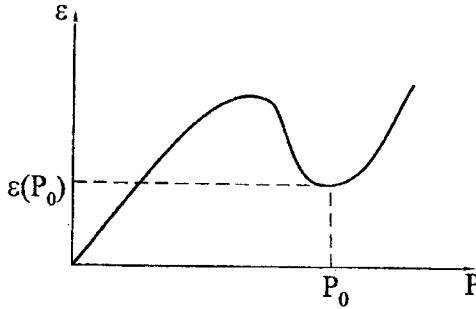
qəsi (10^{-6} sm) vasitəsi ilə eyniləşəcəkdir. Lakin istilik ayrıldığı zaman təbəqənin hərəkəti temperatur qradienti boyu yönələcək və qablardakı maye sütunlarının hündürlüklərindən asılı olmayacaq.

§ 5.2. HeII-nin enerji spektri

Deyildiyi kimi, HeII-nin anomal xassələri və heliumun mütləq sıfırda da maye halında qalması klassik fizika ilə izah oluna bilmir və bunlar sistemin kvant-mexaniki xassələri ilə bağlıdır. Doğrudan da, temperatur azaldıqda atomların istilik hərəkətinə uyğun de-Broyl [19] dalğasının uzunluğu ($\lambda = h/mv$, m - atomun kütləsi, v - sürəti, h - Plank sabitidir) artır və temperaturun təxminən 1-2 K qiymətlərində atomlararası məsafəyə bərabər olur. Ona görə də bu temperatur oblaslında maye heliumun xassələri kvant hadisələri ilə əlaqəli olur. Maye helium təbiətdə yeganə kvant mayesidir. Digər mayələr onlarda kvant effektləri əmələ gəlməmişdən qabaq bərkiyirlər. Kvant mayesinin nəzəriyyəsini ilk dəfə L.Landau [16] vermişdir. Kvant mayesinin nəzəriyyəsi ilk növbədə onun enerji spektrinin, yəni onun kvant-mexaniki enerji səviyyələrinin tapılmasına gətirilir. Qeyd edək ki, burada enerji səviyyələri dedikdə ayrı-ayrı atomların enerji səviyyələri deyil, mayenin bütövlükdə enerji halları nəzərdə tutulur. Ümumiyyətlə real mayələrin enerji spektrinin tapılması çox mürəkkəbdir və demək olar ki, mümkün deyil, çünki o, mayenin bütün atomlarının bir-biri ilə konkret qarşılıqlı təsirləri ilə bağlıdır. Lakin çox kiçik temperaturalarda mayenin xassələri enerji spektrinin $T=0$, yəni normal haldan çox da uzaq olmayan hissəsi ilə müəyyənləşir. Spektrin bu hissəsi üçün Landau hesab etmişdir ki, mikroskopik cisimlərin zəif həyəcanlanmış halı kvant mexanikasında özlərini "kvazihissəciklər" kimi apararıq ayrı-ayrı elementar həyəcanlanmalar toplusu kimi xarakterizə oluna bilər. Bu

hissəciklər cismin həcmində hərəkət edirlər və müəyyən enerji və impulsa malikdirlər. Ümumi mülahizələrə və təcrübi faktlara əsaslanaraq Landau hesab etmişdir ki, kiçik impulslarda elementar həyəcanlanmaların enerjisi (ε) impulsdan (p) xətti asılıdır və bu həyəcanlanmalar adi səs dalğalarına uyğun gəlir.

$$\varepsilon = cp \quad (5.1)$$



Şəkil 5.4.

Burada c -mayədə səs sürətidir. Beləliklə, $\varepsilon(p)$ funksiyası öz başlanğıc hissəsində xəttidir və bütün elementar (kiçik) həyəcanlanmalar fonondurlar (səs dalğası kvantları). Məlumdur ki, səs dalğaları mayenin potensial (burulğansız) hərəkətdir. Deməli, kiçik temperaturalarda maye heliumun hərəkəti potensial hərəkətdir. İmpuls artdıqca $\varepsilon(p)$ düz xətdən kənara çıxır, artaraq maksimuma çatır, sonra azalır və impulsun müəyyən qiymətində ($p=p_0$) minimum qiymət alır (şəkil 5.4).

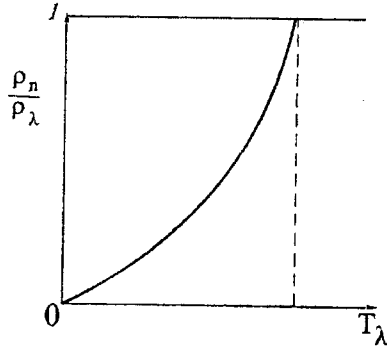
İstilik tarazlığı zamanı elementar həyəcanlanmalar əsasən minimumların ətrafında yəni enerjinin $\varepsilon=0$ və $\varepsilon(p_0)$ qiymətləri ətrafında paylanırlar. $\varepsilon(p)$ funksiyasını $p=p_0$ yaxınlığında $p-p_0$ -a görə sıraya ayırısaq

$$\varepsilon = \Delta + \frac{(p - p_0)^2}{2\mu} \quad (5.2)$$

olar. Burada $\Delta = \varepsilon(p_0)$ və μ -sabitlərdir. Bu növ elementar həyəcanlanmalar mayenin dayanıqlı burulğanlı hərəkətinə uyğun gəlir. Onlar rotonlar (böyük enerjili qısa dalğalı həyəcanlaşma kvantları) adlanırlar. Qeyd edək ki, sonralar neytronların HeII-də səpilməsi zamanı təcrübənin nəticələri enerji spektrinin Landaunun təklif etdiyi formasını tam təsdiq etdi. Enerji spektrinin göstərilən xassələrindən HeII-ni ifrat axıcı olması nəticə kimi meydana çıxdı.

Məlumdur ki, [20] fonon qazı Boze statistikasına tabedir (və ya Boze statistikasına ilə xarakterizə olunur). Rotonlar da Boze statistikasına tabedirlər, lakin rotonlar κT -yə nəzərən böyük ε enerjisinə malik olduqlarına görə onlar üçün Bolsman statistikasından istifadə etmək olar. Fonon və rotonların sayı ($T \sim T_\lambda$) çox olmadığından onlara iki ideal qazın qarışığı kimi baxmaq olar. Temperatur artdıqca (T_λ -ya yaxınlaşdıqca kvazihissəciklər fononlar və rotonlar) arasında qarşılıqlı təsir artır və bu hala ideal qaz modelini tətbiq etmək olmaz. Kvazihissəciklərin biribirilə və qabın divarları ilə qarşılıqlı təsiri özlülüyün yaranmasına səbəb olur.

Enerji spektrini və statistikanı bilməklə HeII-nin bütün termodinamik funksiyalarını hesablamaq olar. Termodinamik kəmiyyətlərin fonon hissəsi, bərk cisimlərin istilik tutumlarının Debay nəzəriyyəsinə [21] uyğun olaraq hesablanmış və entropiya və istilik tutumu üçün kubik qanun ($S \sim T^3, C \sim T^3$) alınmışdır. Termodinamik kəmiyyətlərin roton hissəsini hesablamaq üçün Bolsman paylanması istifadə olunmuşdur və göstərilmişdir ki, bu kəmiyyətlərin temperaturdan asılılığı eksponensial xarakter daşıyır ($\sim e^{-\frac{\Delta}{kT}}$). Alınan düsturlar parametrlərin $\Delta = 8,6K$, $\rho_0 = 1,9 \cdot 10^8 \text{ sm}^{-3}$, $\mu = 0,16 m_{\text{He}}$ qiymətlərində təcrübi nəticələrlə üst-üstə düşən nəticələr verir.



Şəkil 5.5.

Landau nəzəriyyəsinə görə mütləq sıfırdan böyük temperaturlarda HeII-də eyni zamanda iki hərəkət - adi mayələrin hərəkətinə uyğun "normal" hərəkət və ifrataxıcı hərəkətlər mövcuddurlar. Hər bir hərəkətə uyğun effektiv kütlə vardır və bu kütlələrin cəmi mayenin tam kütləsinə bərabərdir. Landau HeII-nin normal hərəkətdə iştirak edən hissəsi üçün ρ_n -sıxlığını və ifrataxıcı hərəkətdə iştirak edən hissəsini xarakterizə edən ρ_s sıxlığını daxil etmişdir ki, bu sıxlıqların da cəmi mayenin həqiqi sıxlığına bərabər olur ($\rho = \rho_n + \rho_s$). HeII-də normal komponentin sıxlığının mayenin sıxlığına nisbətinin temperaturdan asılılığı ilk dəfə Lidronikaşvili E.L. /24, 25/ tərəfindən təcrübi olaraq tədqiq olunmuşdur və Landau nəzəriyyəsi ilə üst-üstə düşən nəticələr alınmışdır. həm nəzəriyyə, həm də təcrübəyə görə, mütləq sıfırda kvant sistemi əsas halda, yəni

həyəcanlanmamış halda olduğundan $\frac{\rho_n}{\rho} = 0$ - olur. Temperatur

artdıqca bu nisbət artır və HeII-HeI faza keçidində vahidə bərabər olur (Şəkil 5.5). Beləliklə, faza keçidi zamanı mayenin ifrataxıcı hissəsi yox olur. HeII-nin ifrataxıcı halı başqa səbəbdən də — onun selinin hərəkət sürəti müəyyən böhran halına çatdıqda da yox ola bilər. Bu zaman ($v > v_s$) spontan olaraq

rotonlar meydana gəlir. İfrataxıcı komponent isə rotonun impulsuna bərabər impulsunu itirir və tormozlanır (yox olur).

Mikroskopik nöqtəyi-nəzərdən ifrataxıcılığın əmələ gəlməsi $T > T_\lambda$ olduqda Boze atomlarının (spini tam olan, məsələn $^2\text{He}^4$ atomları) çox hissəsinin impulsunun sıfıra bərabər olduğu hala keçməsi ilə bağlıdır. Bu hadisə Boze-Eynşteyn kondensasiyası, bu hala keçən atomlar toplusu isə Boze-kondensat adlanır.

Sıxlığın normal komponenti fononlar və rotonlarla bağlıdır və fononlar üçün hesablamalar aşağıdakı ifadəni verir.

$$\rho_{n\phi} = \frac{4\varepsilon_\phi}{3c^2} \quad (5.3)$$

Burada ε_ϕ -HeII- də fonon qazının vahid həcimdəki enerjisi, c-əsin sürətidir.

Rotonlar üçün isə

$$\rho_{nr} = \frac{\rho_0^2}{3kT} \cdot N_r \quad (5.4)$$

ifadəsi alınır. Burada N_r -mayenin vahid həcmində rotonların sayıdır. Landau nəzəriyyəsi Kapitsanın aldığı təcrübi nəticələri çox gözəl izah edir.

Nəzəriyyəyə görə HeII nazik kapilyardan çıxdıqda mayenin ifrataxıcı hissəsi axır və bu zaman heç bir sürtünmə olmur ($\eta \rightarrow 0$). Mayenin normal hissəsi isə kolbada qalır və çox kiçik sürətlə kapilyarın yarığından keçir. Mayeyə salınmış diskin fırlanma rəqsləri zamanı sıfırdan fərqli özlülüyün alınması da nəzəriyyə ilə izah oluna bilər. Doğrudan da, disk mayədə fırlanarkən o normal komponentlə sürtünmə nəticəsində dayanır. Beləliklə, maye kapilyardan axdıqda onun ifrataxıcı hissəsi, disk fırlanarkən isə normal komponenti müşahidə olunur. HeII-də istilik ayrılarkən mayenin ifrataxıcı hissəsi qızdırıcıya tərəf hərəkət edir, normal komponenti isə qızdırıcıdan uzaqlaşır. Normal komponent HeII-nin bütün istilik enerjisini daşıyır, la-

kin onunla üz bəz gələn ifrat axıcı komponenti isə heç bir enerji daşımır.

Qeyd etmək lazımdır ki, Landau nəzəriyyəsi HeII-də müşahidə olunan bütün təcrübi faktları izah etməklə yanaşı sonralar onda müşahidə olunmuş bir sıra hadisələri də əvvəlcədən xəbər verdi.

Müəyyən şərtlər daxilində spini yarımtam olan atomlar da (fermionlar) ifrat axıcı hala keçə bilirlər. Bu, o zaman baş verir ki, fermionlar arasında cazibə qüvvələri yaranır və spini vahidə bərabər cütələr yaranır (Kuper cütələri). Bu zaman Boze-kondensat əmələ gəlir ki, o da ifrat axıcılıq xassələri göstərir. Dediklərimizə misal olaraq ifrat keçiricilikdə əmələ gələn elektron cütələrini və spini S olan və tipik fermi mayesi sayılan ^3He mayesinin atomlarının birləşərək cüt əmələ gətirməsini göstərmək olar. Lakin, ^3He -də kvazihissəciklər bir-biri ilə zəif qarşılıqlı təsirdə olduğundan ifrat axıcılıq çox kiçik temperaturlarda baş verir ($\sim 2,6 \cdot 10^{-3}\text{K}$).

§5.3. HeII-də yayılan səs dalğaları

Landau nəzəriyyəsi HeII-nin xassələrinin tədqiqindən alınan nəticələri izah etməklə yanaşı, çox maraqlı bir hadisənin – HeII-də sönməyən temperatur dalğalarının yayılmasının mümkünlüyünü əvvəlcədən xəbər verdi.

L.D.Landau [17], ifrat axıcılığın mikroskopik mexanizmi haqqında olan təsəvvürlərdən istifadə edərək və saxlanma qanunlarına əsaslanaraq HeII üçün tam hidrodinamika tənlikləri sistemini qurmuşdur. Bu tənliklərin HeII-də səs yayılmasına tətbiq edilməsi HeII-də sürətləri bir tərtib fərqlənən iki növ dalğaların yayılmasının mümkünlüyünə gətirib çıxardı. Birinci növ dalğa adi səs dalğasına ikinci növ dalğa isə istilik həyəcanlamaları qazının temperatur dalğalarına uyğun gəlir. Bu növ dal-

ğa «ikinci» səs dalğalarının sürətləri üçün (u_1 və u_2) nəzəriyyədən aşağıdakı ifadələr alınmışdır:

$$u_1^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_S \quad (5.5)$$

$$u_2^2 = \frac{TS^2 \rho_S}{C \rho_n} \quad (5.6)$$

Burada S – entropiya, C – HeII-nin istilik tutumu, T - temperatur və P - təzyiqdır.

«İkinci» səsin həyəcanlandırılmasının ən əlverişli üsulunu E.M. Lifşiç [22] təklif etmişdir. O, hesab etmişdir ki, «ikinci» səsin ən optimal mənbəyi temperaturu periodik dəyişən səthin şüalanmasıdır. «İkinci» səsin bu cür şüalandırma metodu V.P. Peşkova [23] HeII-də «ikinci» səsi təcrübi olaraq müşahidə etməyə və onun nəzəriyyə ilə üst-üstə düşən temperatur asılılığını müəyyənləşdirməyə imkan vermişdir.

Bir-birindən asılı olmayaraq yayılan adi və «ikinci» səs dalğaları maye HeII-nin kifayət qədər böyük həcmələrində baş verir. Lakin, mayenin yerləşdiyi qabın bərk divarlarına yaxın oblastda bu dalğalarla yanaşı özlü dalğalar da yayılır (λ_n). HeII olan həcmnin ölçüləri (d), λ_n tərtibinə yaxınlaşdıqda səs proseslərinin xarakteri kəskin dəyişir. Bu onunla əlaqədardır ki, $d < \lambda_n$ olduqda heliumun normal komponenti tormozlanır, onun rəqsləri sərbəstliyini itirirlər və divarların yaxınlığındakı şəraitdən güclü asılı olurlar. Məlum olmuşdur ki, normal komponent tam tormozlandıqda, yəni $v_n = 0$ olduqda (v_n - normal komponentin sürətidir) ifrataxıcı komponentinin rəqsləri ilə əlaqədar səs dalğaları yayılır. Bu cür dalğavari hərəkət «dördüncü» səs adlandırılmışdır. Onun sürəti (u_4)

$$u_4^2 = \frac{\rho_s}{\rho} u_1^2 + \frac{\rho_s}{\rho} u_2^2 \quad (5.7)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada u_1 və u_2 – «birinci» və «ikinci» səsin sürətləridir. «Dördüncü» səsin dalğasında həm təzyiq, həm də temperatur rəqs edir.

Lakin, bu dalğaya təzyiq ən çox pay verdiyindən onu sıxlığın və təzyiqin dəyişməsi ilə həyəcanlandırmaq daha əlverişlidir. Qeyd edək ki, ifrataxıcı temperaturunda T_λ , yəni λ - nöqtədə ikinci və dördüncü səslərin sürətləri sıfır, $T=0$ olduqda, yəni $\rho_n = 0$ olduqda isə dördüncü səsi sürəti birinci (adi) səsin sürətinə bərabər olur. Doğrudan da (5.7)-yə görə $T=0$ olduqda $\rho_n = 0$, $\rho_s = \rho$ olduğundan $u_4 = u_1$ olur.

(5.7)-dən görüldüyü kimi dördüncü səsin sürətinin temperatur asılılığı çox vacib olan kəmiyyətin – normal komponentin sıxlığını tapmaq üçün istifadə oluna bilər.

HeII-nin nazik təbəqələrində təbəqənin qalınlığının və temperaturun rəqsləri baş verə bilər. Belə dalğavari proses müşahidə olunmuş və «üçüncü» səs adlandırılmışdır. Etkins üçüncü səsin sürəti üçün

$$u_3^2 = f \cdot d \left(1 + \frac{TS}{L} \right) \quad (5.8)$$

ifadəsini almışdır. Burada f – Van-der-Vaals qüvvələrini xarakterizə edən parametr, d – təbəqənin qalınlığı, T - temperatur, S – entropiya, L – xüsusi buxarlanma istiliyidir.

Ifrataxıcı λ nöqtəsindən uzaqlarda $\frac{TS}{L} \ll 1$ olduğundan, üçüncü səsin dalğasında əsas rolu nazik təbəqənin qalınlığının rəqsi oynayır.

§5.4. Maye He³-ün xassələri

İfrataxıcı maye He⁴-ün spesifik xüsusiyyətləri haqqındakı təsəvvürləri inkişaf etdirmək üçün hər hansı digər maddələrin onun heyratimiz xassələrinə təsirini öyrənmək çox böyük maraq kəsb edir. Eyni zamanda, ifrataxıcı xassəyə malik digər maddələrin də axtarılması az maraqlı deyildir. Lakin, məlumdur ki, maye heliumda heç bir maddə həll olmur və bundan əlavə maye helium temperaturlarında bütün maddələr donurlar. Ona görə söhbət yalnız heliumun izotoplarından gedə bilər.

He⁴-dən başqa heliumun daha üç izotopu məlumdur: He³, He⁵ və He⁶. Bunlardan He⁵ və He⁶ radioaktivdirlər və çox kiçik yarımparçalanma perioduna malikdirlər (10^{-20} san He⁵ üçün, 8 san He⁶ üçün). Beləliklə, yalnız heliumun He³ izotopunun He⁴-ə əlavə olunması HeII-nin xassələrinə digər maddələrin təsirini öyrənmək üçün imkan verir. He³ atomu He⁴ atomundan fərqli olaraq spin momentinə malikdir və Fermi-Dirak statistikasına tabedir (He³ atomunun nüvəsinin spin $J = 1/2$).

L.D.Landau Fermi qazının nəzəriyyəsinə uyğun olaraq Fermi mayesinin nəzəriyyəsini vermişdir [20]. Fermi tipli kvant mayelərinin enerji spektri ideal Fermi qazının enerji spektrinə uyğun olaraq qurulur. Məlum olduğu kimi, Fermi qazının əsas halı impulsları 0-dan P_0 -a qədər ($0-P_0$) olan bütün hissəciklərin kvant hallarının dolmuş hallarına uyğundur. Qaz hər hansı yolla həyəcanlaşdırıldıqda hissəciklər doymuş enerji zonasından hər hansı $P > P_0$ halına keçir.

Sözsüz ki, mayədə ayrıca götürülmüş hissəciklərin kvant halları ola bilməz. Lakin, mayenin enerji spektrini qurmaq üçün başlanğıc kimi belə hesab edilir ki, qazdan mayeyə keçmək üçün atomlar arasındakı qarşılıqlı təsiri qoşduqda enerji səviyyələrinin təsnifatı dəyişməsin. Bu halda qazın hissəcikləri rolunu elementar hissəciklər oynayır. Bu elementar hissəciklərin sayı qazın atomlarının sayına bərabər olur və onlar Fermi statistikasına tabe olurlar. Bu kvazihissəciklərin hər biri

müəyyən impulsa (p) malikdirlər və onlar impulslara görə $n(p)$ paylanma funksiyasına malikdir.

Qeyd etmək vacibdir ki, bu halda tam enerji ayrı-ayrı kvazizərrəciklərin ε enerjilərinin cəminə bərabər deyildir (bələ bərabərlik o zaman ola bilər ki, qaz halında olduğu kimi kvazi hissəciklər həqiqi qaz atomları ilə eyni olsun). Tam enerji, Fermi qazında olduğu kimi $\int n \cdot \varepsilon d\varepsilon$ inteqralına bərabər olmayıb, ümumi şəkildə paylanma funksiyasının funksionalı olur. Paylanma funksiyasının sonsuz kiçik dəyişmələrində E enerjisinin dəyişməsini $\int n d\varepsilon = \frac{N}{V}$

$$\frac{\delta E}{V} = \int \varepsilon \delta n d\varepsilon \quad (5.9)$$

kimi yazmaq olar. Burada N/V həcmində olan hissəciklərin sayı, $d\varepsilon$ - faza həcmidir.

ε kəmiyyəti enerjinin paylanma funksiyasına görə variasiya törəməsidir. Bu kəmiyyət (ε) sistemə impulsu p olan bir kvazihissəcik əlavə etdikdə onun enerjisinin dəyişməsinə uyğun gəlir. $\varepsilon(p)$ funksiyasının forması sistemdəki bütün kvazihissəciklərin paylanması ilə müəyyən olunur. L.D.Landau göstərmişdir ki, tarazlıqda kvazihissəciklərin paylanması adı Fermi paylanması kimidir

$$n(p) = \frac{1}{e^{(\varepsilon - \mu)/T}} \quad (5.10)$$

Burada enerji rolunu ε kəmiyyəti oynayır. Lakin, bu ifadənin (5.10) Fermi paylanmasının ifadəsi ilə formal analogiyasına baxmayaraq ondan kəskin fərqlənir. (5.10)-da ε -nin özünü n -dən asılı funksiyadır. L.D.Landau göstərmişdir ki, mayenin kvazihissəciciyin paylanma funksiyası ilə təsvir olunan həyəcanlaşmış halları Fermi paylanmasından yalnız Fermi səthinin yaxınlığında kiçik bir oblastda fərqlənilərsə, onda birinci yaxın-

laşmada (5.10)-da ε funksionalını onun fermi paylanmasındakı qiyməti ilə əvəz etmək olar. Bu halda ε impulsun müəyyən olunmuş funksiyası olur və (5.10) paylanması adi Fermi paylanmasına çevrilir.

Beləliklə, $\varepsilon(p)$ funksiyası yalnız Fermi sferasının səthinin yaxınlıqlarında fiziki məna kəsb edir.

Onu $(p-p_0)$ -a görə sıraya ayırısaq

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon - \mu = v_0(p - p_0) \quad (5.11)$$

alarıq. Burada $v = \left. \frac{\partial\varepsilon}{\partial p} \right|_{p=p_0}$ - kvazihissəciiyin Fermi səthindəki

sürətidir. İdeal Fermi qazında (kvazihissəciklərlə həqiqi hissəciklər eyni götürüldüyü halda), $\varepsilon = p^2/2m$, $v_0 = p/m$ olur.

Analoji olaraq Fermi mayesi üçün

$$m^* = p_0/v_0 \quad (5.12)$$

kəmiyyətini daxil etmək olar. Burada m^* effektiv kütlədir. L.D.Landau [20] fərz etmişdir ki, bu nəzəriyyə kifayət qədər kiçik temperaturlarda maye helium xassələrini izah edə bilər.

L.D.Landaunun [20] nəzəriyyəsini inkişaf etdirərək Abrikosov və Xalatnikov [26, 27] göstərmişlər ki, aşağı temperaturlarda (cırılaşma temperaturundan aşağı temperaturlarda) maye He^3 -ün istilikkeçiriciliyi T , özlüyü T^2 , istilik tutumu T ilə mütənasib olmalıdırlar, nüvə maqnit qavrayıcılığı və adi səs sürəti (I səs) isə temperaturdan asılı olmamalıdırlar.

Landau səs dalğalarına analoji olan, lakin yalnız kvazihissəciklərin toqquşmadığı halda həyəcanlanan və «sıfırıncı» səs adlanan xüsusi kollektiv hərəkət formasının mövcud olduğunu əvvəlcədən söyləmişdi. Bu hərəkət («sıfırıncı səs») Fermi səthinin ossilyasiyasına uyğun gəlir. Sıfırıncı səs dalğalarını müşahidə etmək çox çətindir. Bu onunla əlaqədardır ki, onlar çox kiçik məsafələrdə sönürlər. Sıfırıncı səs sürətinin iki toqquşma arasındakı zamana hasilinə bərabər olan məsafədə sıfırıncı səs intensivliyi ℓ dəfə azalır (sönür). Bu mə-

səfə kvazihissəciyin sərbəst yolunun orta uzunluğu tərtibindədir. Aşağı temperaturlarda kvazihissəciyin sərbəst yolunun orta uzunluğu kifayət qədər böyük olduğundan sıfırıncı səsin xarakteristikalarını öyrənmək mümkün olduğunu görmək olar. Sıfırıncı səsi müşahidə etmək üçün eyni zamanda $\omega\delta \ll 1$ şərti (burada ω - səsin bucaq sürəti, δ - toqquşmalar arasındakı zaman müddətidir) ödənilməlidir. L.D.Landaunun [20] nəzəriyyəsiindən bir qədər sonra bir sıra işlərdə [28-30] belə bir fikir irəli sürülmüşdür ki, kifayət qədər aşağı temperaturda maye He^3 -də faza keçidi baş verir. Hesab olunurdu ki, aşağı temperaturdakı fazada BKŞ [31] nəzəriyyəsiində ifratkeçiriciliyi izah etmək üçün irəli sürülmüş fikirlərə analoji olaraq hissəciklərin korrelyasiya olunmuş hərəkətləri mövcuddur. Maye He^3 halı üçün ifrataşağı temperaturlarda kvazihissəciklər Van-der-Vaals qüvvələri ilə bir-birini cəzb edirlər. Bunun nəticəsində yeni faza bu hallarda kvazihissəciklərin cütlər əmələ gətirməsi hesabına əmələ gəlir. Bu fazanın bir çox xassələri tədqiq olunmuş və göstərilmişdir ki, faza keçidi mayenin xassələrinə ciddi təsir göstərir [32-33]. Məsələn, müşahidə olunmuşdur ki, faza keçidi temperaturunun istilik tutumu sıçrayışla dəyişir, nüvə maqnit qavrayıcılığı bu temperaturda azalır. Maye He^3 -un $T=0,8 \cdot 10^{-2} \text{ K}$ -ə qədər istilik tutumu ölçülmüş [34] və müəyyən olunmuşdur ki, $T < 3 \cdot 10^{-2} \text{ K}$ temperatur oblastında istilik tutumu temperaturun xətti funksiyasıdır. Bu temperatur oblastında $(3 \cdot 10^{-2} \div 0,8 \cdot 10^{-2} \text{ K}) \chi \sim T^{-2}$ qanununa tabedir. Beləliklə, maye He^3 -un xassələrinin tədqiqi göstərir ki, maye He^3 $T < 5 \cdot 10^{-2} \text{ K}$ temperaturlarda özünü Fermi mayesi kimi aparır.

§ 5.5. He^3 – He^4 məhlullarının xassələri

Az miqdarda He^3 -ü He^4 -yə əlavə etdikdə onu demək olar ki, bütün xassələri dəyişir. He^3 və He^4 müxtəlif statistikalara tabe olduqlarından (uyğun olaraq Boze və Fermi statis-

tikalarına) $\text{He}^3\text{-He}^4$ məhlullarının tədqiqi atomların statistikasının kvant mayələrinin xassələrinə təsiri baxımından çox maraqlıdır.

Digər tərəfdən $\text{He}^3\text{-He}^4$ məhlulları iki izotopun qarışığının öyrənilməsi baxımından da maraqlıdır. Təmiz He^4 -də olduğu kimi $\text{He}^3 - \text{He}^4$ maye məhlullarına «ikimaye modeli» baxımından yanaşma təcrübədə çox gözəl təsdiq olundu.

Kvant mayələri olan təmiz maye He^4 və $\text{He}^3\text{-He}^4$ maye məhlullarının öyrənilməsində əsas problem enerji spektrinin tədqiqidir. Çox az miqdarda qarışığı olan HeII üçün (qarşığın hissəcikləri bir-biri ilə qarşılıqlı təsirdə olmayan hal üçün) enerji spektrinə L.D.Landau və P.Pomerançuk [35] baxmışlar. Mayədə kənar atomun olması mayenin spektrində bu atomun hərəkətinə uyğun hissəsinin meydana gəlməsinə səbəb olur. Bu hərəkətə müəyyən yekun saxlanılan impuls (P) aid edilə bilər. Beləliklə, enerjisi impulsun müəyyən funksiyası olan və sayı aşqarın atomlarının sayına bərabər yeni növ «elementar həyəcanlanmalar» meydana gəlir. Tarazlıq halında bu həyəcanlanmalar ən aşağı (az enerjili) enerji səviyyələrini tutacaqlar və onların sayı az olduğundan enerjinin minimumuna ($P=P_0$) yaxın oblastda $E(P)$ funksiyasını ($P-P_0$)-yə görə sıraya ayırmaq olar:

$$E(P) = E(P_0) + \frac{(P - P_0)^2}{2\mu} \quad (5.13)$$

Burada μ - aşqarın məhlulda effektiv kütləsidir. Ümumi halda enerji spektri iki çür olur: ya enerjinin minimumuna $P=0$ halı, ya da $P \neq 0$ hal uyğun gəlir. Aşqarın atomuna uyğun gələn həyəcanlanmaları, $\text{He}^3\text{-He}^4$ sistemini ayrıca götürülmüş He^3 atomları ilə eyniləşdirmək olmaz. HeII-də rotonlar və fononlar daxil edildiyi kimi məhlulda elementar həyəcanlanmaların daxil edilməsi sadəcə olaraq He^3 ilə He^4 -ün qarşılıqlı təsirləri ilə bağlı «kollektiv» hərəkətləri (həm He^3 , həm də He^4 iştirak edən) təsvir etmək üçün istifadə olunan bir üsuldür (metoddur).

Məhz effektiv kütlə bu qarşılıqlı təsirləri ifadə edir. Sonralar göstərilmişdir ki, kənar atomlar HeII-nin ifratəxici hissəsinə (halına) təsir etmir. Enerjinin və impulsun saxlanması qanununa görə atomun sürəti müəyyən kritik qiymətdən kiçik olan hallarda fononlar və rotonlar həyəcanlandırıla bilmirlər, yəni kənar atomun enerjisi mayenin ifratəxici hissəsinə verilə bilmir. He³ üçün bu kritik sürət səsin sürəti tərtibindədir.

Fononların və rotonların toqquşması nəticəsində He³-ün atomları HeII-nin normal hissəsi ilə birlikdə hərəkət edirlər və ifratəxici hərəkətdə iştirak etmirlər. Bu nəticə İ.M.Lifşitsin [36] He³-ü HeII-yə əlavə etdikdə yalnız normal mayenin entropiyasını artırır ideyası ilə üst-üstə düşür.

Deyilənlərdən belə nəticə çıxır ki, hər hansı bir qabdan heliumun ifratəxici çıxması zamanı He³ - əvvəlki qabda qalmalıdır. Məhz, bu cür nəticə Dount dz əməkdaşları tərəfindən təcrübi olaraq göstərilmişdir. B.N.Eelson və B.K.Lazarev [37] He³-ü ifratəxici hərəkətdə iştirak etməməsi xassəsindən helium izotoplarının ayrılmasının aşağı temperatur metodunu işləyib hazırlamışlar.

Beləliklə, helium izotoplarının (He³, He⁴) məhlulunun normal komponentinin sıxlığı (ρ_n) təmiz He⁴-dəki istilik həyəcanlanmaları (rotonlar və fononlar) ilə əlaqədar ρ_{n_0} sıxlığı ilə kənar atomlarla (He³-lə) əlaqədar yaranmış əlavə ρ_{n_i} sıxlığının cəminə bərabər olacaqdır

$$\rho_n = \rho_{n_0} + \rho_{n_i} \quad (5.14)$$

Heliumun yüngül, ifratəxici olmayan He³ izotopunun HeII-nin xassələrinə təsiri N.Y.Pomerançuk [38] tərəfindən geniş tədqiq edilmişdir.

He³-ün He⁴-də zəif məhlullarını ideal qəbul etsək bu qazda kvant-cırlaşması hadisələr başlayana qədər olan temperaturalarda, yəni əlavə olunmuş qazın atomlarının bir-biri ilə qarşılıqlı təsirdə olmadıqları temperaturalarda klassik statistika vasitəsilə təsvir etmək olar.

Pomerançuk göstərmişdir ki, həm $P_0=0$, həm də $P_0 \neq 0$ halları üçün konsentrasiyanın $C < 1\%$ və temperaturun $T < 0,2 K$ qiymətlərində He^3 - He^4 məhlullarını klassik statistikanın köməyi ilə təsvir etmək olar.

Məhlulun enerji spektrinin və statistik fizikanın köməyi ilə məhlulun termodinamik xassələrinə həll olan maddənin (əlavənin, He^3 -ün) təsirini müəyyən etmək olar. Xüsusi halda, He^3 -ün HeII -nin normal komponentinə verdiyi pay, iki növ mümkün olan spektrə uyğun aşağıdakı ifadələrə:

a) $P_0=0$ olduqda

$$\rho_{n_i} = \frac{\rho}{m} \mu \cdot X \quad (5.15)$$

ifadəsinə;

b) $P_0 \neq 0$ olduqda isə

$$\rho_{n_i} = \frac{\rho}{m} \frac{P_0^2}{3KT} \cdot X \quad (5.16)$$

ifadəsinə gətirib çıxarır. Burada ρ və m He^4 -ün uyğun olaraq sıxlığı və kütləsi, X – molyar konsentrasiya, κ - Bolsman sabitidir.

1 qr heliumun entropiyasının $P_0=0$ halı üçün

$$S = S_0 + \frac{k \cdot X}{m} \left\{ \ln \left[\left(\frac{A \cdot k \cdot T}{2\pi^2} \right)^{3/2} \nu_0 \right] + \frac{5}{2} \right\} \quad (5.17)$$

ifadəsi, $P_0 \neq 0$ halı üçün isə

$$S = S_0 + \frac{k \cdot X}{m} \left\{ \ln \left[\sqrt{\frac{\mu k T}{2\pi^3}} \left(\frac{2S+1}{X} \right) \cdot \theta_0 \frac{P_0^2}{\pi^3} \right] + \frac{3}{2} \right\} \quad (5.18)$$

ifadəsi alınmışdır.

Burada S_0 - təmiz heliumun entropiyası, ν_0 - bir helium atomunun həcmi, S – He^3 -ün spinidir.

Uyğun olaraq istilik tutumu $P_0=0$ halı üçün

$$C = C_0 + \frac{3}{2} \left(\frac{kX}{m} \right) \quad (5.19)$$

$P_0 \neq 0$ halı üçün isə

$$C = C_0 + \frac{1}{2} \left(\frac{kX}{m} \right) \quad (5.20)$$

ifadələri alınmışdır. Burada C_0 – təmiz HeII-nin istilik tutumudur. (5.16-5.20) ifadələrindən görünür ki, He³-ün məhlulun istilik tutumuna göstərdiyi təsir, onun məhlulun entropiyasına və normal komponentin (ifrataxıcı olmayan komponentin) sıxlığına göstərdiyi təsərə nisbətən zəifdir.

Baxılan nəzəriyyədə He³-He⁴ məhlullarında səs dalğalarının yayılma sürətləri üçün birinci və ikinci səsin sürətlərinə uyğun olaraq

$$u_1^2 = \frac{\partial P}{\partial \rho} \quad (5.21)$$

$$u_2^2 = \left(\frac{T \rho_s}{c \rho_n} \right) \left[\left(S_0 + \frac{kX}{m} \right)^2 + \frac{kXC}{m} \right] \quad (5.22)$$

ifadələri alınmışdır. Burada C – məhlulun istilik tutumu, ρ_s və ρ_n - uyğun olaraq ifrataxıcı və normal komponentlərin sıxlıqlarıdır. Qeyd edək ki, He³-ün təsiri konsentrasiya olan həddlə yanaşı ρ_n və C -nin ifadələrində də özünü göstərir. İkinci səsin sürətinin spektrin növündən asılılığı isə məhz bu hədlərdə özünü göstərir.

Təmiz HeII-də və duru məhlullarda ikinci səsin sürətinin temperatur asılılıqlarının müqayisəsi göstərir ki, temperatur λ -nöqtədən aşağı düşdükdə məhlulda səsin sürəti u_2 , əvvəlcə təmiz heliumda olduğundan böyük olur. Lakin, temperaturun sonrakı aşağı qiymətlərində ρ_{n_1} -nin təsiri ilə $(u_2)_{\text{möh}} > (u_2)_{\text{He}^4}$

olur və $\rho_n \gg \rho_{n_0}$ şərti ödəndikdən sonra u_2 temperaturdan asılı olaraq kəskin azalır.

Alınan nəticələr göstərir ki, $\text{He}^3\text{-He}^4$ məhlullarının termodinamik xassələri və 2-ci səsin sürəti He^4 -ün enerji spektrindən asılıdır. Ona görə də göstərilən kəmiyyətlərin təcrübi qiymətlərinin tapılması $\text{He}^3\text{-He}^4$ məhlulunun enerji spektrini tapmağa imkan verir (spektrin müəyyən olunmasının birbaşa yolu $\rho_n(T)$ asılılığının tədqiqidir).

Doğrudan da, görüldüyü kimi $P_0=0$ olduqda He^3 -ün normal komponentin sıxlığına verdiyi pay, çox aşağı temperatura qədər temperaturdan asılı olmayıb, konsentrasiya ilə mütənasib olur. $P_0 \neq 0$ olduqda isə temperatur azaldıqda ρ_{n_1} artır. Bu artma He^3 -ün atomları bir-biri ilə qarşılıqlı təsirlərinin rolu hiss olunana qədər davam edir və ρ_{n_1} -nin maksimal (limit) qiyməti konsentrasiyadan asılı olmayaraq tam sıxlığın (ρ) qiymətinə bərabər olur.

Yuxarıda qeyd olunduğu kimi məhlulların ($\text{He}^3\text{-He}^4$) normal komponentinin və I, II və III səs dalğalarının temperaturdan və konsentrasiyadan asılıqlarını təcrübi olaraq öyrənməklə məhlulun enerji spektrinin xarakterini müəyyən etmək olar. Məhlulun adları sadalanan parametrləri geniş temperatur və konsentrasiya oblastında çoxlu sayda alimlər tərəfindən müxtəlif metodlarla tədqiqi edilmişdir.

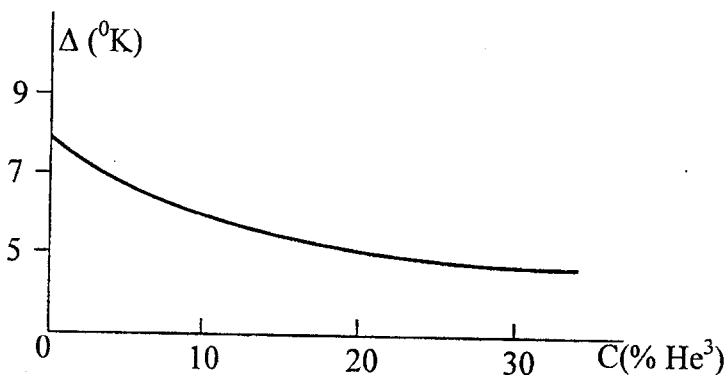
Alınan nəticələr müəllif tərəfindən spektrin Boze və Fermi qanadlarını qiymətləndirmək üçün istifadə edilmişdir (enerji yarığının temperaturdan asılı olmayan temperatur oblastında). Müəlliflərin əksəriyyəti hesab etmişdir ki, məhlulların spektrinin Boze qanadlarının xarakteri təmiz He^4 -də olduğu kimi konsentrasiyadan asılı parametrlərlə xarakterizə olunur.

Məhlulda He^3 atomları $\varepsilon = \varepsilon + \frac{P^2}{2m_3^*}$ dispersiya qanunu ilə xarakterizə olunan kvazihissəciklərdən təşkil olunmuş ideal qaz

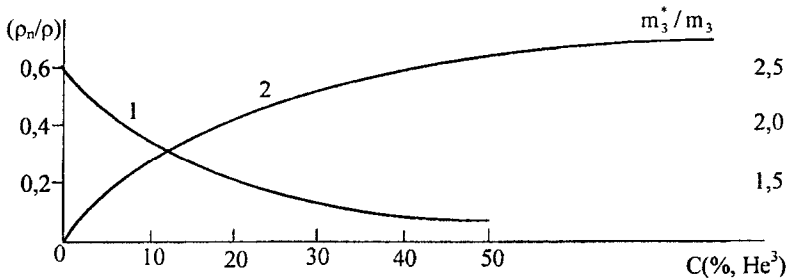
kimi qəbul olunur və onların ρ_n -ə verdikləri pay $\rho_{n_1} = \rho \cdot c \frac{m_3^*}{m_3}$ -ə bərabər olur. Fononların ρ_n -ə verdiyi payı nəzərə almasaq ρ_n üçün

$$\rho_n = \rho_{n_2} + \frac{b}{\sqrt{T}} e^{-\frac{\Delta}{T}} \quad (5.23)$$

ifadəsini yazmaq olar. Burada Δ - Landau nəzəriyyəsində daxil edilmiş enerji yarığı, yəni qadağan olunmuş zonanın enidir. Δ , ρ_{n_2} və m_3^* kəmiyyətlərinin təcrübədən alınan nəticələr əsasında təyin edilmiş qiymətlərinin He^3 -ün konsentrasiyasından asılılıqları (5.6) və (5.7)-ci şəkillərdə göstərilmişdir.



Şəkil 5.6.



Şəkil 5.7

Şəkildən (5.7) görüldüyü kimi bu kəmiyyətlər konsentrasiyadan xətti asılı deyildir. Bu işə seçilmiş model üçün effektiv kütlənin (m_3^*) konsentrasiyadan asılı olduğunu göstərir. Δ - kəmiyyətinin konsentarsiyadan asılılığı, keyfiyyətcə nəzəri hesablamalardan alınan nəticələrlə üst-üstə düşür.

§ 5.6. He³ - He⁴ maye məhlullarının hal diaqramı

a) He³ - He⁴ maye məhlullarında fazalara ayrılma

He³ - He⁴ maye məhlullarının maqnit xassələrini nüvə maqnit rezonansı (NMR) metodu vasitəsilə tədqiq edərək Yolters və Ferbaik [39] göstərmişdir ki, temperaturun $T < 0,8 K$ qiymətlərində məhlul komponentlərinin miqdarı müxtəlif olan iki fazaya ayrılır (qeyd edək ki, heliumun yüngül izotopu He³ maqnit momentinə malikdir, $J=1/2$, ağır izotop He⁴ isə, maqnit momentinə malik deyil).

Sonralar məhlulun fazalara ayrılmasını Peşkov və Zinovyyeva [40] vizual müşahidə etmişlər. Fazalara ayrılma əyrisinin maksimumu He³-ün konsentrasiyasının $X=64\%$ qiyməti-

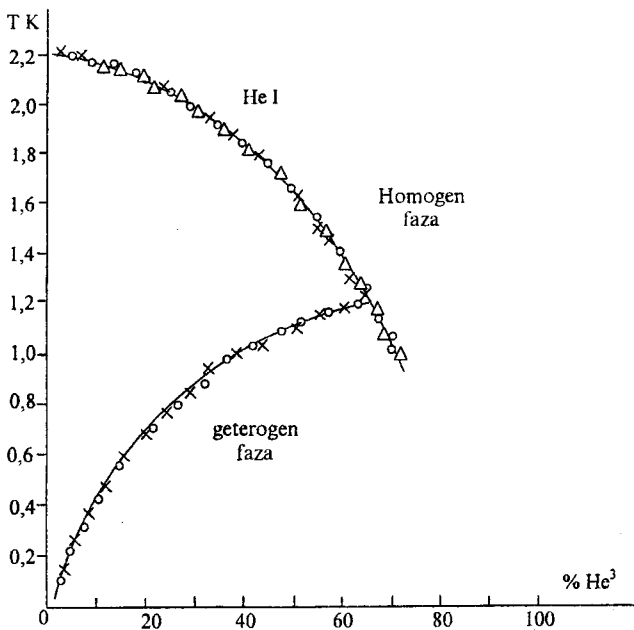
nə, temperaturun isə $T=0,88K$ qiymətinə uyğun gəlir (şəkil 5.8).

Fazalara ayrılma əyrisi bir çox tədqiqatçılar tərəfindən müxtəlif metodlarla öyrənilmiş və alınan nəticələrin hamısı praktiki olaraq üst-üstə düşmüşlər. Sonralar müəyyən olunmuşdur ki, He^3 izotopu He^4 -də həтта mütləq sızırda da ($T=0K$) məhdud həll olunur və həllolma qabiliyyəti 6,37%-ə bərabər olur.

b) Maye He^3 - He^4 məhlullarında λ -keçid.

He^3 - He^4 məhlullarında həllolma maddənin (He^3) atomlarının ifrataxıcılıqda iştirak etməməsinə baxmayaraq məhlulda ifrataxıcılıq hadisəsi saxlanılır. Təbiidir ki, həllolanın (He^3) atomları HeII-nin normal hissəsinə daxil olaraq onun miqdarını artırdığından məhlul üçün HeI-HeII faza keçidi He^4 -ə nisbətən ($\sim 2,18K$) daha aşağı temperaturlarda baş verəcəkdir.

Faza keçidi temperaturunun (T_λ) He^3 -ün konsentrasiyası artıqda azalması ilk dəfə Abraham və əməkdaşları [41] tərəfindən müşahidə edilmişdir. Müxtəlif müəlliflər [42-43] He^3 -ün konsentrasiyası 67% olana qədər məhlulda ifrat-axıcılığın olduğunu göstərmişlər və $T_\lambda - X_{He^3}$ asılılığını qurmuşlar. Alınan nəticələr 5.8-ci şəkildə göstərilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi $T_\lambda - X_{He^3}$ asılılığı konsentrasiyanın 4,3% He^3 qiymətinə qədər xəttidir və fazalara ayrılma temperaturuna qədər müxtəlif müəlliflərin aldığı nəticələr üst-üstə düşmüşdür. Qeyd etmək lazımdır ki, II növ faza keçidi əyrisi ilə (λ -keçid) I növ faza keçidi əyrisinin (fazalara ayrılma əyrisi) görüşdüyü temperaturda müxtəlif müəlliflərin [42-44] aldığı nəticələr bir qədər fərqlənmişlər (təcrübi xəta böyük qiymətlər aldığı üçün). Bu iki əyrinin kəsişmə nöqtəsinin ətrafı çox böyük əhəmiyyət kəsb edir. Doğrudan da, HeI oblastını HeII oblastından ayıran λ -xəttinin fazalara ayrılma xətti ilə hansı nöqtədə görüşməsindən asılı olaraq aşağı və yuxarı maye fazalarının hər birinin



Şəkil 5.8

nə dərəcədə ifratəxici olması problemi meydana çıxır. Əgər λ -xətti fazalara ayrılma əyrisini maksimuma uyğun konsentrasiyadan böyük konsentrasiyalarda kəsərsə, onun aşağı fazası həmişə ifratəxici xassəsinə malik olacaqdır və konsentrasiyanın müəyyən oblastında yuxarı faza da ifratəxici xassəsinə malik olacaqdır. Bu xəttlər maksimuma uyğun temperatur və konsentrasiyada kəşişərlərsə, onda yuxarı faza normal, aşağı faza isə ifratəxici halda olacaqdır. Lakin göstərilmişdir ki, bu iki əyri maksimumda görüşür. Sonralar göstərilmişdir [45] ki, λ -xətti fazalara ayrılma əyrisi ilə maksimumda görüşür və maksimuma iti bucaq altında yaxınlaşır.

c) He³-He⁴ məhlullarının maye – buxar diaqramı.

Heliumun yüngül izotopu (He³) kifayət miqdarda alındıqdan sonra He³-He⁴ məhlullarında He³-ün maye və onun buxa-

rında paylanması intensiv öyrənilməyə başlandı və bu da maye-buxar hal diaqramının qurulmasına imkan verdi. Bu cür diaqramın öyrənilməsi bir tərəfdən məhlulun bütün termodinamik parametrlərinin hesablanılmasına imkan verdi, digər tərəfdən isə He³-ün maye və buxarda paylanması öyrənilməsi bu izotopların ayrılması texnikası üçün çox əhəmiyyətlidir.

He³-He⁴ məhlullarının maye-buxar hal diaqramı bir çox müəlliflər tərəfindən, o cümlədən N.A.Ferbank və əməkdaşları, Sommers, B.N.Eelson və əməkdaşları tərəfindən çox geniş və dərin tədqiq edilmişdir. Alınan nəticələr göstərmişdir ki, iki izotopun hal diaqramı, bir çox adı mayelərin hal diaqramları kimi «siqar» şəklindədir. Hal diaqramının qurulması He³-un maye ilə buxar arasında paylanma əmsalının (C_{bux}/C_{maye}) (buxarda və mayədə He³ atomlarının sayının He⁴ atomlarının sayına nisbəti)

$$\frac{C_{bux}}{C_{maye}} = \frac{(N_3/N_4)_{bux}}{(N_3/N_4)_{maye}} \quad (5.24)$$

kimi təyin olunmasına imkan verdi. Paylanma əmsalının təcrübədən alınan qiymətləri ideal qaza uyğun

$$\frac{C_{bux}}{C_{maye}} = \frac{P_3^0}{P_4^0} \quad (5.25)$$

qiymətlərindən böyük olmuşdur. Burada p_3 və p_4 - təmiz He³-ün və təmiz He⁴-ün məhlulun temperaturuna bərabər temperaturda təzyiqləridir.

Alınan nəticələr göstərmişdir ki, He³- He⁴ məhlulları üçün He³-ün konsentrasiyasının 4% qiymətinə qədər ideal məhlullar üçün düzgün olan Payl və Henri qanunları ödənilir.

Məhlulun buxarının təzyiqinin konsepsiyadan asılılığını bilərək Sommers [46] məhlulun həllolma istiliyini hesablamışdır. Məlum olmuşdur ki, He³-He⁴ məhlulun həllolma istiliyi onun additivliyini qəbul etməklə hesablanan qiymətindən ki-

çikdir. Bu fakt, $\text{He}^3\text{-He}^4$ məhlullarının müsbət həllolma istiliyinə malik olduğunu göstərir.

Məhlulun buxarının təzyiqinin təcrübədən alınan qiymətlərindən istifadə edərək Roberts, Sidoryak [44], Eselson və Bereznyak [43] komponentlərin kimyəvi potensiallarının izofiziki qiymətlərini hesablamışlar.

ç) $\text{He}^3\text{-He}^4$ məhlullarının istilik tutumu.

$\text{He}^3\text{-He}^4$ məhlullarının istilik tutumları Tokopis [42] və başqaları tərəfindən tədqiq edilmiş və göstərilmişdir ki, He^3 -ün məhluldakı konsepsiyasının 73%-dan kiçik qiymətlərində məhlullarda ifrataxıcılıq hadisəsi müşahidə olunmuşdur. Bu istilik tutumunun məhlulda baş verən II növ faza keçidinə uyğun temperaturun müşahidə olunan sıcrayışında özünü biruzə verir.

Edwards və başqaları $\text{He}^3\text{-He}^4$ duru məhlullarının istilik tutumunu aşağı temperaturlarda ölçməklə göstərmişlər ki, He^3 -ün He^4 -də həllolması hətta $T=0\text{ K}$ -də də məhduddur.

d) He^4 -un ərimə əyrisi.

Əvvəllər qeyd etdiyimiz kimi helium döymüş buxarının təzyiqi altında mütləq sıfır qədər maye halında qalaraq donmur. Simon və Landau bu faktı heliumun sıfırıncı rəqslərinin enerjisinin böyük qiymət alması ilə izah etmişlər.

Simon müəyyən etmişdir ki, heliumun (He^4) sıfırıncı rəqslərinin enerjisi 64 kal/mol qiymətini alır.

Helium atomlarının sıfırıncı rəqslərinin enerjisinin belə böyük qiymət alması bu rəqslərin amplitudunun atomlararası orta məsafədən böyük qiymətlərinə uyğun gəlir və bu da heliumu (He^4) döymüş buxarının təsiri altında bərkiməsinin mümkün olmadığını göstərir. Bu isə öz növbəsində maye heliumun (He^4) xassələrinin ifrat aşağı temperaturlarda kvant xarakteri daşdığını göstərir.

İlk dəfə böyük təzyiqlər altında bərk helium (He^4) Keezom [13] tərəfindən alınmışdır. Böyük təzyiqlərdə həcm kiçilməsi nəticəsində sıfırıncı rəqslərin amplitudu ilə atomlararası

sı məsafələrin nisbətləri dəyişir və təzyiqin müəyyən qiymətindən sonra $A_0/b \leq 1$ olur və heliumun (He^4) kristallaşması mümkün olur (A_0 – sıfırıncı rəqslərin amplitudu, b – atomlararası orta məsafədir).

Pomerançuk [48] sıfırıncı rəqslərin amplitudunu ($\sim \sqrt{\hbar/m\omega}$) atomlararası məsafə ilə müqayisə etmişdir. Burada ω iki atomun qarşılıqlı təsir potensial enerjisi (U) ilə əlaqədar hər hansı orta tezlikdir.

$$m\omega^2 = \left(\frac{d^2U}{dr^2} \right)_{r=b} \quad (5.26)$$

Van-der-Vaals qarşılıqlı təsir enerjisini $U \sim \alpha r^n$ qəbul etsək ($n \sim 6 \div 8$), onda axtarılan nisbət

$$\sqrt{\hbar/m\omega} \frac{1}{b} \sim \left(\frac{\hbar}{m\sqrt{\alpha}} \right)^{1/2} \cdot b^{\frac{n-2}{4}} \quad (5.27)$$

kimi yazıla bilər. $n \gg 2$ olduğundan bu nisbət (5.27) $b \rightarrow 0$ olduqda sıfıra yaxınlaşır, yəni təzyiq artıqda b azalır və təzyiqin müəyyən qiymətindən sonra (5.27) nisbəti vahiddən kiçik olur və maye helium kristallaşır.

Heliumun ərimə əyrisini ilk dəfə Keezom tədqiq etmişdir və göstərmişdir ki, $T < 2,5K$ temperatur oblastında ərimə əyrisi ($P-T$)

$$T - 1 = \ln(P - 24,0) \text{ atm} \quad (5.28)$$

tənliyi ilə təsvir olunur. (5.28)-dən görüldüyü kimi əyrini $T=0$ K-nə ekstrapolyasiya etsək təzyiq üçün $P=24$ atm qiymətini alırıq.

He^4 -ün ərimə əyrisi buxar təzyiqi əyrisi ilə heç bir yerdə kəsişmir. Bu o deməkdir ki, maye-buxar tarazlıq əyrisində kritik temperaturdan aşağı temperaturlarda bərk helium (He^4) və qaz halında olan helium heç bir vaxt tarazlıqda ola bilməz (digər cisimlərdən fərqli olaraq), yəni digər cisimlər fərqli olaraq

He^4 -un üçlük nöqtəsi yoxdur. Simon 1-4 K temperatur oblastında heliumun (He^4) ərimə əyrisini ölçmüş və göstərmişdir ki, T asılılığı

$$P = 0,053T^2 + 25 \text{ atm} \quad (5.29)$$

tənliyi ilə təsvir olunur.

Eselson və Lazarev [49] He^4 -ün ərimə əyrisini 1,5-4,2K temperatur oblastında tədqiq etmişlər və göstərmişlər ki, $T > T_x$ oblastında maye özünü adi mayelər kimi aparır və

$$\frac{P_{ap}}{16,45} = \left(\frac{T_{or}}{0,99} \right)^{1,5544} - 1 \quad (5.30)$$

tənliyi ilə ifadə olunur. bu tənliyi otaq temperaturlarına qədər ekstropolyasiya etsək təzyiq üçün $P=100000$ atm qiymətini alarıq.

Tributsin göstərmişdir ki, $P \sim 3 \cdot 10^7$ atm təzyiq altında sıxılmış He^4 metallik xassəyə malik olur. Belə böyük təzyiqlərdə He^4 -ün elektron təbəqələri dağılır və bərk helium maye hala keçir.

e) He^3 -ün ərimə əyrisi

Yüngül izotopun maye halından bərk halına keçməsində He^4 -də olduğu kimi böyük təzyiqlər altında baş verəcəyini gözləmək təbii olardı.

Lakin, Pomerançuk [48] nəzəri olaraq göstərmişdir ki, bu keçiddə He^4 -ə məxsus olmayan müəyyən spesifik xüsusiyyətlər müşahidə olunmalıdır. Bu onunla əlaqədardır ki, He^3 , He^4 -dən fərqli olaraq nüvə spininə malikdir və ona görə də He^3 atomlarının qarşılıqlı təsiri (o cümlədən He^3 -ün bərkiməsi) nüvə spinlərinin qarşılıqlı orientasiyasından asılı olmalıdır.

Pomerançuk göstərmişdir ki, He^3 atomları arasındakı mübadilə effektləri $T < 1$ K temperatur oblastında qonşu nüvə spinlərinin antiparalel orientasiyasını göstərir və bu zaman maye He^3 -un entropiyası bərk He^3 -ün entropiyasından kiçik

olur. Bu onu göstərir ki, bərk He³ əridikdə (izotermik faza keçidi) istilik ayrılacaqdır və uyğun olaraq ərimə istiliyi Q

$$Q = T(S_{\text{maye}} - S_{\text{bark}}) < 0 \quad (5.31)$$

mənfi qiymət alacaqdır. Burada S_{maye} və S_{bark} uyğun olaraq He³-ün maye və bərk halındakı entropiyalarıdır.

Klapeyron-Klauzius tənliyinə görə ərimə əyrisi

$$\frac{dP}{dT} = \frac{S_{\text{maye}} - S_{\text{bark}}}{v_{\text{maye}} - v_{\text{bark}}} \quad (5.32)$$

tənliyi ilə təsvir olunur. burada P-təzyiq, T – mütləq temperatur, v_{maye} və v_{bark} - uyğun olaraq maye və bərk He³-ün molyar həcmələri. (5.32)-dən görünür ki, Q < 0 şərti ödəndikdə və v_{maye} > v_{bark} qəbul etsək, dP/dT < 0 olar, yəni He³-ün ərimə əyrisində əyilmə bucuğu mənfi olan hissə müşahidə olunmalıdır və temperaturun təqribən T ~ 1 K qiymətlərində (S_{maye} ~ S_{bark}) ərimə əyrisində minimum müşahidə olunmalıdır (dP/dT = 0).

Pomerançukun nəzəriyyəindən sonra təmiz He³-ün ərimə əyrisinin öyrənilməsinin izahı böyük əhəmiyyət kəsb etmişdir. Osborn və Abraçam [50-51] ilk dəfə bərk He³ almışlar və məlum olmuşdur ki, (0,5-1,5 K) temperatur intervalında He³-ün bərkimə təzyiqinin temperaturdan asılılığı

$$P = 26,8 + 13,1 T^2 \quad (5.33)$$

tənliyi ilə ifadə olunur. Temperaturun daha kiçik qiymətlərində (1,5-0,16 K) bərkimə təzyiqi sabit 29,3 kq/sm³ qiymətini almışdır. Bu nəticənin Pomerançukun əvvəlcədən fərz etdiyi minimumun xeyrinə olduğu görünür.

Eelson və Lazarev [49] He³-He⁴ məhlullarının ərimə əyrisini təcrübi öyrənərək və bu əyrini ekstropolyasiya edərək He³-ün bərkimə təzyiqlərinin qiymətlərini dolay yolla təyin etmişlər. Alınan nəticələr (5.33) tənliyi ilə kifayət qədər yaxşı üst-üstə düşür.

He^3 -ün bərkimə əyrisi He^4 -ün bərkimə əyrisindən yuxarıda yerləşir və $T > 0,5 K$ bu əyri He^4 -ün bərkimə əyrisi ilə eyni xarakter daşıyır.

Daha sonra Li, Ferbank və Yolters öz təcrübələrində müəyyən etdilər ki, He^3 -ün bərkimə əyrisi $T > 0,32^\circ K$ -də minimumdan keçir.

a) He^3 - He^4 bərk məhlullarında polimorf çevrilmələr.

Bərk He^4 və He^3 -un xassələrini öyrəndikdə məlum olmuşdur ki, hər iki izotopun bərk haldakı strukturu bütün temperatur və təzyiqliq intervallarında dayanıqlı olmayıb, bir kristallik fazadan digərinə keçirlər. Temperaturdan və təzyiqdən asılı olaraq həm bərk He^4 , həm də bərk He^3 üç müxtəlif (HKQ, HMK və SMK) kristallik qəfəslərə (sinqeniyalara) malik olurlar. Məsələn, məlum olmuşdur ki, aşağı təzyiqliq və temperaturlarda bərk He^4 heksoqonal kip qablaşmış struktura malikdir. Bərk He^4 -də bu faza α faza adlanır. 1,45-1,8K temperatur intervalında He^4 həcmə mərkəzləşmiş kubik (hmk) struktura (γ fazaya), $T=1,94 K$ -dən yuxarı temperaturda isə səthə mərkəzləşmiş kubik (SMK) β fazaya çevrilir.

Bərk He^3 -ün aşağı temperaturlu fazası α faza temperaturun böyük qiymətlərində β fazaya keçir və polimorf keçid xətti ərimə əyrisini $T=3,48 K$ və $P=140,44$ atm nöqtəsində kəsir. Daha böyük temperaturalarda bərk He^3 səthə mərkəzləşmiş kubik (SMK) γ fazaya çevrilir. (β - γ) polimorf keçid xətti ərimə əyrisini $T=15,98 K$ və $p=1341$ atm nöqtəsində kəsir. Deyilənlər, He^3 - He^4 bərk məhlullarının maye bərk hal təzyiqliqlər diaqramının çox maraqlı olduğunu göstərir.

He^3 - He^4 bərk məhlullarının bərkimə əyriləri haqqında ilk məlumatlar B.N.Eselson və B.Q.Lazarev [50] tərəfindən alınmışdır. Daha sonra izotopların məhlullarının bərkiməyə başlama və bərkimənin qurtarması əyrilərini çox geniş temperatur (1,3-4,2 K) və konsentrasiya intervalında Eselson, Bereznyak və Boqoyavlenskiy [53] tədqiq etmişlər. Məlum olmuşdur ki,

məhlulun bərkiməyə başlama və qurtarma əyriləri biri-birinə nisbətən bir neçə atmosfer sürüşmüşlər və təmiz He^3 və təmiz He^4 -ün bərkimə əyrilərinin arasında yerləşmişlər. Üç fazanın – mayenin və iki müxtəlif kristallik qəfəsə malik olan bərk, fazaların tarazlıqda olduqları üçlük nöqtəsi təyin edilmişdir. [50] və [53]-də He^3 - He^4 məhlullarının geniş temperatur (0-20 K) və təzyiq (2000 atmosferdən döymüş buxarın təzyiqinə qədər) hal diaqramlarının ümumi konturları qurulmuşdur.

Bu diaqramın qurulmasında He^3 , He^4 və He^3 - He^4 məhlulları bir sıra özünəməxsus xüsusiyyətləri – təmiz He^3 -ün ərimə əyrisində minimum (Pomerançuk effekti), He^3 -ün ərimə əyrisinin minimumuna uyğun temperaturdan yuxarı temperaturlarda və təmiz He^4 -ün ərimə təzyiqindən aşağı təzyiqlərdə yerləşən, məhlulun ərimə əyrilərindəki minimumlar, bərk He^3 , He^4 və He^3 - He^4 məhlullarında mövcud olan HKQ-HMK, SMK-HKQ polimorf keçidləri nəzərə alınmışdır.

FƏSİL VI

He³-He⁴ məhlullarında HeI-HeII faza keçidinin termodinamikası

Məlum olduğu kimi, təmiz He⁴-də HeI-HeII keçidi II növ faza keçididir. He³-He⁴ izotoplarının məhlullarında bu keçidin xarakteri dəfələrlə müzakirə edilmişdir. [53-56]-da məhlullarda HeI-HeII keçidinin termodinamikası təcrübi nəticələrlə birlikdə geniş təhlil edilmişdir. Hər şeydən əvvəl qeyd edək ki, bu keçidin xarakteri haqqında müəyyən fikirlər məhlulların buxar təzyiqinin He³-ün konsentrasiyasından asılılığının təcrübədən alınmış qiymətlərinə əsaslanaraq söyləmək olar. Doğrudan da əgər faza keçidi I növ faza keçidirsə, maye məhlul He³-ün konsentrasiyası müxtəlif olan iki fazaya ayrılmalı və fazalara ayrılma oblastında buxarın təzyiqi He³-ün konsentrasiyasından asılı olmamalıdır.

Lakin, aparılan tədqiqatlar [57, 58-61] göstərmişdir ki, $T=0,87K$ temperaturuna kimi məhlulun buxarının təzyiqi He³-ün mayedəki konsentrasiyasından kəskin asılıdır, bu isə öz növbəsində onu göstərir ki, keçidin I növ faza keçidi olması haqqındakı təsəvvürlər [55-56] yanlışdır.

Məlumdur ki, λ -nöqtədən yuxarı temperaturlarda bir hissəciyə düşən termodinamik potensial

$$\varphi_1 = \mu_{U,0} + xkT\ln x + X\psi_1 + \frac{x^2}{2}\psi_2 + \dots \quad (6.1)$$

şəklində olacaqdır. Burada $\mu_{U,0} = \mu_U(P_1T)$ normal fazada təmiz He⁴-ün kimyəvi potensialı, ψ_1 və ψ_2 təzyiqin və temperaturun müəyyən funksiyalarıdır.

λ -nöqtədən aşağı temperaturda, φ_1 , $\frac{\partial \varphi}{\partial T}$ və $\frac{\partial \varphi}{\partial v}$ kəmiyyətlərinin kəsilməzliyini nəzərə alsaq

$$\varphi_{II} = \varphi_I - \frac{\alpha}{2}(T - T_\lambda)^2 \quad (6.2)$$

yaza bilərik. T-yə görə (6.2)-ni iki dəfə diferensiallasaq

$$\alpha = \frac{\Delta C_p}{T_\lambda} \quad (6.3)$$

alırıq. Burada $\Delta C_p - \lambda$ nöqtədən keçdikdə bir hissəciyə düşən istilik tutumunun sıçrayışıdır.

Kifayət qədər kiçik konsentrasiyalarda $T_\lambda = T(x)$ keçid temperaturu üçün

$$T_\lambda = T_\lambda(0) + x \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} \quad (T_\lambda(0) = 2,172^\circ K) \quad (6.4)$$

yaza bilərik.

Beləliklə, yekunda

$$\varphi_{II} = \mu_{U,0} + xkTlux + x\psi_1 + \frac{v^2}{2}\psi^2 - \frac{\Delta C_p}{2T}(T - T_\lambda)^2 \quad (6.5)$$

alırıq. (6.5)-dən görüldüyü kimi dayanıqlıq şərti $\left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \geq 0 \right)$

keçid xətti boyu

$$\frac{\partial^2 \varphi_{II}}{\partial x^2} = \frac{kT_\lambda}{x} + \psi_2 - \frac{\Delta C_p}{T_\lambda} \left(\frac{\partial T_\lambda}{\partial x} \right) \geq 0 \quad (6.6)$$

bərabərsizliyi gözləniləndə hər iki faza üçün ödənilir, həmçinin x-in kiçik qiymətlərində bu şərt kifayət qədər yaxşı ödənilir.

Beləliklə, təmiz He⁴ – də olduğu kimi He³-He⁴ məhlullarında da HeI-HeII faza keçidi II növ faza keçididir.

Maye izotop məhlullarında ikinci növ faza keçidinin tədqiqi P-T diaqramında müşahidə olunan xüsusiyyətləri və T_λ nöqtəsində həllolma və buxarlanma haqqında mülahizə irəli sürməyə imkan verir.

Maye-buxar tarazlığı haqqında mövcud olan təcrübi nəticələr [57, 61] təcrübə ilə nəzəriyyəni müqayisə etmək imkanı yaradır.

§ 6.1. λ nöqtədə maye–buxar diaqramının xüsusiyyətləri

Məhlulun termodinamik potensialının (ϕ)

$$\phi = N \cdot \varphi \quad (6.7)$$

kimi təsəvvür edək. Burada φ -bir hissəciyin termodinamik potensialı, $N = N_3 + N_4$ -hissəciklərin tam sayıdır.

Məhlulun konsentrasiyasını $X_M = \frac{N_3}{N}$ ilə işarə edib, He^3 -ün və He^4 -ün kimyəvi potensiallarını (μ_3, μ_4) tapaq

$$\mu_3 = \varphi + (1 - X_\mu) \frac{\partial \varphi}{\partial X_\mu}; \quad \mu_4 = \varphi - X_\mu \frac{\partial \varphi}{\partial X_\mu} \quad (6.8)$$

Fazaların tarazlıq şərtindən və komponentlərin qaz fazasındakı kimyəvi potensialların ifadələrindən istifadə edərək (buxar ideal qəbul olunur)

$$KT \ln P_3 + \chi_3(T) = \varphi + (1 - X_\mu) \frac{\partial \varphi}{\partial X_\mu} \quad (6.9)$$

$$KT \ln P_4 + \chi_4(T) = \varphi - X_\mu \frac{\partial \varphi}{\partial X_\mu} \quad (6.10)$$

alarıq. Burada $\chi_3(T)$ və $\chi_4(T)$ temperaturun funksiyalarıdır. P_3 və P_4 isə parsial təzyiqlərdir. (6.9) və (6.10) ifadələrindən temperatura görə tam törəmə alsaq,

$$-S_3 + KT \frac{d}{dT} \ln P_3 = \frac{\partial \varphi}{\partial T} + (1 - X_\mu) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial T \partial X_\mu} \quad (6.11)$$

$$-S_4 + KT \frac{d}{dT} \ln P_4 = \frac{\partial \varphi}{\partial T} - X \frac{\partial^2 \varphi}{\partial T \cdot \partial X_\mu} \quad (6.12)$$

ifadələrini alarıq. Burada S_3 və S_4 bir hissəciyə düşən parsial entropiyadır. Qeyd edək ki, differensiallama maye buxar səthi boyu aparılır, lakin təzyiqin dəyişməsi kiçik olduğundan $P = \text{const}$ götürmək olar. II növ faza keçidində termodinamik potensialın birinci tərtib törəməsi əyilir və ikinci tərtib törəməsi isə sıçrayışla dəyişdiyindən T_λ -temperaturunda

$$KT_\lambda \Delta \frac{d \ln P_3}{dT} = (1-x) \Delta \frac{\partial^2 \varphi}{\partial T \partial X}; \quad (6.13)$$

$$KT_\lambda \Delta \frac{d \ln P_4}{dT} = -X \Delta \frac{\partial^2 \varphi}{\partial T \cdot \partial X}; \quad (6.14)$$

alarıq. Burada

$$\Delta f(T_\lambda - 0) - f(T_\lambda + 0) \quad (6.15)$$

(6.9), (6.10), (6.13) və (6.14) ifadələrindən görünür ki, P_3 - T və P_4 - T əyriələrində $T = T_\lambda$ nöqtəsində əyilmələr, $\frac{dP_3}{dT} - T$ və $\frac{dP_4}{dT} - T$ əyriələrində isə $T = T_\lambda$ nöqtəsində sıçrayışlar müşahidə olunmalıdır. Faza nöqtəsinin yaxınlığında

$$\varphi_{II} = \varphi_I - \frac{\Delta C_p}{2T_\lambda} (T - T_\lambda)^2 \quad (6.16)$$

olduğunu nəzərə alsaq (φ_{II} və φ_I termodinamik potensialın yuxarısında və aşağısındakı qiymətləridir, ΔC_p T_λ nöqtəsində istilik tutumunun sıçrayışıdır),

$$\Delta \frac{\partial^2 \varphi}{\partial T \partial X_\mu} = \frac{\Delta C_p \cdot \partial T_\lambda}{T_\lambda \partial X_\mu} \quad (6.17)$$

və (6.13) və (6.14) əvəzinə isə

$$KT_{\lambda}\Delta \frac{dluP_3}{dT} = (1-x) \frac{\Delta C_p}{T_{\lambda}} \frac{dT_{\lambda}}{dX} \quad (6.18)$$

$$KT_{\lambda}\Delta \frac{dluP_3}{dT} = X \frac{\Delta C_p}{T_{\lambda}} \frac{dT_{\lambda}}{dX} \quad (6.19)$$

alarıq. (6.18) və (6.19)-dan istifadə edərək parsial təzyiqlərdən alınan törəmələrin sıçrayışları arasında əlaqə taparıq:

$$X_{\mu} \frac{d \ln P_3}{dT} + (1-X_{\mu})\Delta \frac{dluP_4}{dT} = 0 \quad (6.20)$$

Daha sonra

$$P_3 = X_{\delta}P; P_4 = (1-X_{\delta})P \quad (6.21)$$

qəbul edərək (X_{δ} -He³-ün buxardakı konsentrasiyasıdır) (6.13) və (6.14)-dən tam təzyiqin temperatura görə törəməsinin sıçrayışını alarıq:

$$KT_{\lambda}\Delta \frac{dluP}{dT} = (X_{\delta} - X_{\mu}) \frac{\Delta C_p}{T_{\lambda}} \frac{\partial T_{\lambda}}{\partial X_{\mu}} \quad (6.22)$$

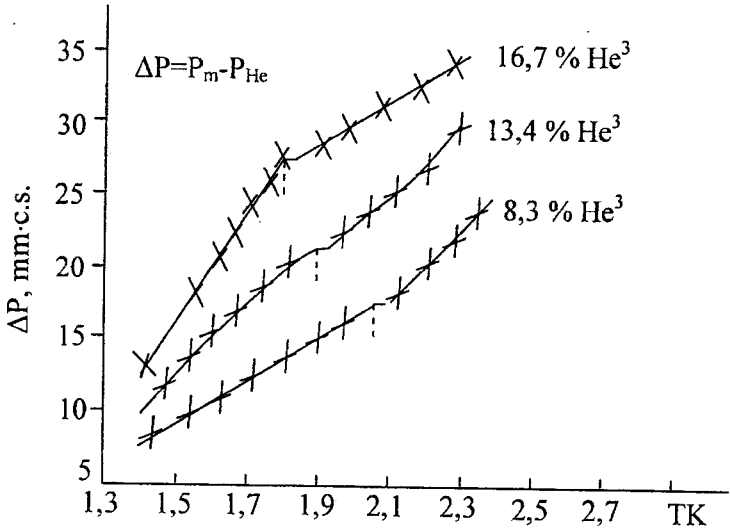
$$\frac{\partial T_{\lambda}}{\partial X_{\mu}} < 0 \quad (43), \Delta C_p > 0 \quad (20), X_{\delta} > X_{\mu} \text{ olduğundan } \Delta \left(\frac{dluP}{dT} \right) < 0$$

olacaqdır. Bu isə təcrübi nəticələrlə üst-üstə düşür.

Beləliklə, ikinci növ faza keçidində parsial və tam təzyiqlərinin temperatura görə törəmələri sıçrayışla dəyişirlər. Qeyd etmək lazımdır ki, (6.22)-dən görüldüyü kimi tam təzyiqin temperatura görə törəməsinin sıçrayışı çox kiçik qiymətə malikdir. Bu onunla əlaqədardır ki, parsial təzyiqlərin temperatura görə törəmələri eyni tərtibdə olmaları ilə yanaşı müxtə-

lif işarəyə malikdirlər. Buna görə və eyni zamanda $\frac{dP}{dT}$ -nin ədədi qiyməti böyük olduğundan $\Delta\left(\frac{dP}{dT}\right)$ təcrübədə hiss olunmur.

Məhlulun və təmiz He⁴-ün təzyiqləri arasındakı fərqin (ΔP) temperaturdan asılılıqları He³-ün konsentrasiyası müxtəlif olan məhlulu üçün təcrübədən təyin edilmişdir [61, 43]. Alınan nəticələr 6.1 şəklində göstərilmişdir. Şəkildən ΔP -T asılılıqlarında $T=T_\lambda$ nöqtəsində nəzəriyyədən müəyyən olan əyilmələr açıq aydın görünür.



Şəkil 6.1

Qeyd etmək vacibdir ki, nəzəriyyəyə görə λ nöqtədə He³-ün buxar fazasındakı konsentrasiyasının temperatura görə birinci tərtib törəməsi (maye fazada He³-ün konsentrasiyası

sabit qəbul olunur) sıçrayışla dəyişməlidir. Doğrudan da, P_3 və P_4 -ün (6.21)-dəki qiymətlərini (6.11) və (6.12)-də yazsaq

$$\Delta \left(\frac{\partial X_\delta}{\partial T} \right)_{X_\mu} = X_\delta (1 - X_\delta) \frac{\Delta C_p}{KT_\lambda^2} \frac{\partial T_\lambda}{\partial X_\mu} \quad (6.23)$$

$$\Delta \left(\frac{\partial}{\partial T} \left(\ln \frac{C_\delta}{C_\mu} \right) \right) = \frac{\Delta C_p}{KT_\lambda^2} \frac{\partial T_\lambda}{\partial X_\mu} \quad (6.24)$$

alarıq. Burada $C_\delta = \frac{X_\delta}{1 - X_\delta}$; $C_\mu = \frac{X_\mu}{1 - X_\mu}$ işarə olunmuşdur.

Bu ifadələr Lifşiç [42] və sonralar isə Qarter (54) tərəfindən alınmışdır. [168]-ə görə P - T , X_δ - T asılılıqlarında $T = T_\lambda$ nöqtəsində müşahidə olunan əyilmələrlə yanaşı maye buxar diaqramının hər iki qanadında əyilmələr müşahidə olunmalıdır. Faza diaqramında müşahidə olunacaq xüsusiyyətlər bir çox müəlliflər tərəfindən müşahidə olunmamışdır. Bu onunla əlaqədardır ki, təcrübələrdə $X_\delta(T)$ əyrisi biləvsitə yox, faza diaqramından hesablanmışdır. Lakin sonralar [62-63] nüvə maqnit rezonansı metodunu tətbiq etməklə buxarda və mayədə He^3 -ün konsentrasiyalarının temperatur və məhlulun konsentrasiyadan asılılığı ödənilmiş və yuxarıda adları çəkilən xüsusiyyətlər aşkar edilmişdir.

Tam təzyiğin X_μ -yə görə törəməsinin qiyməti faza keçidi temperaturunda

$$\Delta \left(\frac{\partial \ln P}{\partial X_\mu} \right)_T = (X_\mu - X_\delta) \frac{\Delta C_p}{KT_\lambda^2} \left(\frac{\partial T_\lambda^2}{\partial X_\mu} \right)^2 \quad (6.25)$$

ifadəsi ilə təsvir olunur.

§ 6.2. He³- He⁴ məhlullarında λ-keçiddə həllolma və buxarlanma istiliklərinin xüsusiyyətləri

HeI-HeII faza keçidində həllolma istiliyi də sıçrayışla dəyişir [64]. Bu sıçrayışın qiymətini tapmaq üçün təmiz maye He³-dən bir hissəciyin məhlula keçdikdə udulan q₃ istiliyinin ifadəsindən [20] istifadə edək.

$$q_3 = \frac{\partial W}{\partial N_3} - W_{30} = -KT^2 \frac{\partial}{\partial T} \ln \frac{P_3}{P_{30}} \quad (6.26)$$

Burada $\frac{\partial W}{\partial N_3}$ -məhlula He³-ün bir atomunu əlavə etdikdə istilik funksiyasının dəyişməsi, W_{30} -maye He³-ün molekulyar istilik entalpiyasıdır, P_{30} və P_3 -təmiz maye He³-ün buxarının təzyiqi və He³- He⁴ məhlulunda He³-ün parsial təzyiqidir. $T=T_\lambda$ olduqda

$$\Delta q_3 = \Delta \left(\frac{\partial W}{\partial N_3} \right) \quad (6.27)$$

və

$$\frac{\partial W}{\partial N_3} = \frac{\partial \varphi}{\partial N_3} - T \frac{\partial^2 \varphi}{\partial T \partial N_3} \quad (6.28)$$

olduğunu nəzərə alsaq

$$\Delta q_3 = -T_\lambda \frac{\partial^2 \varphi}{\partial T \partial N_3} \quad (6.29)$$

olar. $\varphi=N\varphi$ olduğunu nəzərə alsaq (6.17)-dən istifadə etməklə

$$\Delta q_3 = (1 - X_\mu) \Delta P_1 \frac{\partial T_\lambda}{\partial X_\mu} \quad (6.30)$$

alarıq.

Kiçik konsentrasiyalarda He^4 -üçün ΔC_p -nin qiymətini [65]-dən və $\frac{\partial T_\lambda}{\partial X_\mu} = -1,5^\circ K$ qiymətini [43]-dən götürüb istifadə etsək HeII- HeI faza keçidi zamanı həllolma istiliyinin sıçrayışı üçün $\Delta q_3 = 10,5 \text{ kal/mol}$ qiymətini alarıq.

Qeyd etmək lazımdır ki, paylanma əmsalının və həllolma istiliyinin qiymətlərinin λ -nöqtədəki dəyişiklikləri tam və parsial təzyiqlərin törəmələrinin sıçrayışları ilə əlaqədar ola bilər:

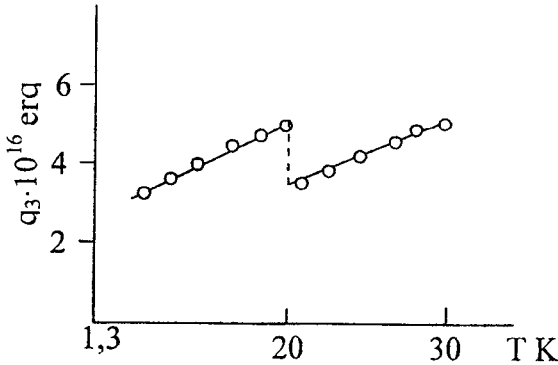
$$\Delta \frac{\partial}{\partial T} \left(lu \frac{C_\delta}{C_\mu} \right) = \frac{1}{X_\delta - X_\mu} \Delta \left(\frac{d \ln P}{dT} \right); \quad (6.31)$$

$$\Delta q_3 = -KT_\lambda^2 \frac{1 - X_\mu}{X_\delta - X_\mu} \Delta \frac{d \ln P}{dT} \quad (6.32)$$

Məhlullar üçün buxar təzyiqinin temperaturdan asılılıqlarının təcrübi qiymətlərindən istifadə edərək (6.31) və (6.32)-dən hər iki kəmiyyəti hesablamaq olar.

Lakin parsial və tam təzyiqlərin sıçrayışlarının qiymətlərini kifayət qədər dəqiqliklə ölçmək mümkün olmadığından Δq_3 -ün qiymətini tapmaq üçün adətən (6.31) və (6.32) düsturlarından istifadə etmirlər. Sonralar nüvə maqnit rezonansı metodunu tətbiq etməklə Δq_3 -ün qiymətlərini böyük dəqiqliklə hesablamışlar [62-63].

Δq_3 -ün temperatur asılılığını T_λ nöqtəsindən aşağı və T_λ -dan yuxarı temperaturunu hesablamaq üçün (6.26) düsturunda istifadə olunur. He^3 -ün konsentrasiyası 8,3% olan məhlul üçün belə hesablamaların nəticəsi şəkil 6.2-də göstərilmişdir.



Şəkil 6.2

He³ - He⁴ məhlullarının maye buxar hal diaqramından istifadə edərək məhluldan buxara keçid istiliyinin təzyiqdən və temperaturdan asılılığını müəyyən etmək olar. Lakin qeyd etmək lazımdır ki, mayenin və buxarın nisbi miqdarlarının (N_μ , N_δ) qiymətləri

$$\frac{N_\delta}{N_\mu} = \frac{\chi_\mu - \chi}{\chi - \chi_\delta} \quad (6.33)$$

$$X = \frac{N_{3\delta} + N_{3\mu}}{N_\delta + N_\mu} \quad (6.34)$$

kimi olduğundan molekulun mayedən buxara (və əksinə) tarazlıq halında keçməsi mütləq təzyiqin və temperaturun dəyişməsi ilə müşayiyyət olunur.

Beləliklə, keçid istiliyini təyin etdikdə mütləq prosesi müəyyənləşdirmək lazımdır: a) keçidin $T = \text{const}$ olduqda və ya b) $P = \text{const}$ olduqda baş verdiyini bilmək lazımdır.

Bir hissəciyin mayedən buxara keçməsi istiliyinin

$$Q = \frac{T \delta s}{\delta N_b} \quad (6.35)$$

olduğunu nəzərə alsaq, onu təyin etmək üçün δN_s hissəciyin buxardan mayeyə keçməsi zamanı entropiyanın δS dəyişməsini tapmaq lazımdır. $T=const$ (a halı) qəbul etsək və sistemdə hər növ hissəciyin sayının sabitliyini və həm P -nin həm də X_b -nin X_m -nin funksiyası olduqlarını nəzərə alsaq, asanlıqla

$$\frac{\delta_s}{\delta N_b} = S_b - S_m + \frac{X_m - X_b}{1 + \frac{X_m - \bar{X}}{\bar{X} - X_b} \cdot \frac{\partial X_b}{\partial X_m}} \quad (6.36)$$

$$\left\{ \frac{\partial S_m}{\partial P} \frac{\partial P_x}{\partial X_m} + \frac{\partial S}{\partial X_m} + \frac{X_m - \bar{X}}{\bar{X} - X_b} \left(\frac{\partial S_b}{\partial P} \frac{\partial P_x}{\partial X_b} + \frac{\partial S}{\partial X_b} \frac{\partial S_b}{\partial X_m} \right) \right\}$$

olduğunu görürük. Burada S_b və S_m - qazın və mayenin bir hissəciyinə düşən entropiyalardır. (6.36) düsturunun çıxarışında (6.33) və (6.34) ifadələrindən istifadə olunmuşdur.

Əgər $X_\mu \approx \bar{X}$ hesab etsək (sistemdə maye çoxdur),

$$\frac{\partial S}{\partial N_b} = (S_b - S_b) + (X_b - X_m) \left(\frac{\partial S_n}{\partial P} \frac{\partial P_x}{\partial X_m} + \frac{\partial S_m}{\partial X_m} \right) \quad (6.37)$$

olaraq. Sonra

$$S_b = X_b \cdot S_{3b} + (1 - X_b / S_{4b} = X_m S_{3m} + (1 - X_m) S_{4m}) \quad (6.38)$$

ifadəsini və hər bir komponentin kimyəvi potensiallarının buxar və maye fazalarında bərabər olduqlarını nəzərə alsaq $X_\mu \approx \bar{X}$ halı üçün

$$Q_{T, X_m} = KT^2 \left(\frac{\partial \ln P_x}{\partial T} \right)_{X_m} + (X_m - X_b) T \frac{\partial S_b}{\partial P} \left(\frac{\partial P}{\partial X_m} \right)_T \quad (6.39)$$

və $X_b \square \bar{X}$ halı üçün isə

$$Q_{T, X_b} = KT^2 \left(\frac{\partial \ln P_x}{\partial T} \right)_{X_b} + (X_m - X_b) \frac{\partial S_b}{\partial P} \left(\frac{\partial P_x}{\partial X_b} \right)_T \quad (6.40)$$

alarıq. Entropiyanın praktiki olaraq təzyiqdən asılı olmadığını nəzərə alıb və (6.40)-da buxara ideal qaz kimi baxsaq

$$Q_{T, X_m} = KT^2 \left(\frac{\partial \ln P_x}{\partial T} \right)_{X_m} \quad (6.41)$$

$$Q_{T, X_b} = KT^2 \left(\frac{\partial \ln P_x}{\partial T} \right)_{X_b} + KT (X_b - X_m) \left(\frac{\partial \ln P_x}{\partial X_b} \right)_T \quad (6.42)$$

(6.42)-də $\left(\frac{\partial \ln P_x}{\partial X_b} \right)_T = \frac{X_b - X_m}{X_b (1 - X_b)}$ (6.43)-ifadəsindən istifadə etsək [72]

$$Q_{T, X_m} = KT^2 \left(\frac{\partial \ln P_m}{\partial T} \right)_{X_b} + \frac{KT (X_b - X_m)^2}{X_b (1 - X_b)} \quad (6.44)$$

alarıq. Analoji olaraq $P = \text{const}$ halı üçün

$$Q_{P, X_m} = KT^2 \left(\frac{\partial \ln P_x}{\partial T} \right)_{X_m} + (X_m - X_b) C_{p,m} \left(\frac{\partial T}{\partial X_m} \right)_p \quad (6.45)$$

$$Q_{P, X_b} = KT^2 \left(\frac{\partial \ln P_x}{\partial T} \right)_{X_b} + (X_m - X_b) C_{p,b} \left(\frac{\partial T}{\partial X_b} \right)_p \quad (6.46)$$

alarıq. Alınan ifadələrin təhlili göstərir ki, hər iki hal üçün keçid istiliyi iki toplanandan (həddən) ibarətdir. Birinci hədd hissəciyin bilavasitə bir fazadan digərinə keçməsinə sərf olunan istiliyi, ikinci hədd isə belə keçidlərdə sistemin entropiyasının dəyişməsi ilə əlaqədar istiliyi xarakterizə edir.

Hər iki ifadədə birinci həd bilavasitə məhluldan buxara bir hissəcik keçdikdə udulan enerjiden (istilikdən) hesablanı bilər (deyilənlər həm He^3 -ə, həm də He^4 -ə aiddir).

Doğrudan da mayedən (konsentrasiya X_m) qaz fazasına (konsentrasiya X_b) 1 mol izotonların qarışığı keçdikdə

$X_b \cdot Q_3 + (1 - X_b) Q_4$ kal qədər enerji udulur (bir hissəciyə hesablanmış). Onda [20]-yə görə bu kəmiyyət birinci toplanana bərabər olacaqdır.

$$X_b \cdot Q_3 + (1 - X_b) \lambda_4 = KT^3 \left(\frac{\partial \ln P_x}{\partial T} \right)_{X_b} \quad (6.47)$$

$T = \text{const}$ olduqda gedən prosesdə $X_m \approx \bar{X}$ və $X_b \square \bar{X}$ halları üçün keçid istiliyi He^3 - He^4 sisteminin maye-buxar tarazlıq diaqramından istifadə etməklə (6.41) və (6.44) ifadələrindən hesablanabilir.

Alınan nəticələr göstərir ki, yuxarıda qeyd olunan üsulla hesablanmış keçid istiliyi temperatur artdıqca X_b -in kiçik qiymətləri istiqamətində sürüşən minimumdan keçir. X_b -in böyük qiymətlərində $Q_{T, X_m} - X$ asılılığı additivliyə uyğun olan düz xəttin üzərinə düşür. (6.41), (6.44) və (6.46)-dan görüldüyü kimi keçid istiliyi x -nöqtədə sıçrayışla dəyişir:

$$\Delta Q_3 (X_b - X_m) \cdot \Delta C_p \frac{\partial T_x}{\partial X_m} \quad (6.48)$$

He^3 - He^4 izotonlarının məhlullarının termodinamik xassələrinin nəzəri təhlili HeI-HeII faza keçidi temperaturunda (T_λ) tam və parsial təzyiqlərin, həmçinin paylanma əmsallarının temperaturə görə törəmələri sıçrayışla dəyişir.

Doğrudan da, məhlulların doymuş buxarlarının təcrübədən alınan temperatur asılılıqlarında da bu xüsusiyyətlər müşahidə olundu [57, 66, 61, 43]. Lakin kifayət qədər təcrübə materialının olmaması bu xüsusiyyətlərin doymuş buxarın təzyiqinin və kondensasiya nöqtələrinin öyrənilməsi nəticəsində qurulmuş maye-buxar hal diaqramında müşahidə etməyə imkan vermədi. Bunun üçün eyni zamanda buxarın və mayenin konsentrasiyalarını (X_δ , X_μ) fazaların sərhəddində ölçmək zərurəti yarandı.

He³- He⁴ izotonlarının məhlullarının molyar maqnit qavrayıcılıqların T>1,2K oblastında Küri qanununa tabe olduğunu nəzərə alaraq [67, 68, 69], [62,63]-də λ-keçidi ətrafında He³-He⁴ məhlullarının termodinamik xassələrinin xüsusiyyətlərini tədqiq etmək üçün nüvə maqnit rezonansı (HMP) metodu tətbiq etmişlər və paylanma əmsalı ilə $\left(\frac{X_b}{X_m}\right)$ buxarda və mayədə

NMR siqnallarının amplitudları arasında

$$\frac{X_b}{X_m} = \frac{A_b}{A_m} \frac{V_m}{V_b} \quad (6.49)$$

münasibətini tapmışlar. Burada A_b və A_m buxarda və mayədə NMR siqnallarının amplitudları, V_m və V_b -isə uyğun olaraq maye və buxarın molyar həcməlidir.

Paylanma əmsalının $\left(\frac{X_b}{X_m}\right)$ təcrübədən tapılmış sıçrayışları ilə istilik tutumunun sıçrayışı arasındakı [62, 63, 70, 71]

$$\Delta C_p = \frac{KT_\lambda^2}{(1-X_m) \frac{\partial T_\lambda}{\partial X_m}} \cdot \Delta \left[\frac{\partial \ln \frac{A_b}{A_m}}{\partial T} \right] \quad (6.50)$$

münasibətindən məhlullar üçün T_λ nöqtəsində ΔC_p -nin qiymətləri təyin olunmuşdur. Alınan nəticələr nəzəri hesablamalarla kifayət qədər dəqiqliklə üst-üstə düşürlər.

§ 6.3. He³-He⁴ məhlullarının izafi termodinamik funksiyaları.

Əvvəlki paragraflarda qeyd olunduğu kimi He³ və He⁴ izotonlarının məhlullarının xassələri ideal məhlulların xassələrindən kəskin fərqlidir. Bu fərqi kəmiyyətcə xarakterizə etmək üçün izafi termodinamik funksiyalar daxil edilir. Bu funksiya hər hansı bir xassənin real məhlullarda olan qiyməti ilə onun ideal məhlula uyğun qiyməti arasındakı fərqə bərabərdir. Bu funksiyalardan və ya potensiallardan biri təmiz komponentlərdən məhlul əmələ gəldikdə müşahidə olunan istilik-həllolma istiliyidir (W^E). Həllolma istiliyi (W^E) həm istilik tutumunun təcrübədən tapılmış qiymətlərinə əsasən dolayı yolla, həm də bir başa [72] təyin edilmişdir. Tədqiqatçılar [72] $T=1,02\text{K}$ -də 8,6% He³ konsentrasiyalı He³-He⁴ məhlulunun həllolma istiliyini təcrübi olaraq təyin etmişlər (bu məhlul üçün həllolma istiliyinin qiyməti 0,17 kal/mol-olmuşdur). Daha sonra həllolma istiliyinin izafi qiyməti bilavasitə təcrübədən [73]-də təyin olunmuşdur. Digər termodinamik potensialların izafi qiymətləri dolayı yolla istilik tutumunun təcrübədən alınan qiymətlərindən və maye – buxar hal diaqramlarından istifadə etməklə hesablanmışdır [74, 75] və nəzəri hesablanmış qiymətləri ilə müqayisə olunmuşdur.

Parsial izafi kimyəvi potensiallar üçün

$$\mu_i^E = RTf_i \quad (6.51)$$

yazmaq olar. Burada f_i -parsial aktivlik əmsalıdır.

İkinci virial əmsalı (B_{io}) nəzərə alsaq buxar fazası üçün aşağıdakı münasibəti yazmağa bilərik

$$\ln f_i = \ln \frac{P_i}{X_m \cdot P_{io}} + \frac{B_{io}(P_x - P_{io})}{RT} \quad (6.52)$$

onda μ_3^E və μ_4^E üçün

$$\mu_3^E = RT \frac{P_x - P_4}{X_m \cdot P_{30}} + B_{30} (P_x - P_{30}) \quad (6.53)$$

$$\mu_4^E = RT \ln \frac{P_4}{(1 - X_m) P_{40}} + B_{40} (P_x - P_{40}) \quad (6.54)$$

olar.

Gibbs-Dyudem tənliyini maye-buxar tarazlıq əyrisi boyu yazsaq

$$X_m \left(\frac{\partial \mu_3^E}{\partial X_m} \right)_T + (1 - X_m) \left(\frac{\partial \mu_4^E}{\partial X_m} \right)_T - V_m \left(\frac{\partial P_x}{\partial X_m} \right)_T = 0 \quad (6.55)$$

(6.53) və (6.54)-ü differensiallayıb (6.55)-də yerinə yazsaq $P_4 = (1 - X_b) P_x$ üçün

$$\left(\frac{\partial P_4}{\partial X_m} \right)_T = - \frac{\left(\frac{\partial P}{\partial X_m} \right)_T P_4 \{ X_m + [(1 - V_m) B_{40} + V \cdot B_{40} - V] (P_x - P_4) RT \}}{(1 - X_m) P_x - P_4} \quad (6.56)$$

diferensial tənliyini alırıq. $P_x(X_m, T)$ -nin təcrübi qiymətlərindən istifadə edərək və (6.56)-nı inteqrallasaq $P_4(X, T)$ -ni və (6.53 – 6.54) tənliklərinin köməyi ilə μ_3^E və μ_4^E -nin qiymətlərini tapmaq olar. [71]-də S^E -nin qiyməti tapılmışdır:

$$S^E = - \left(\frac{\partial \varphi^E}{\partial T} \right)_{X_m} - V \left(\frac{\partial P_x}{\partial T} \right)_{X_m} - X_m V_{30} \frac{dP_{30}}{dT} V \frac{\partial P_{40}}{\partial T} \quad (6.57)$$

burada

$$W^E = \varphi^E + TS^E \quad (6.58)$$

İzafi termodinamik potensialların qiymətlərini maye-buxar faza diaqramının hər iki qanadı məlum olduqda asanlıqla hesablamaq olar.

Məsimov [63] NMR metodu ilə alınmış faza diaqramından istifadə etməklə belə hesablamaları aparmışdır.

İzafi termodinamik potensialların zəif məhlullar üçün tapılmış qiymətləri Pomerançuk (III) modeli əsasında aparılmış hesablamalarla müqayisə edilmişdir və göstərilmişdir ki, Pomerançuk [70] nəzəriyyəsi He^3 - He^4 zəif məhlullarının xassələrini kifayət qədər yaxşı təsvir edir.

FƏSİL VII

He³-He⁴ MƏHLULLARININ İFRAT AXICILIĞI

§7.1. Məhlullarda elementar həyəcanlanmalar

Təmiz He⁴ kimi, ifrataxıcı He³-He⁴ məhlulları da makroskopik kvant sistemləridir. Ona görə də onları təsvir etmək üçün kvazihissəciklər anlayışının daxil edilməsi çox əlverişlidir. Belə yanaşmada bütün sistemin istənilən zəif həyəcanlanmış halı bütövlükdə qarşılıqlı təsirdə olmayan elementar həyəcanlanmalar toplusu kimi, yəni ideal kvazihissəciklər qazı kimi baxıla bilər.

Bu yaxınlaşmadan, kvazihissəciklərin qarşılıqlı təsir enerjilərinin onların məxsusi enerjilərindən kiçik olduğu hallarda istifadə etmək olar. Kvazihissəciklər metodu əvvəllər qeyd etdiyimiz kimi ilk dəfə Landau tərəfindən HeII-nin xassələrinin əsasən iki növ kvazihissəciklərdən – fononlar və rotonlardan ibarət olduğunu qəbul edərək Landau bu həyəcanlanan enerji spektrinin $-\epsilon(p)$ asılılığının formasını vermişdir (şəkil 5.4). Termodinamik və bir başa tədqiqatlar (soyuq neytronların ifrataxıcı He⁴-də səpilməsi) nəticəsində alınmış enerji spektri Landaunun əvvəlcədən tapdığı spektrlə yəni 5.1 və 5.2 düsturları çox yaxşı üst-üstə düşmüşdür. Uzundalğalı oblastda (kiçik impulslarda) elementar hissəciklər adi səs kvantlarına-fononlara, $\epsilon(p)$ asılılığındakı minimuma ($p=p_0$) uyğun impulsalarda isə rotorlar adlandırılmış elementar həyəcanlanmalara uyğun gəlirlər.

Zəif qeyri-ideal boze-qaz modelində həyəcanlanmaların spektri Boqolyubov [77] tərəfindən alınmışdır. Boqolyubov göstərmişdir ki, kiçik impulslarda həyəcanlanmalar Landauda olduğu kimi fononlardır. Bir qədər sonra Feynman [78] və Feynman və Koen [79] HeII-nin enerji spektrini struktur faktoru ilə əlaqələndirərək keyfiyyətcə Landaunun təklif etdiyi spektrinə analoji dispersiya əyrisi almışlar. Elementar həyəcan-

lanmaların spektrinin sadə hidrodinamik çıxarılışı isə Pitaevskiy [80] tərəfindən təklif edilmişdir. He^4 - atomları Boze statistikasına tabe olduqlarından kvant cırlaşması temperaturundan kiçik temperaturalarda Boze statistikasına tabe olan həyəcanlanma spektrinə malik olmalıdırlar. Bu zaman elementar həyəcanlanmalar tək-tək əmələ gəlib və yox olurlar və onların ümumi sayı sərbəst enerjinin minimumu ilə (kimyəvi potensialın sıfırı ilə) müəyyən olunur və ona görə də temperaturdan asılı olur.

He^3 - He^4 ifrataxıcı məhlullarda aşkar He^3 atomlarının olması və onların həm bir-biri ilə, həm də He^4 atomları ilə qarşılıqlı təsirləri enerji spektrində əlavə qanunların əmələ gəlməsinə gətirib çıxarır. He^3 - He^4 məhlullarında iki müxtəlif statistikaya tabe olan atomlar olduğundan onların spektrində müxtəlif statistikalara tabe olan qanadlar əmələ gəlir.

Fermi tipli spektrdə hesab olunur ki, kvazihissəciyin spektri atomlarındakı qarşılıqlı təsir tədricən «qoşulduqda» əmələ gəlir və ona görə də həyəcanlanmanın sayı atomların başlanğıc sayına bərabər olur:

$$N_3 = \int n(p) d\tau \quad (7.1)$$

Burada $n(p)$ aşqar kvazihissəciklərin paylanma funksiyası, $d\tau$ faza fəzasında həcm elementi, n_3 - He^3 atomlarının vahid həcmdəki sayıdır.

He^3 - He^4 məhlullarında elementar həyəcanlanmalar spektri üçün bütün ifrataxıcı oblastda model təsəvvürləri olmadığı üçün adətən ideal kvazihissəciklər qaz modelindən istifadə edirlər. He^4 -ə analoji spektrlərdə fonon və roton hissəciklərinin olduğu qəbul edilir, lakin yalnız o şərtlə ki, c – səsin məhluldakı sürəti, Δ , p_0 və μ parametrləri isə He^3 -ün konsentrasiyasından asılı olsun.

Daha sonra He^3 - He^4 məhlullarında fononlardan və rotonlardan başqa daha bir növ elementar həyəcanlanmaların aşqar həyəcanlanmasının olması qəbul olunur. Spektrdə bu növ aşqar qanadın olması fikri ilk dəfə Landau və Pomerançuk [36] tərə-

findən irəli sürülmüşdür. Onlar iki növ $\varepsilon(p)$ asılılığının mümkünlüyünü göstərmişlər

$$\varepsilon_i = \varepsilon_0 + \frac{p^2}{2\mu_3} \quad (7.2)$$

$$\varepsilon_i = \varepsilon_0 + \frac{(p - p_{0i})^2}{2\mu_3} \quad (7.3)$$

Burada ε_0 - He^3 -ün məhlulda rabitə enerjisidir, p_{0i} və μ_3 - aşqar həyəcanlanması spektrinin parametrləridir (p -nin ölçü vahidi impuls vahidi, μ_3 -ün ölçü vahidi isə kütlə vahididir).

Aşqarın hissəcikləri, onların bir-biriləri ilə qarşılıqlı təsiri kifayət qədər zəif olan temperaturalara qədər Bolsman statistikasına tabedirlər. (7.2) növ spektrlər üçün Fermi cırlaşması temperaturu

$$T_F = \frac{\hbar^2}{2m_3^*k} (3\pi^2 n_3)^{2/3} \quad (7.4)$$

düsturu ilə ifadə olunur [18]. Burada κ - Bolsman sabitidir.

He^3 atomlarının qarşılıqlı təsir enerjisi $\sim U \cdot x$ tərtibindədir, burada x -konsentrasiya, U -bir neçə dərəcə tərtibində olan xarakteristik enerjidir. Bu şərtlər daxilində cırlaşma qarşılıqlı təsirlərdən tez başlayır:

$$KT_F / U \cdot x^{-1/2} \gg 1 \quad (7.5)$$

Beləliklə, He^3 atomları arasında qarşılıqlı təsir olduqda belə $T \gg T_F$ oblastında klassik statistika tətbiq oluna bilər. (7.3) növ spektrlər üçün cırlaşma temperaturu

$$T_F = \frac{\pi 4 \hbar^6 n_3^2}{2KP_{02}^4 m_3^*} \quad (7.6)$$

düsturu ilə ifadə olunur. Aşqar hissəciklərinin qarşılıqlı təsir enerjisi μ_3 -lə mütənasib olduğundan klassik statistikanın tətbiq həddi aşqarların qarşılıqlı təsiri ilə müəyyən olunur. Klassik statistika ($P_{0i} \neq 0$ olduqda) $T \sim Ux/K$ temperaturuna kimi tətbiq

oluna bilər. $U/k \sim 1-10K$ qəbul etsək, $T \gg (1 \div 10)x$ alarıq: əgər $x \gg 10^{-2}$ olarsa $T > 0,1K$ olmalıdır.

He^3 -ün atomlarını ideal kvazihissəciklər qazı kimi qəbul edərək Pomerançuk [75] zəif məhlulların normal komponentinin sıxlığını və termodinamik funksiyaları hesablamışdır:

$$F = F_4 - x \cdot kT \ln \left[\frac{2m_4}{\rho x} \left(\frac{m_3^* \cdot kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} - x\varepsilon_0 \right] \quad (7.7)$$

$$F = F_4 - x \cdot kT \ln \left[\frac{m_4}{\rho x} \left(\frac{m_3 \cdot kT}{2\pi^3} \right)^{1/2} \frac{P_{0i}}{\hbar^3} \right] - x\varepsilon_0 \quad (7.8)$$

burada F_4 - təmiz He^4 -ün sərbəst enerjisidir. Buradan asanlıqla istənilən termodinamik funksiyaları hesablamaq olar. Məsələn: $P_{oi}=0$ və $P_{oi} \neq 0$ halları üçün uyğun olaraq

$$C = C_4 + \frac{3}{2} Kx \quad (7.9)$$

$$C = C_4 + \frac{Kx}{2} \quad (7.10)$$

ifadələri alınmışdır. Burada C_4 -təmiz He^4 -ün istilik tutumudur.

Pomerançuka görə [75] normal komponentin sıxlığı bütün həyəcanlanmaların verdiyi payların cəmi kimi göstərilə bilər:

$$\rho_n = \rho_{n\phi} + \rho_{np} + \rho_{ni} \quad (7.11)$$

burada $\rho_{n\phi}$ -fononların, ρ_{np} -rotonların, ρ_{ni} -aşqar həyəcanlanmasının paylarıdır. (7.2) dispersiya qanununa tabe olan ideal qaz üçün ifrataxıcılıq olmadıqda ($v_s \neq 0$) ρ_{ni} Landau [18] nəzəriyyəsinə görə asanlıqla hesablanabilir.

$$\rho_n = -\frac{4\pi}{3} \int_0^\infty \rho^4 \frac{dn}{d\varepsilon} d\rho = -\frac{4\pi}{3} \int_0^\infty \rho^4 \left(\frac{dn}{d\rho} \right) \left(\frac{d\rho}{d\varepsilon} \right) d\rho \quad (7.12)$$

(7.2)-dən $\frac{d\varepsilon}{d\rho} = \rho/m_3^*$ ifadəsini (7.12)-də yazsaq və

(7.12)-ni hissə-hissə inteqrallasaq

$$\rho_{ni} = 4\pi m_3^* \int_0^{\infty} \rho^2 n d\rho = m_3^* \cdot n_3 \quad (7.13)$$

alarıq.

Beləliklə, görürük ki, (7.2) növ spektrə malik olan sistem üçün normal komponentin sıxlığının aşqara aid olan hissəsi temperaturdan asılı deyildir.

(7.3) spektrli sistem üçün isə, $(\rho_{oi}^2/2m_3^*) \gg kT \gg kT_F$ şərti daxilində, ρ_{ni} -üçün

$$\rho_{ni} = \frac{\rho_{oi}^2}{3kT} \cdot n_3 \quad (7.14)$$

alarıq. Göründüyü kimi $\rho_{oi} \neq 0$ halı üçün normal komponentin aşqara aid olan hissəsinin sıxlığı temperaturla tərs mütənasibdir

$$\left(\rho_{ni} \approx \frac{1}{T} \right).$$

Alınan nəticələr ρ_{ni} -nin temperatur asılılığının xarakterinə görə ifratxıcı heliumda əmələ gələn aşqar xüsusi He³ həyəcanlanmalarının enerji spektri haqqında mülahizələr yürütməyə imkan verir.

$\rho_{oi} = 0$ halında və kifayət qədər aşağı temperaturalarda (rotonların və fononların payını nəzərə almaq mümkün olduqda) məhlulun normal komponentinin sıxlığı sabit kəmiyyətə yaxınlaşmalı, $\rho_{oi} \neq 0$ olduqda isə $\rho_{ni} \sim \frac{1}{T}$ olmalıdır.

Normal komponentin sıxlığı və ifrataxıcı məhlulların enerji spektri

Helium izotoplarının məhlullarının normal komponentinin sıxlığı haqqında ilk məlumatları Ferbenkin [78, 78] məhlullarda 0,09-0,8% konsentrasiya və 1,24-1,7 K temperatur intervallarında ikinci səsin sürətinin təcrübədən aldıkları qiymətlərindən istifadə edərək Xalatnikov [80] almışdır. Xalatnikov [81] eyni zamanda m_3^* -u hesablamış və göstərmişdir ki, m_3^* temperaturdan asılı olmayıb bütün məhlullar üçün $m_3^* = 2,7m_3$ qiymətini alır. Bu onu göstərir ki, HeII-də həll olan He^3 (7.2) tipli spektrə malikdir və bu spektr impulsun sifra bərabər qiymətində minimum qiymət alır. Pellam [81] öz təcrübələrində analogi nəticələr almışdır.

Daha dəqiq tədqiqatlar Bereznyak və Eselson [83-84] tərəfindən Andronikaşvilinin [25] verdiyi bir başa metodla mayeyə (HeII-yə) salınmış disklərin rəqslərinin periodunu və rəqslərin sönməyini öyrənmək metodundan istifadə edərək aparılmışdır.

Sonralar bu metod məhlulda He^3 -ün daha böyük konsentrasiyaları üçün (Daş və Teylor [84] 100%-ə qədər, Qriqoryev və başqaları [85] 31,4%-ə qədər) aparılmışdır. Qeyd edək ki, alınan bütün təcrübə nəticələri bir-biri ilə üst-üstə düşürlər. Normal komponentin [86]-da alınmış nisbi qiymətləri (ρ_n / ρ_λ) 1-ci cədvəldə verilmişdir. (Cədvəldə təmiz He^4 -üçün normal komponentinin (3.14)-də alınmış nisbi qiymətləri də verilmişdir).

Cədvəl 1

T, K	ρ_n / ρ_λ	T, K	ρ_n / ρ_λ	T, K	ρ_n / ρ_λ	T, K	ρ_n / ρ_λ
		1,202	0,235	1,101	0,346	0,815	0,464
He ⁴		1,136	0,227	1,049	0,341	0,775	0,460
2,139	0,838	1,059	0,212	0,985	0,341	0,721	0,452
2,074	0,681	0,966	0,209	0,932	0,330	0,674	0,452
1,940	0,481	0,930	0,204	0,900	0,319	0,656	0,453
1,875	0,387	0,845	0,198	0,851	0,301	0,639	0,451
1,740	0,248	0,796	0,186	0,803	0,305	38,0% He ³	
1,610	0,168	0,758	0,188	0,772	0,299	1,407	1,000
1,492	0,113	0,708	0,187	0,732	0,292	1,382	0,962
1,458	0,095	0,660	0,174	0,694	0,293	1,313	0,893
1,454	0,091	0,614	0,177	0,664	0,300	1,236	0,822
1,441	0,082	0,561	0,178	0,624	0,284	1,203	0,802
1,322	0,058	0,501	0,166	0,589	0,294	1,151	0,773
1,210	0,034	0,456	0,166	0,561	0,292	1,076	0,738
1,200	0,023	15,5% He ³		0,519	0,304	1,004	0,714
1,170	0,025	1,884	1,000	0,498	0,304	0,946	0,694
8,5% He ³		1,878	0,974	25,6% He ³		0,903	0,685
2,017	1,000	1,875	0,963	1,680	1,000	0,859	0,678
2,007	0,978	1,868	0,930	1,667	0,969	0,831	0,675
1,999	0,933	1,857	0,911	1,596	0,858	0,792	0,671
1,983	0,855	1,797	0,789	1,519	0,771	0,762	0,665
1,992	0,754	1,722	0,696	1,440	0,700	25,6% He ³	
1,845	0,624	1,620	0,592	1,432	0,687	1,942	1,000
1,746	0,512	1,559	0,541	1,396	0,674	1,028	0,977
1,655	0,429	1,536	0,530	1,370	0,662	1,012	0,968
1,572	0,366	1,452	0,471	1,315	0,632	0,979	0,948
1,520	0,348	1,442	0,472	1,253	0,598	0,923	0,915
1,490	0,326	1,389	0,454	1,205	0,581	0,873	0,895
1,465	0,335	1,338	0,426	1,126	0,556	0,855	0,875
1,409	0,301	1,294	0,411	1,033	0,529	0,852	0,880
1,343	0,282	1,253	0,392	0,972	0,493		
1,311	0,261	1,208	0,381	0,913	0,482		
1,256	0,248	1,137	0,366	0,879	0,476		

He³- He⁴ məhlullarında elementar həyəcanlanmaların spektrinin tədqiqi təmiz He⁴-ə nisbətən bəzi problemlərlə əlaqədardır. Bu problemlərdən biri kvazihissəciklərin qarşılıqlı təsirini geniş konsentrasiya və temperatur intervallarında təsvir

edə bilən təsəvvürlərin olmaması ilə digəri isə, təmiz He⁴ üçün müvəffəqiyyətlə tətbiq olunan neytronların səpilməsi metodunun neytronların He³-də güclü udulması ilə əlaqədardır.

Buna baxmayaraq, təcrübədən alınmış elmi nəticələr bəzi şərtlər daxilində He³- He⁴ məhlullarının enerji spektrinin parametrlərini qiymətləndirməyə imkan verir. Tutaq ki: a) müxtəlif həyəcanlanma növlərinin–fononların, fotonların və aşqarların normal komponentinin sıxlığına verdikləri paylar additivdirlər (asanlıqla göstərmək olar ki, bütün temperatur oblastında fononların payını digər həyəcanlanmaların payına nisbətən çox kiçik olduğundan nəzərə almamaq olar); b) aşqar həyəcanlanmalarının normal komponentin sıxlığına verdiyi pay temperaturdan asılı deyil (7.13); c) He⁴-ə analogi olaraq rotonların normal komponentin sıxlığına verdiyi payı

$$\rho_{nR} = \frac{2}{3} \frac{P_0^4}{\hbar^3 (2\pi)^{3/2}} \left(\frac{m_r^*}{T} \right)^{1/2} e^{-\frac{\Delta}{T}} = \frac{b}{\sqrt{T}} e^{-\frac{\Delta}{T}} \quad (7.15)$$

kimi yazmaq olar.

Birinci şərt onu göstərir ki, spektrin müxtəlif qanadlarının normal komponentin sıxlığına verdikləri paylar bilavasitə bir-birindən asılı deyillər, lakin onların hər biri ayrılıqda He³-ün konsentrasiyasından asılıdır.

İkinci şərt aşqarların spektrinin kvadratik olduğunu qəbul edir (7.2). Həm təcrübə nəticələri, həm də bəzi nəzəri mülahizələr (88-91) bu şərtin ödənildiyini göstərir.

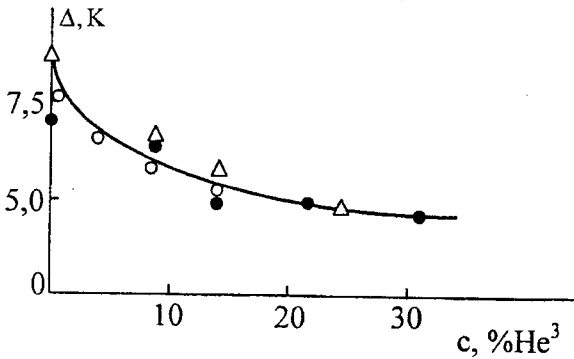
Üçüncü şərt onu göstərir ki, təmiz He⁴-də olduğu kimi məhlulların enerji spektrinin boze qanadında müəyyən bir impulsunu müəyyən $p=p_0$ qiymətində $\varepsilon=\Delta$ -ya bərabər olan minimum mövcuddur. Δ -nın $T \geq 0,8T_\lambda$ oblastında müşahidə olunan temperaturdan asılılığını nəzərə almamaq üçün T_λ -dan uzaq temperatur oblastına baxılmalıdır ($T < 0,8T_\lambda$).

Beləliklə, He³- He⁴ ifrataxıcı məhlullar üçün normal komponentin tam sıxlığı üçün

$$\rho_n = \rho_{ni} + \frac{b}{\sqrt{T}} \cdot e^{-\frac{\Delta}{T}} \quad (7.16)$$

yazmaq olar. Burada ρ_{ni} , b və Δ parametrləri yalnız He^3 -ün konsentrasiyasından asılıdır. He^3 -ün məhlulə əlavə olunması nəticəsində spektrin Boze qanadının deformasiyası isə birinci səsin He^3 -ün konsentrasiyasından asılılığına gətirilir (birinci səsin sürəti He^3 -ün konsentrasiyası artdıqca azalır).

Spektrin roton hissəsinin dəyişməsinə ρ_n -in təcrübi qiymətlərini bilməklə (7.16)-dan təyin etmək olar. ρ_n -in verilmiş qiymətlərinə görə (7.16)-dakı üç parametr [92]-də hesablanmışdır. Spektrin roton hissəsinin enerji baryerinin (Δ) (yarıqın) He^3 -ün konsentrasiyasından asılılığı şəkildə göstərilmişdir [92]



Şəkil 7.1

b parametrinin tapılmış qiymətlərindən istifadə edərək ρ_0 -in konsentrasiyadan asılılığı təyin edilmişdir və göstərilmişdir ki, bu asılılıq $\Delta(x)$ asılılığına analogidir.

Eelson və Kovdrya [94] ifrataxıcı məhlullarda ionların yürüklüklərini tədqiq etmiş və alınan nəticələrdən istifadə edərək məhlulların enerji spektrinin parametrlərini hesablamışlar. Onlar müəyyən etmişlər ki, $T > 0,8\text{K}$ temperaturlarda məhlullar-

da ionların yürüklüyü onların rotonlardan və aşqar həyəcanlanmaların səpilmələri ilə müəyyən olunur. Səpici mərkəzlər bir-birindən asılı olmadıqda yürüklük (μ)

$$\mu^{-1} = \mu_2^{-1} + \mu_i^{-1} \quad (7.17)$$

yazıla bilər. μ_i -ionların aşqar hissəciklərdən səpilməsi ilə əlaqədar yürüklükdür. Kifayət qədər aşağı temperaturalarda μ_i praktiki olaraq temperaturdan asılı olmur. İonların rotonlardan səpilməsi ilə əlaqədar olan μ_i temperaturdan eksponensial olaraq dəyişir.

$$\mu_r = \frac{3e}{4R_i} \left(\frac{\hbar}{P_0} \right)^3 \left(\frac{2\pi}{m_2 \cdot T} \right)^{1/2} e^{\frac{\Delta}{T}} \quad (7.18)$$

R_i -ionun radiusudur.

Beləliklə, ionların təcrübədən tapılan yürüklüklerini bilməklə μ_r -in qiymətini (7.18)-dən hesablamaq olar. Təcrübələr göstərmişdir ki, [92] və $\mu_r - 1/T$ asılılığı xətti xarakter daşıyır və bu xəttin bucaq əmsalını təyin etməklə (7.18)-dən $\Delta(C)$ asılılığına təyin etmək olar.

He^3 -ün kiçik konsentrasiyalarında (7.2) spektrinin aşqara aid hissəsi haqqında $T > T_F$ oblastında məlumatlar az maraqlı deyildir. [92]-da normal komponentin təcrübədən tapılan qiymətlərinə görə hesablamalar da $m_3^* = 2,35 m_3$ qiyməti alınmışdır.

Effektiv kütlə konsentrasiyadan asılı olmayan hallar üçün $\rho_{ni} = \rho_{ni}(c)$ asılılığı xətti olmalıdır. [92]-da alınan nəticələr şəkil 7.1-də göstərilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi, $\rho_{ni} / \rho_n - c$ asılılığı $c < 10\%$ -ə qədər ödənilir, $c > 10\%$ -qiymətlərində isə xətti asılılıqdan kənara çıxır. Bu o deməkdir ki, ya effektiv kütlə konsentrasiyadan asılı olmağa başlayır, ya da kvazihissəciklərin ideal qaz modeli üçün yazılmış (7.13) ifadəsi özünü doğrultmur. (5.14)-də məhlullar üçün ikinci səs sürətini (0,35÷30)% He^3 konsentrasiya intervalında ölçərək

alınan nəticələrdən m_3^* -ün qiymətlərini hesablamışlar və müəyyən etmişlər ki, m_3^* temperatur artdıqca artır və $m_3^* = m_3^*(c)$ asılılığında maksimum müşahidə olunur.

Beləliklə m_3^* -ün müxtəlif metodlarla təyini göstərir ki, yalnız tam forma cırlaşması oblastunda aparılan təcrübələrin nəticələri nəzəri təsəvvürlərlə üst-üstə düşür.

ӘДӘБИҮҮАТ

1. А.К.Кикоин, А.К. Кикоин. «Молекулярная физика» технико-теоретическая изд.-во, 1955
2. Г.К.Уайт "Экспериментальная техника в физике низких температур", Физматгиздат, 1961
3. Архыров и др. Техника низких температур. Изд.-во «Энергия», 1964
4. "Физика низких температур", И.Л., Под редакцией А.И. Шальникова, Москва, Из.-во иностранной литературы, 1959
5. Giauque W.F., MacDougall D.P. Phys.Rev.43, 768, 1933
6. Ландау Л.Д., Лифшиц И.М. Квантовая механика. М., ФМ, 1963. Статфизика. М., 1951
7. Kamelling-Onnes H., Commun. Phys.Lab., Univ. Leiden, №1228, 124 с. (1911).
8. London F., Physica, 3, 450 (1930).
9. Гинзбург В.Л., Ландау Л.Д., ЖЭТР, 20, 1064, 1950
10. Bardeen J., Phys.Rev.94, 554 (1954)
11. Bardeen J., Phys.Rev.81, 5 (1951)
12. Kuper C.G., Phil.Mag, 43, 1264, 1959
13. Kamerling Onnes, Commun. Phys. Lab. Univ. Leideu, №108, 198
14. Keeson V.H., Commun. Phys. Lab. Univ. Leideu, 1926
15. Капица П. Природа. 135, 265, 1935.
16. Капца П. ДАН СССР, 18, 21, 1938.
17. Ландау Л.Д. Journ. Phys. (СССР). 5, 71, 1941.
18. Ландау Л.Д. Journ. Phys. (СССР). 11, 91, 1947.
19. Ландау Л.Д. ЖЭТФ.11, 592, 1944.
20. Шпольский Э.В. Атомная физика. Т.1, М., Наука, 1984.
21. Ландау Л.Д., Лифшиу Е.М. Статистическая физика. М., Наука, 1964.
22. Ч.Киттель. Квантовая теория твердых тел. М., Наука, 1967.

23. Лифшиц Е.М. ЖЭТФ, 24, 936, 1945.
24. Пешков В.П. ЖЭТФ, 16, 1000, 1946.
25. Адроникашвили Э.А. ЖЭТФ, 16, 780, 1946.
26. Адроникашвили Э.А. ЖЭТФ, 18, 424, 1948.
27. Abrikosov A.A., Khalabnikov J.M. rep.Proqr.Phys., vol.22, 1959, p.239.
28. Hone D. Phys. Rev., 121, 669, 1961.
29. Пигаевский Л.П. ЖЭТФ, 37, 1794, 1954
30. Brueckner K.A., Soda T., Anderson P.N. Morel F. Phys.Rev., 118, 1442, 1960.
31. Enory V.J., Sessler A.M. Phys. Rev., 119, 43, 1960.
32. Bardin J., Cooper L.N., Schriffier J.R. Phys. Rev., 108, 1175, 1957.
33. Nosanov L.H., Vasudevan R. Phys. Rev. Lett.6, 1, 1961.
34. Anderson P.W., Morel P. Phys.Rev., 123, 1911, 1961.
35. Anderson P.W. and others. Phys.Rev.Lett.6, 443, 1961.
36. Ландау Л.Д., Померанчук И. ДАН СССР, 111, 322, 1956.
37. Есельсон Б.Н. Докторская диссертация. Харьков, 1957.
38. Есельсон Б.Н., Лазарев Б.Г. ЖЭТФ, 20, 742, 1950.
39. Померанчук И. ЖЭТФ, 19, 42, 1949.
40. Walters G.K., Faibank W.M. Phys.Rev., 103, 262, 1956.
41. Пешков В.П., Зиновьева К.Н. ЖЭТФ, 32, 1256, 1957.
42. Abraham В.М., WeinStock В., Osborne D.W. Phys.Rev., 76, 864, 1949.
43. Есельсон Б.Н., Лазарев Б.Г., Лифшиу И.М. ЖЭТФ, 748, 1950.
44. Есельсон Б.Н., Березняк Н.Г., Качанов М.И. ДАН СССР, 111, 568, 1956.
45. Roberts T.R., Sydoriak S.G. Phys.Rev., 118, 901, 1960.
46. Graf K.N., Lee D.M., Reppy J.D. Phys.Rev. Lett.19, 417, 1967.
47. Commers H.S., Keller W.E., Dash J.S. Phys.Rev., 92, 1345, 1953.

48. R. de Bruyn, O.U. Boter, Taconis K.W., G.Lepair, Benaker J.J. *Physica*, 26, 857, 1960.
49. Померанчук И. *ЖЭТФ*, 20, 919, 1950.
50. Есельсон Б.Н., Лазарев Б.Г., *ДАН СССР*, 97, 61, 1954.
51. Osborne D.W., Abraham V.M., Weinstock B. *Phys. Rev.*, 82, 263, 1951.
52. Weinstock B., Abraham V.M., Osborne D.W. *Phys. Rev.*, 85, 158, 1952.
53. Богоявленский И.В. Кандидатская диссертация. Харьков, 1965.
54. Есельсон Б.Н., Лазарев Б.Г., Лифшиц И.М. *ЖЭТФ*, 748, 1950.
55. J. de Boer, Gorter C., *Physica*, 18, 565, 1952.
56. Stoun J. *Phys.Rev.*, 76, 864 (1949).
57. London F., Rice O. *Phys.Rev.*, 73, 1188, 1948.
58. Sydoriak S.G., Roberts T.K. *Phys.Rev.*, 118, 901, 1960.
59. Sommers *Phys.Rev.*, 88, 113 (1952).
60. Есельсон Б.Н. *ЖЭТФ*, 26, 749, 1954.
61. Есельсон Б.Н., Березняк Н.Г. *ДАН СССР*, 105, 454, 1955.
62. Есельсон Б.Н., Березняк Н.Г. *ЖЭТФ*, 30, 628, 1956.
63. В.Н.Григорьев, Есельсон Б.Н., Масимов Э.А., Михайлов С.А., Новиков П.С. *УФЖ* 12, 1786, 1967.
64. В.Н.Григорьев, Есельсон Б.Н., Масимов Э.А., Михайлов С.А., Новиков П.С. *ЖЭТФ* 55, 1160, 1968.
65. Есельсон Б.Н., Качанов М.И., Лифшиц И.М. *ЖЭТФ*, 33, 936, 1957.
66. Simon F., Ruheman M., Edwards W.A. *Z.Phys.Chem. A2*, 340 (1929).
67. Walters G.K., Fairbank W.M. *Phys.Rev.*, 103, 262, 1956.
68. Opfer J.E., Luszczynski K., Norberg R.E. *Phys.Rev.*, 140-A100, 1965.
69. Beal B.T., Hatton J. *Phys.Rev.*, 139, AН51, 1965.
70. Rallin B.V., Hatton J. *Phys.Rev.*, 74, 496 (1948).

71. Wausink D.H. Physica 23, 140, 922, 1957.
72. Seliyman P., Edwards D.O., Sarvinski R.E., Tough J.T. Phys.Rev., 181, 415, 1969.
73. Roberts T.K., Swarts B.K. Proc. Symp.Liquid and Solid He³, Columbus, 2, 158, 1960.
74. Bruyn Duboret R.D., Beenauner J.J., Nier A.O. Phys.Rev., 73, 729, 1948.
75. Померанчук И. ЖЭТФ, 19, 42, 1949.
76. Боголюбов Н.Н. Изв. АН СССР сер.-физ., 11, 77, 1947.
77. Ferbenk R.P. Phys.Rev., 94, 262, 1954.
78. Ferbenk R.P. M.Cohem., Phys.Rev., 102, 1189, 1956.
79. Питаевский Л.П. ЖЭТФ, 31, 536, 1956.
80. Халатников И.М. ДАН СССР, 79, 57, 1951.
81. Pellam J.R. Phys.Rev., 99, 1327 (1955).
82. Березняк Н.Г., Есельсон Б.Н. ЖЭТФ,
83. Березняк Н.Г., Есельсон Б.Н. ДАН СССР, 111, 322, 1956.
84. Dash J.G., Taylor R.D. Phys.Rev., 107, 1228, 1957.
85. В.Н.Григорьев, Есельсон Б.Н., Михайлов С.А., Соболев В.Н. ЖЭТФ, 51, 1059, 1966.
86. Слюсарев В.А., Стрижимечный М.А. УФЖ, 14, 453, 1969.
87. Davison T.V., Feenberg E. Phys.Rev., 178, 306, 1969.
88. Burke T., Major K.G. Chester, Ann. Phys.(N.Y.), 42, 144, 1967.
89. Woo C.W., Tan H.T., Massay W.E. Phys.Rev.Lett., -22, 278, 1969.
90. Соболев В.Н., Есельсон Б.Н., ЖЭТФ, 60, 240, 1971.
91. Дюмин Н.Е., Есельсон Б.Н., Рудаковский Э.Я., Сербин И.А. ЖЭТФ, 56, 747, 1969.
92. Ковдря Ю.З., Есельсон Б.Н. ЖЭТФ, 55, 86, 1968.

M Ü N D Ə R İ C A T

Giriş	3
Fəsil I. Aşağı temperaturların alınması əsas prinsipləri	5
§1.1. Aşağı temperaturların alınması əsas prinsipləri.....	5
§1.2. Qazların mayeləşdirilməsi.....	7
§1.3. Coul - Tomson effektindən istifadə etməklə qazların mayeləşdirilməsi.....	10
§1.4. Adiabatik genişləndirməklə qazların mayeləşdirilməsi.....	18
§1.5. Mayeləşdirilmiş qazların saxlanması və daşınması.....	21
§1.6. İfrat aşağı temperaturların alınması.....	25
§1.7. Aşağı temperaturlarda vakuum texnikası. Yüksək vakuum sistemləri.....	29
§1.8. Sorma sürəti.....	32
Fəsil II. Aşağı temperaturların ölçülməsi	36
§2.1. Temperaturun ölçülməsinin ümumi prinsipləri.....	36
§2.2. Buxarın təzyiqinin ölçülməsinə əsaslanan əsaslanan termometriya.....	39
§2.3. Təmiz metalların müqavimətinin ölçülməsinə əsaslanan termometriya.....	42
Fəsil III. Aşağı temperaturlarda cisimlərin xassələr	45
§3.1. Aşağı temperaturlarda cisimlərin xassələri.....	45
§3.2. İstilik tutumu.....	48
§3.3. Aşağı temperaturlarda cisimlərin istidən genişlənməsi.....	54
§3.4. Aşağı temperaturlarda istilikkeçirmə və elektrik keçirmə... ..	57
§3.3. Aşağı temperaturlarda maddələrin maqnit xassələri.....	63
Fəsil IV İfrat keçiricilik	70
Fəsil V. İfrataxıcılıq	77
§ 5.1. HeII-kvant mayesidir.....	77
§ 5.2. HeII-nin enerji spektri.....	81
§5.3. HeII-də yayılan səs dalğaları.....	86
§5.4. Maye He ³ -ün xassələri.....	89

§ 5.5. He ³ – He ⁴ məhlullarının xassələri.....	93
§ 5.6. He ³ - He ⁴ maye məhlullarının hal diaqrammı.....	99
Fəsil VI. He³-He⁴ məhlullarında HeI-HeII faza keçidinin termodinamikası	109
§ 6.1. Maye – buxar diaqramının xüsusiyyətləri.....	111
§ 6.2. He ³ - He ⁴ məhlullarında λ-keçiddə həllolma və buxarlanma istiliklərinin xüsusiyyətləri.....	116
§ 6.3. He ³ -He ⁴ məhlullarının izafi termodinamik funksiyaları...	123
Fəsil VII He³-He⁴ məhlullarının ifrat axıcılığı	126
§7.1. Məhlullarda elementar ifrat həyəcanlanmalar Normal komponentin sıxlığı və ifrataxıcı məhlulların enerji spektri.....	126
Ədəbiyyat	137
Mündəricat	141

Ofset üre çapçı Fariq Tofiqoğlu

İstehsalat müdiri Nərmin İsabəyli
Çapçı Aygün Qismətqızı
Texniki işçilər Xədicə Akifqızı,
Leyla Qismətqızı, Təranə Tahirqızı
Çapa imzalanıb 20.10.2008
Formatı 60x84 1/16
Fiziki çap vərəqi 9

E.Ə.Məsimov
Aşağı temperaturlar. Kvant mayeləri
Bakı-Şirvanəşr-2008