puhul on see õige juba toatemperatuuril, teemandi korral hakkab aga kehtima alles $\sim 1000\,^{\circ}C$ juures.

Einsteini ja Debye loodud tahkete kehade soojusmahtuvuse range teooria arvestab kõigepealt võnkliikumise energia kvantiseloomu. Teiseks arvestab see teooria, et osakeste võnkumised kristallivõres pole sõltumatud. Tasakaaluasendist nihkunud osake tõmbab kaasa tema otseses läheduses paiknevaid osakesi. Tugeva interaktsiooni tõttu kristalliosakeste vahel levib ühe osakese võnkumisest tingitud häiritus teistele osakestele ning kristallis tekib kulgev laine. Jõudnud kristalli äärele, peegeldub laine sellelt. Otsese ja peegeldunud laine superpositsiooni tulemusena tekivad seisevlained. Tõkestatud keskkonnas peavad seisevlained rahuldama teatud tingimusi (niisuguseks tingimuseks võib olla näiteks nõue, et keskkonna piiril peab asuma lainepais). Need tingimused määravad seisevlainete võimalikud lainepikkused või nende võnkesagedused. On näiteks teada, et kahest otsast kinnitatud pillikeeles on võimalikud ainult niisugused seisevlained, mille pikkused λ rahuldavad tingimust $l=n\lambda/2$, kus l on keele pikkus, n — täisarv. Seega saab soojusliikumist kristallis kujutada kui diskreetse sagedusspektriga seisevlainete superpositsiooni.

Kristallide soojusmahtuvuse kvantteooria on heas kooskõlas eksperimendiandmetega; nii annab ta kõrgete temperatuuride jaoks avaldise (141.1).

Kuueteistkümnes peatükk

VEDEL OLEK

§ 142. VEDELIKE EHITUS

Vedel olek, mis on gaasilise ja kristallilise oleku vahepealne, ühendab eneses nii gaasilise kui kristallilise oleku jooni. Nii on vedelikele samuti kui kristallilistele kehadele omane kindel ruumala, samal ajal aga võtab vedelik sarnaselt gaasiga anuma kuju, millesse ta on paigutatud. Edasi, kristallilisele olekule on iseloomulik osakeste (aatomite ja molekulide) korrapärane asetus, gaasides valitseb aga täielik kaos. Nagu röntgenograafilised uurimised näitavad, on vedelikud ka osakeste paigutuse poolest vahepealses olekus. Vedelikes täheldatakse nn. l ä h i s k o r d a. See tähendab, et iga vedelikuosakese suhtes paiknevad tema naabrid korrapäraselt. Kuid osakesest eemaldumisega korrapära kahaneb ning kaob küllalt kiiresti täielikult. Kristallides leiab aset k a u g k o r d: osakeste korrapärane asetus mistahes osakese suhtes esineb suure ruumiosa ulatuses.

Lähiskorra olemasolu vedelikes lubab nimetada nende struktuuri kvaasikristalliliseks (kristallisarnaseks). Kaugkorra puudumise tõttu pole vedelikud (välja arvatud nn. vedelad kristallid) anisotroopsed, nagu see on omane osakeste korrapärase asetusega kristallidele.

Piklike molekulidega vedelikes esineb molekulide ühesugune orientatsioon suure ruumala ulatuses, millest on tingitud optiliste ja mõningate teiste omaduste anisotroopsus. Niisuguseid vedelikke hakati nimetama v e d e l a t e k s k r i s t a l l i d e k s. Nendes on korrapärane ainult molekulide orientatsioon, molekulide vastastikune asetus aga, nagu tavalistes vedelikeski, kaugkorda ei ilmuta.

Vedelike vahepealse olekuga seletub ka nende omaduste eriline keerukus, seepärast on vedela oleku teooria tunduvalt vähem välja arendatud kui kristallilise või gaasilise oleku teooria. Tänapäevani pole olemas lõplikku üldtunnustatud vedelike teooriat. Olulisi teeneid vedela oleku teooria loomisel on nõukogude teadlasel J. Frenkelil.

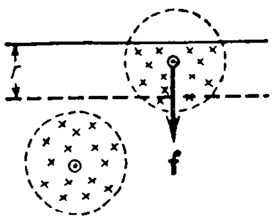
Frenkeli järgi on soojusliikumine vedelikes järgmise iseloomuga. Iga molekul võngub teatud aja mingi kindla tasakaaluasendi ümber. Aeg-ajalt molekuli tasakaaluasend muutub ja ta läheb hüppega uude asendisse, kusjuures hüppe ulatus on sama suurusjärku nagu molekuli mõõtmed. Seega nihkuvad molekulid küllalt aeglaselt, viibides osa aega teatud asendis. J. Frenkeli piltliku ütluse järgi elavad vedeliku molekulid nomaadide elu, rännates kogu vedeliku ruumala ulatuses, kusjuures lühiajalised rännakud vahelduvad suhteliselt pikkade paikse elu perioodidega. Peatuste pikkused on erinevad ning järgnevad üksteisele korrapäratult, kuid võnkumiste keskmine kestus mingis tasakaaluasendis on iga vedeliku puhul kindel suurus ning väheneb kiiresti temperatuuri tõusuga. Sellega seoses kasvab temperatuuri tõustes molekulide liikuvus, mis omakorda tingib vedeliku viskoossuse vähenemise.

Esineb tahkeid kehi, mis on mitmes suhtes lähedasemad vedelikele kui kristallidele. Niisugused kehad (neid nimetatakse amorfseteks) ei ole anisotroopsed. Nende kehade osakeste asetuses ilmneb ainult lähiskord. Soojendamisel toimub üleminek amorfsest tahkest olekust vedelasse pidevalt, kristall aga läheb vedelasse olekusse üle hüppeliselt (üksikasjalikumalt tuleb sellest juttu § 149). Öeldu annab alust vaadelda amorfseid tahkeid kehi kui allajahutatud vedelikke, mille osakeste liikuvus on piiratud tugevasti suurenenud viskoossuse tõttu.

Tüüpiline näide amorfsest tahkest kehast on klaas. Amorfsete kehade hulka kuuluvad ka tõrvad, bituumenid jms.

§ 143. PINDPINEVUS

Vedeliku molekulid paiknevad üksteisele väga lähedal ja nende vahel valitsevad tugevad tõmbejõud. Et molekulidevaheline mõju kahaneb kauguse kasvades kiiresti (vt. kõverat joon. 264), siis võib tõmbejõudusid alates molekulide teatud vahekaugusest lugeda tähtsusetult väikesteks ning jätta nad arvesse võtmata. Nagu me juba teame (vt. § 118), nimetatakse niisugust kaugust r molekulaarmõju sfääriks. Molekulaarmõju raadius on sama suurusjärku molekuli efektiivdiameetriga.



Joon. 312

Igale molekulile avaldavad tõmbejõudu kõik selle molekuli naabrid, mis satuvad molekulaarmõju sfääri, kui ainult mõjusfääri keskpunkt ühtib vaadeldava molekuliga. Kui vaadeldav molekul asub vedeliku pinnast kaugemal kui r (joon. 312), on kõikide nende jõudude resultant keskmiselt null. Hoopis erinev on olukord siis, kui molekuli kaugus vedeliku pinnast on väiksem kui r. Et auru või vedelikku piirava gaasi tihedus on palju kordi väiksem vedeliku omast, siis vedelikust väljaulatuv molekulaarmõju sfääri osa on molekulidega vähem täidetud kui ülejäänud osa. Selle tulemusena mõjub igale pinnakihis paksusega r asuvale molekulile vedeliku sisse suunatud jõud, mille väärtus kasvab üleminekul pinnakihi sisepinnast välispinnale.

Molekuli üleminek vedeliku seest pinnakihti on seotud vajadusega teha tööd pinnakihis mõjuvate jõudude vastu. Seda tööd teeb molekul oma kineetilise energia arvel ning see läheb tema potentsiaalse energia suurendamiseks analoogiliselt sellega, kuidas maapinnast eemalduv keha teeb tööd raskusjõu vastu ning selle arvel kasvab tema potentsiaalne energia. Vastupidisel üleminekul pinnakihist vedeliku sisemusse toimub molekuli potentsiaalse energia muundumine kineetiliseks.

Niisiis on vedeliku pinnakihis olevatel molekulidel potentsiaalset lisaenergiat. Pinnakiht tervikuna omab lisaenergiat, mis moodustab osa vedeliku siseenergiast.

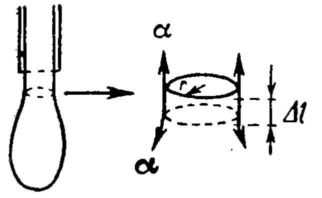
Kuna tasakaaluline olek vastab potentsiaalse energia miinimumile, võtab igasugustest mõjudest vaba vedelikuhulk minimaalse pinnaga kuju, s. o. kera kuju. Tavaliselt on meil tegemist vedelikega, mis pole vabad, vaid asuvad Maa raskusväljas. Sel juhul võtab vedelik niisuguse kuju, et tema summaarne energia, s. o. energia Maa raskusväljas pluss pinnaenergia, oleks minimaalne.

Keha mõõtmete suurenedes kasvab ruumala võrdeliselt joonmõõtmete kuubiga, pindala aga võrdeliselt joonmõõtmete ruuduga. Seega kasvab keha energia Maa raskusväljas tema mõõtmete suurenedes kiiremini kui pinnaenergia. Väikeste vedelikupiisakeste puhul mängib määravat osa pinnaenergia, mistõttu niisugused piisakesed võtavad sfäärile lähedase kuju. Suured piisad muutuvad raskusjõudude mõjul lapikuks, vaatamata sellele et nende pinnaenergia seejuures kasvab. Suur vedelikukogus võtab anuma kuju, vedeliku vaba pind aga on seejuures horisontaalne.

Pinnaenergia olemasolu tõttu ilmneb vedelike puhul tendents vähendada oma pindala. Vedelik käitub nii, nagu oleks ta elastse väljavenitatud kile sees, mis püüab kokku tõmbuda. Tuleb silmas pidada, et tegelikult mingit vedelikku piiravat kilet muidugi ei ole. Pinnakiht koosneb samadest molekulidest mis kogu vedelik, ka molekulidevaheline mõju on pinnakihis sama nagu vedeliku sees. Asi on vaid selles, et pinnakihis asuvad molekulid omavad lisaenergiat, võrreldes vedeliku sisemuses olevate molekulidega.

Eraldame mõttes vedeliku pinnast kinnise kontuuriga piiratud osa. Et eraldatud piirkond püüab kokku tõmbuda, mõjub ta temaga piirnevatele pinnaosadele jõududega, mis on jaotunud kogu kontuuri ulatuses (Newtoni kolmanda seaduse järgi mõjutavad need vaadeldavat piiratud pinnaosa niisama suurte, kuid vastupidiselt suunatud jõududega). Neid jõudusid nimetatakse pindpinevusjõududeks ja need on suunatud vedeliku pinna puutujat mööda risti kontuuri selle osaga, millele nad mõjuvad.

Tähistame kontuuri pikkusühiku kohta tuleva pindpinevusjõu tähega α. Seda suurust nimetatakse pindpinevusteguriks ja seda mõõdetakse njuutonites meetri kohta (SI-s) või



Joon. 313

Tabel 14

Aine	α, N/m
Elavhõbe	0,490
Vesi	0,073
Benseen	0,029
Piiritus	0,023
Eeter	0,020

düünides sentimeetri kohta (CGS-süsteemis). Pindpinevusteguri väärtus sõltub vedeliku iseloomust ning välistingimustest, näiteks temperatuurist.

Vaatleme mingit protsessi, mille käigus vedeliku pind suureneb välisjõudude mõjul. See toimub näiteks vedeliku väljavoolamisel peenest torust (joon. 313): vedelik voolab sealt välja tilgakaupa. Vahetult enne lahtirebenemist ripub tilk ligikaudu silindrilise kujuga kaela otsas. Tilga kaalu tasakaalustavad pindpinevusjõud, mis mõjuvad kaela ristlõiget piirava kontuuri ulatuses. Nende jõudude resultandi võime avaldada kui $2\pi r\alpha$, kus r on kaela raadius. Kaela pikkuse kasvades Δl võrra teeb raskusjõud tööd

$$A'=2\pi r\alpha\Delta l=\alpha\Delta\sigma,$$

kus $\Delta\sigma=2\pi r\Delta l$ on tilga pinna juurdekasv (pinna tähisena kasutame tähte σ, kuna tähega S tähistame selles paragrahvis entroopiat).

Kui pinna suurenemine toimuks adiabaatiliselt, oleks seejuures tehtud töö võrdne vedeliku siseenergia juurdekasvuga: $\Delta U=A'=\alpha\Delta\sigma$. Kuid sel juhul koosneks siseenergia juurdekasv kahest osast: pinnaenergia juurdekasvust ΔU_{pind} ja ruumilise energia, s. o. vedeliku seesmiste osade energia juurdekasvust ΔU_{ruum}. Põhjuseks on see, et pinna suurenemisega kaasneb vedeliku jahtumine (tuletame meelde, et molekulide üleminekul vedeliku sisemusest pinnakihti nende kiirus väheneb). Selleks et siseenergia muutuks ainult pinnaenergia arvel (s. o. $\Delta U=\Delta U_{pind}$), peab pinna suurenemine toimuma isotermiliselt. Sel juhul kaasneb vedeliku pinna suurenemisega töö $A'=\alpha\Delta\sigma$ arvel soojuse $Q=T\Delta S=\Delta(TS)$ juurdevool vedelikku teda ümbritsevast keskkonnast. Kuna entroopia on aditiivne suurus, võib tähe S all selles avaldises mõista vedeliku pinnakihi entroopiat (vedeliku sees olek, järelikult ka entroopia, ei muutu). Seega on siseenergia juurdekasv

$$\Delta U=\Delta U_{pind}=A'+Q=\alpha\Delta\sigma+\Delta(TS)_{pind}.$$

Viimase seose võib esitada kujul

$$\alpha\Delta\sigma=\Delta(U-TS)_{pind}=\Delta F_{pind},$$

kus ΔF_{pind} on pindala $\Delta\sigma$ omava pinnakihi **vaba energia**.[1]

Niisiis jõudsime järeldusele, et pindpinevustegur α on võrdne vedeliku pindalaühiku kohta tuleva vaba energiaga. Seepärast võib selle suuruse avaldada nii njuutonites meetri kohta (või düünides sentimeetri kohta) kui ka džaulides ruutmeetri (või vastavalt ergides ruutsentimeetri) kohta.

Tabelis 14 on toodud α väärtused mõningate vedelike kohta toatemperatuuril.

Lisandid mõjutavad tugevasti vedeliku pindpinevuse suurust. Nii näiteks seebi lahustumisel vees väheneb viimase pindpinevustegur väärtuseni 0,044 N/m. NaCl lahustamisel vees vee pindpinevustegur suureneb.

Temperatuuri tõustes vedeliku ja tema küllastunud auru tiheduste erinevus väheneb, seoses sellega väheneb ka pindpinevustegur. Kriitilisel temperatuuril muutub α nulliks.

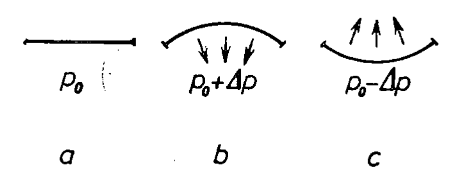
§ 144. RÕHK VEDELIKU KÕVERA PINNA ALL

Vaatleme mingile tasapinnalisele kontuurile toetuvat vedeliku pinda (joon. 314, *a*). Kui vedeliku pind ei ole tasane, avaldab ta kokkutõmbumise tõttu all olevale vedelikule lisarõhku, võrreldes rõhuga tasase pinna all. Kumera pinna puhul on lisarõhk positiivne (joon. 314, *b*), nõgusa puhul negatiivne (joon. 314, *c*). Viimasel juhul venitab kokkutõmbuv pinnakiht vedeliku välja.

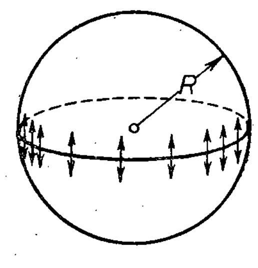
Lisarõhk peab ilmselt suurenema pindpinevusteguri α ja pinna kõveruse kasvades. Arvutame lisarõhu vedeliku sfäärilise pinna korral. Selleks lõikame mõttes kerakujulise vedelikutilga tasapinnaga kaheks poolkeraks (joon. 315). Pindpinevuse tõttu tõmbuvad need poolkerad jõuga

$$f=l\alpha=2\pi R\alpha.$$

See jõud surub nad pinna $S=\pi R^2$ ulatuses kokku ning järelikult tingib lisarõhu



Joon. 314



Joon. 315

[1] Vt. valemit (133.14).

$$\Delta p = \frac{f}{S} = \frac{2\pi R\alpha}{\pi R^2} = \frac{2\alpha}{R}. \tag{144.1}$$

Sfäärilise pinna kõverus on kõikjal ühesugune ning selle määrab raadius R. Ilmselt, mida väiksem on R, seda suurem on pinna kõverus. Suvalise pinna kõverust iseloomustatakse nn. keskmise kõverusega, mis võib pinna eri punktides erinevaks osutuda.

Keskmine kõverus määratakse normaallõigete kõveruste kaudu. Pinna normaallõikeks mingis punktis nimetatakse kõverat, mida mööda see pind lõikub antud punktist tõmmatud normaali läbiva tasapinnaga. Sfääri puhul on mistahes normaallõige ringjoon raadiusega R (R on sfääri raadius). Suurus $H = 1/R$ määrab sfääri kõveruse. Üldjuhul on läbi sama punkti tõmmatud normaallõigete kõverused erinevad. Geomeetrias tõestatakse, et iga suvaliselt valitud vastastikku ristuvate normaallõigete paari puhul on nende kõverusraadiuste pöördväärtuste poolsumma

$$H = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) \tag{144.2}$$

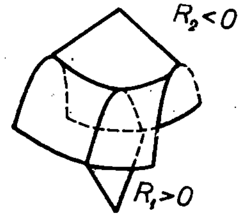
ühesugune. See suurus ongi p i n n a k e s k m i n e k õ v e r u s antud punktis.

Raadiused R_1 ja R_2 valemis (144.2) on algebralised suurused. Kui normaallõike kõveruskeskpunkt on antud pinna all, siis on vastav kõverusraadius positiivne; kui kõveruskeskpunkt on pealpool pinda, on kõverusraadius negatiivne (joon. 316). Seega võib pinna keskmine kõverus olla ka null. Selleks on vaja, et kõverusraadiused R_1 ja R_2 oleksid suuruselt võrdsed, kuid vastandmärgilised.

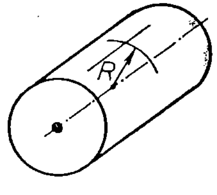
Sfääri puhul $R_1 = R_2 = R$ ning valemi (144.2) järgi $H = 1/R$. Teinud niisuguse asenduse valemis (144.1), saame lisarõhu sfäärilise pinna all

$$\Delta p = 2H\alpha. \tag{144.3}$$

Laplace'i järgi kehtib valem (144.3) iga pinna puhul, kui mõista H all pinna keskmist kõverust punktis, mille all lisarõhku määratakse. Teinud valemis (144.3) asenduse (144.2), saame



Joon. 316



Joon. 317

lisarõhu valemi suvalise pinna jaoks

$$\Delta p = \alpha\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right). \tag{144.4}$$

Seda nimetatakse L a p l a c e' i v a l e m i k s.

Lisarõhk (144.4) tingib vedelikutaseme muutuse peentes torudes (kapillaarides), mistõttu seda rõhku nimetatakse vahel k a p i l l a a r r õ h u k s.

Vaatleme silindrilist pinda raadiusega R. Normaallõigeteks võtame lõiked tasapindadega, millest üks läbib silindri telge, teine aga on sellega risti (joon. 317). Esimene lõige on sirge ($R_1 = \infty$), teine ringjoon raadiusega R ($R_2 = R$). Silindrilise pinna kõverus on valemi (144.2) järgi $1/2R$, s. o. kaks korda väiksem kui sama raadiusega sfäärilise pinna kõverus. Lisarõhk silindrilise pinna all, mille raadius on R, on vastavalt valemile (144.4)

$$\Delta p = \frac{\alpha}{R}. \tag{144.5}$$

Kui vedeliku sees on gaasimullike, siis avaldab mullikese pind kokku tõmbudes gaasile lisarõhku. Korrates meid valemini (144.1) toonud mõttekäiku, saab tõestada, et selle rõhu väärtus on $2\alpha/R$. Määrame vees oleva mullikese raadiuse, kui lisarõhk selles on 1 at. Vee pindpinevustegur 20 °C juures on 0,073 N/m, 1 at on umbes 10^5 N/m². Järelikult saame raadiuse jaoks väärtuse

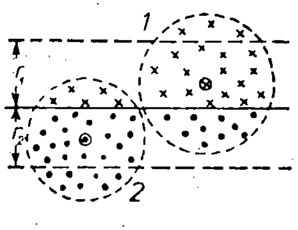
$$R = \frac{2\alpha}{\Delta p} = \frac{2 \cdot 0{,}073\ \mathrm{N\ m^{-1}}}{10^5\ \mathrm{N\ m^{-2}}} = 1{,}5 \cdot 10^{-6}\ \mathrm{m} = 1{,}5 \cdot 10^{-3}\ \mathrm{mm}.$$

Seega on lisarõhk $\Delta p = 1$ at, kui mullikese raadius on umbes 3 μm. Ühemillimeetrise läbimõõduga mullikeses on lisarõhk veidi üle 2 mm Hg.

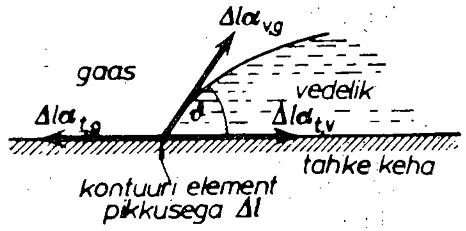
§ 145. VEDELIKU JA TAHKE KEHA KOKKUPUUTEPINNAL ESINEVAD NÄHTUSED

Kõik paragrahvis 143 vedeliku pinnakihis asuvate molekulide kohta öeldu kehtib täielikult ka tahkete kehade korral. Järelikult esineb ka tahkete kehade puhul pindpinevus.

Uurides erinevate keskkondade lahutuspinnal esinevaid nähtusi, peab arvestama, et vedeliku või tahke keha pinnaenergia ei sõltu mitte ainult antud vedeliku või antud tahke keha omadustest, vaid ka selle aine omadustest, millega ta kokku puutub. Rangelt võttes peab vaatlema kahe kokkupuutuva aine summaarset pinnaenergiat α_{12} (joon. 318). Ainult sel juhul, kui üks ainetest on gaas, mis ei reageeri keemiliselt teise ainega ning ka lahustub selles vähe, võime rääkida lihtsalt teise (vedela või tahke) aine pinnaenergiast (või pindpinevustegurist).



Joon. 318



Joon. 319

Kui korraga puutuvad kokku tahke aine, vedelik ja gaas (joon. 319), siis võtab kogu süsteem summaarse potentsiaalse energia (pinnaenergia, energia Maa raskusväljas jne.) miinimumile vastava konfiguratsiooni. Piirjoon, mida mööda tahke aine, vedelik ja gaas kokku puutuvad, paikneb tahke keha pinnal nõnda, et piirjoone igale elemendile rakendatud kõikide pindpinevusjõudude projektsioonide summa tahke keha pinna puutuja sihil (s. o. sihil, mida mööda piirjooneelement saaks liikuda) oleks võrdne nulliga. Joonisel 319 järeldub, et kontuurielemendi Δl tasakaalutingimuseks on

$$\Delta l\alpha_{t,g}=\Delta l\alpha_{t,v}+\Delta l\alpha_{v,g}\cos\vartheta, \qquad (145.1)$$

kus $\alpha_{t,g}$, $\alpha_{t,v}$ ja $\alpha_{v,g}$ on pindpinevustegurid vastavalt tahke keha ja gaasi, tahke keha ja vedeliku ning vedeliku ja gaasi lahutuspindadel.

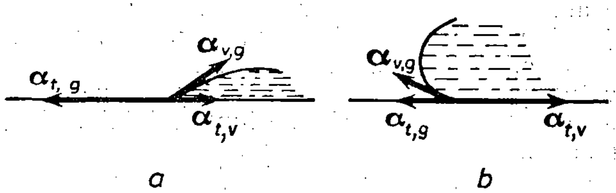
Vedeliku sees mõõdetud nurka ϑ tahke keha pinna ja vedeliku pinna puutujate vahel nimetatakse ä ä r e n u r g a k s. Võrrandist (145.1)

$$\cos\vartheta=\frac{\alpha_{t,g}-\alpha_{t,v}}{\alpha_{v,g}}. \qquad (145.2)$$

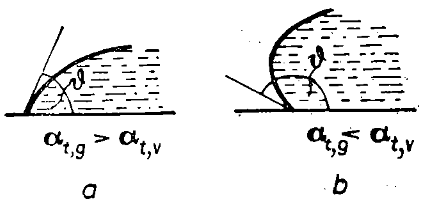
Avaldis (145.2) määrab äärenurga ainult tingimusel, et

$$\frac{|\alpha_{t,g}-\alpha_{t,v}|}{\alpha_{v,g}}\leqslant 1. \qquad (145.3)$$

Kui tingimus (145.3) ei ole täidetud, s. o. kui $|\alpha_{t,g}-\alpha_{t,v}|>$

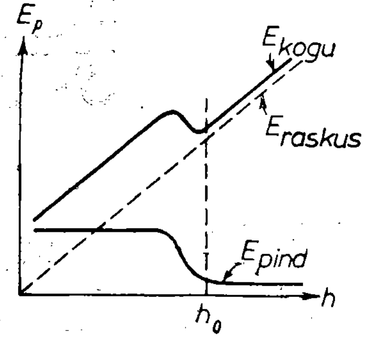


Joon. 320



Joon. 321 ↑

Joon. 322 →



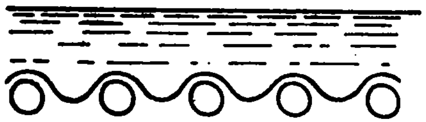
$>\alpha_{v,g}$, ei teki tasakaal nurga ϑ mitte ühegi väärtuse puhul. Selline olukord leiab aset kahel juhul:

1) $\alpha_{t,g}>\alpha_{t,v}+\alpha_{v,g}$. Ükskõik kui väike ka ei oleks nurk ϑ, ületab jõud $\alpha_{t,g}$ ülejäänud kahe summa (joon. 320, *a*). Sel juhul valgub vedelik mööda tahke keha pinda piiramatult laiali: leiab aset t ä i e l i k m ä r g a m i n e. Energeetiliselt kasulikuks osutub asendada pind tahke keha — gaas kahe pinnaga: tahke keha — vedelik ja vedelik — gaas. Täieliku märgamise korral on äärenurk võrdne nulliga.

2) $\alpha_{t,v}>\alpha_{t,g}+\alpha_{v,g}$. Kui lähedane ka ei oleks nurk ϑ sirgnurgale π, ületab jõud $\alpha_{t,v}$ kahe ülejäänu summa (joon. 320, *b*). Sel juhul tõmbub vedeliku ja tahke keha kokkupuutepind punktiks, vedelik eraldub tahkest pinnast ja leiab aset a b s o l u u t n e m i t t e m ä r g a m i n e. Energeetiliselt kasulikuks osutub asendada pind tahke keha — vedelik kahe pinnaga: tahke keha — gaas ja vedelik — gaas. Absoluutse mittemärgamise korral on äärenurk π.

Kui tingimus (145.3) on täidetud, võib äärenurk osutuda nii terav- kui nürinurgaks, olenevalt $\alpha_{t,g}$ ja $\alpha_{t,v}$ vahekorrast. Kui $\alpha_{t,g}$ on suurem kui $\alpha_{t,v}$, on $\cos\vartheta>0$ ning ϑ teravnurk (joon. 321, *a*). Sel juhul leiab aset osaline märgamine. Kui $\alpha_{t,g}$ on väiksem kui $\alpha_{t,v}$, on $\cos\vartheta<0$ ning ϑ nürinurk (joon. 321, *b*) Sel juhul leiab aset osaline mittemärgamine.

Mittemärgamine võib põhjustada huvitavaid nähtusi. On teada, et rasvane nõel või žiletitera ei upu vees. Selle esimesel pilgul imelikuna paistva nähtuse seletus osutub kõige lihtsamaks, kui lähtuda energeetilistest kaalutlustest. Rasvast terasepinda vesi ei märga; terase ja vee kokkupuutepinna energia on palju suurem kui pindadel teras — õhk või õhk — vesi. Nõela täielikul sukeldamisel vette suureneb pinnaenergia väärtuselt $S\alpha_{t,g}$ (teras — õhk) väärtuseni $S\alpha_{t,v}$ (teras — vesi), kus S on nõela pindala. Pinnaenergia muutust sukeldamisel kirjeldab joonisel 322 kujutatud kõver E_{pind}. Tähega h on tähistatud nõela kõrgus anuma põhjast; h_0 on vedeliku pinna kõrgus, arvates anuma põh-



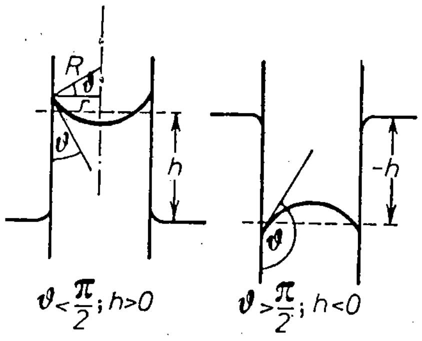
Joon. 323

jast. Nõela potentsiaalse energia E_{raskus} sõltuvust kõrgusest h Maa raskusväljas kujutab koordinaatide alguspunkti läbiv sirge. Koguenergia, mis võrdub E_{pind} ja E_{raskus} summaga, on minimaalne, kui $h=h_0$, mis annabki nõelale võimaluse ujuda veepinnal. Kui suruda nõela niipalju sügavamale, et koguenergia läbib maksimumi ning hakkab vähenema, vajub nõel ise sügavamale ning upub.

Analoogiliselt saab seletada «sõelaga vee kandmise» võimalust. Kui vesi ei märga sõela (näiteks võib sõela traadid katta parafiiniga) ning veekiht on küllalt õhuke, siis vedelikutaseme väikesel alanemisel on pinnaenergia juurdekasv suurem kui potentsiaalse energia kahanemine Maa raskusväljas (joon. 323) ja seepärast ei voola vesi läbi sõela välja.

§ 146. KAPILLAARSUS

Äärenurga olemasolu tingib vedeliku pinna kõverdumise anuma seina läheduses. Peenes torus (kapillaaris)[1] või kitsas pilus kahe seina vahel kõverdub kogu vedeliku pind. Kui vedelik märgab seinu, on vedelikupind nõgus, kui ei märga, on see kumer (joon. 324). Niimoodi kõverdunud vedelikupindu nimetatakse meniskiteks.



Joon. 324

[1] Lad. k. tähendab *capillus* juust, s. t. kapillaar on juuksekarvataoline peenike toru.

Kui asetada kapillaari üks ots laias anumas olevasse vedelikku, siis rõhk kapillaaris kõvera pinna all erineb rõhust vedeliku tasase pinna all laias anumas Δp võrra, mille määrab valem (144.4). Selle tulemusena on vedelikutase kapillaaris märgamise korral kõrgem ning mittemärgamise korral madalam kui laias anumas.

Vedelikutaseme muutumist peentes torudes või kitsastes piludes nimetatakse kapillaarsuseks. Laias mõttes mõistetakse kapillaarsuse all kõiki nähtusi, mida tingib pindpinevuse olemasolu. Nii nimetatakse ka pindpinevusest tingitud rõhku (144.4) kapillaarrõhuks.

Vedelikutasemete vahe kapillaaris ja laias anumas jääb püsivaks siis, kui hüdrostaatiline rõhk ϱgh tasakaalustab kapillaarrõhu Δp:

$$\varrho gh=\frac{2\alpha}{R}. \qquad (146.1)$$

Selles valemis α on pindpinevustegur vedeliku ja gaasi eralduspinnal, R — meniski kõverusraadius.

Meniski kõverusraadiuse R saame avaldada äärenurga ϑ ja kapillaari raadiuse r kaudu. Tõepoolest, jooniselt 324 näeme, et $R=r/\cos\vartheta$. Teinud niisuguse asenduse võrrandis (146.1) ning lahendanud uue võrrandi h suhtes, saame valemi

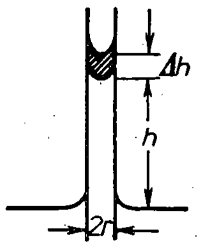
$$h=\frac{2\alpha\cos\vartheta}{\varrho gr}. \qquad (146.2)$$

Et märgav vedelik tõuseb mööda kapillaari üles-, mittemärgav aga laskub allapoole, annab valem (146.2) juhul kui $\vartheta<\pi/2$ ($\cos\vartheta>0$) positiivse h ning juhul kui $\vartheta>\pi/2$ ($\cos\vartheta<0$) negatiivse h.

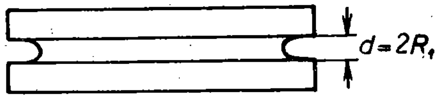
Valemi (146.2) tuletamisel oletasime, et menisk on sfääriline. Selle valemi võime tuletada ka energeetilistest kaalutlustest lähtudes, kusjuures pole vaja teha mingeid erilisi oletusi meniski kuju kohta.

Meniski tasakaaluolek vastab süsteemi vedelik — kapillaar potentsiaalse energia E_p miinimumile. See energia sisaldab komponentidena pinnaenergiat vedeliku — seina, vedeliku — gaasi ja seina — gaasi lahutuspindadel ning vedeliku potentsiaalset energiat Maa raskusväljas.

Määrame energia juurdekasvu ΔE_p, mis vastab vedeliku tõusule kapillaaris väikese suuruse Δh võrra. Kõrguse suurenedes Δh võrra suureneb vedeliku kokkupuutepind kapillaariga $2\pi r\Delta h$ võrra, mistõttu energia saab juurdekasvu $2\pi r\Delta h\alpha_{t,v}$. Samal ajal väheneb seina ja gaasi kokkupuutepind ning seetõttu saab energia juurdekasvu $-2\pi r\Delta h\alpha_{t,g}$. Potentsiaalne energia Maa raskusväljas saab juurdekasvu, mis on võrdne joonisel 325 viirutatud ruumalale vastava vedeliku kaalu ja kõrguse h korrutisega,



Joon. 325



Joon. 326

s. o. $g\varrho\pi r^2 h \Delta h$. Vedelikutaseme muutuse laias anumas võime jätta arvestamata. Seega

$$\Delta E_p = 2\pi r(\alpha_{t,v} - \alpha_{t,g})\Delta h + \pi r^2 \varrho g h \Delta h.$$

Siit järeldub, et

$$\frac{dE_p}{dh} = 2\pi r(\alpha_{t,v} - \alpha_{t,g}) + \pi r^2 \varrho g h.$$

Võrrutanud tuletise nulliga, saame tasakaalutingimuse, millest järeldub, et

$$h = \frac{2(\alpha_{t,g} - \alpha_{t,v})}{\varrho g r}. \tag{146.3}$$

Kuid valemist (145.2) $\alpha_{t,g} - \alpha_{t,v} = \alpha_{v,g} \cos \vartheta$. Teinud niisuguse asenduse valemis (146.3) ning tähistanud $\alpha_{v,g}$ lihtsalt tähega α, saame valemi (146.2).

Kitsas pilus kahe vedelikku asetatud paralleelse plaadi vahel on menisk silindrilise kujuga, kõverusraadius $R = (d/2) \cdot \cos \vartheta$ (d on plaatidevaheline kaugus). Kapillaarrõhk on sel juhul valemi (144.5) järgi $\frac{\alpha}{R} = \frac{2\alpha \cos \vartheta}{d}$. Tingimusest

$$\frac{2\alpha \cos \vartheta}{d} = \varrho g h$$

saame, et

$$h = \frac{2\alpha \cos \vartheta}{\varrho g d}.$$

Kui panna kokku kaks hästi lihvitud plaati, mille vahel on õhuke plaate märgava vedeliku kiht, tekib plaatide vahel küllalt suur tõmbejõud. See nähtus seletub niimoodi. Vedeliku pind plaatidevahelises pilus on tugevasti kõverdunud (joon. 326). Järelikult on rõhk vedelikukihis atmosfäärirõhust väiksem suuruse

$$\Delta p = \alpha\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)$$

võrra.

Täieliku märgamise korral $R_1 = d/2$, kus d on plaatide vahemaa. Plaatidega paralleelse tasapinnaga saadud lõike raadius R_2 on palju suurem kui R_1, seepärast $\Delta p \approx \alpha \frac{1}{R_1} = \frac{2\alpha}{d}$. Kui kummagi plaadi ja vedeliku kokkupuutepind on S, siis plaadid tõmbuvad jõuga

$$f = \Delta p S = \frac{2\alpha S}{d}. \tag{146.4}$$

Plaatidevahelise pilu laiuse määravad plaatide pinna konaruste mõõtmed. Kui pilu laius on ~ 1 μm ning plaatide vahel vesi, on $\Delta p \approx 1$ at; seega, kui plaatide mõõtmed on 10×10 cm², siis on nendevaheline tõmbejõud ~ 100 kgf.

Juhul kui plaatide vahel on mittemärgava vedeliku kiht, tekib tõukejõud, mille väärtuse määrab samuti valem (146.4).