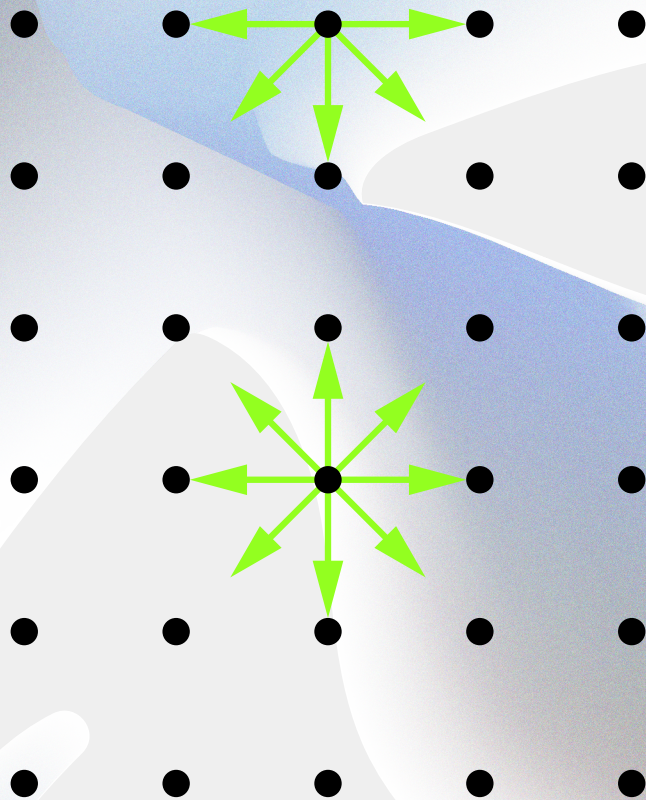


KESKKONNA- FÜÜSIKA II



Agu Eensaar

Agu Eensaar

KESKKONNAFÜÜSIKA II

Kõrgkooliõpik

Tallinn 2023

Kaane kujundus: Jakob Tulve

Viiteta fotod: Agu Eensaar

Autoriõigus: Agu Eensaar



See teos on antud Creative Commonsi litsentsi "Autorile viitamine + Jagamine samadel tingimustel 4.0 Rahvusvaheline" alla.

This work is licensed under a Creative Commons Attribution-ShareAlike 4.0 International License.

ISBN 978-9916-9694-1-0 (pdf)

Väljaandja: Tallinna Tehnikakõrgkool

Pärnu mnt 62

10135 Tallinn

SISUKORD

EESSÕNA.....	5
1. PINNAS	6
1.1. Pinnaseprofiil.....	6
1.2. Vesi pinnases	15
1.3. Pinnase soojusrežiim	25
1.4. Ülesanded	30
2. MÜRA.....	32
2.1. Helirõhk.....	32
2.2. Heli levimine	36
2.3. Helilaine intensiivsus.....	46
2.4. Heli spekter.....	52
2.5. Heli levimine läbi takistuste	59
2.6. Ülesanded	66
3. ELEKTRINÄHTUSED.....	67
3.1. Maa magnetväli	67
3.2. Elektrilist olekut kirjeldavad suurused	70
3.3. Globaalne elektriahel.....	71
3.4. Äike	73
3.5. Ülesanded	77
4. RADIOAKTIIVSUS, TUUMAENERGIA.....	79
4.1. Elementaarosakesed.....	79
4.2. Aatomituum	83
4.3. Looduslik radioaktiivsus.....	87
4.4. Radioaktiivse lagunemise seadus	91
4.5. Radioaktiivsed ained looduses.....	92
4.6. Tuumareaktsioonid	100
4.7. Tuumaenergia kasutamine	106
4.8. Ülesanded	113
5. TAASTUVENERGIA.....	114
5.1. Hüdroenergia	114

5.2. Geotermaalenergia	117
5.3. Päikeseenergia	119
5.3.1. Juhid ja pooljuhid.....	119
5.3.2. Pooljuhtide juhtivus	122
5.3.3. <i>pn</i> -siire	127
5.3.4. Fotodiod	129
5.3.5. Päikesepaneelid.....	132
5.4. Tuuleenergia	138
5.5. Ülesanded	145
KIRJANDUS.....	146
AINEREGISTER	148
AUTORIST	151

EESSÕNA

Füüsika on loodusteadus, mis uurib looduse põhivormide (aine ja välja) kõige üldisemaid seaduspärasusi täppisteaduslike meetoditega. Füüsika ja teiste loodusteaduste piirialadele on tekkinud geofüüsika, atmosfäärifüüsika, biofüüsika ja teisi teadusharusid. Ümbritseva keskkonna füüsikaliste nähtusi käsitlevat interdistsiplinaarset teadusvaldkonda tuntakse keskkonnafüüsikana. Keskkonnafüüsika käsitleb füüsikalisi protsesse atmosfääris, hüdrofääris, geosfääris ja biosfääris kasutades selleks kaasaegse füüsika uurimismeetodeid ja vahendeid.

Keskkonnafüüsika õpikute eesmärgiks on selgitada looduslikes keskkondades toimuvaid protsesse lähtudes füüsika seaduspärasustest. Käesolev õpik on järjeks aastal 2019 ilmunud „Keskkonnafüüsika I“-le. Õpiku teises osas käsitletakse põhjalikumalt pinnasefüüsikat, heli levikut keskkonnas, elektrinähtusi ning radioaktiivsusega seotud küsimusi, mille tundmine on oluline paljude keskkonnanähtuste olemuse mõistmiseks. Samuti antakse ülevaade taastuvenergia mõningatest kasutamisevõimalustest.

Õpiku kasutamine eeldab diferentsiaal- ja integraalarvutuse aluste tundmist. Selleks, et käsitletavatest teemadest oleks parem aru saada, on õpikus hulgaliselt jooniseid ja fotosid. Teadmiste süvendamiseks ja ka õpitust arusaamise kontrollimiseks on iga peatüki lõppu lisatud mõned harjutusülesanded.

Õpik on mõeldud eeskätt Tallinna Tehnikakõrgkooli keskkonnatehnoloogia ja -juhtimise eriala üliõpilastele, aga on kasutatav ka Eesti Maaülikooli, Tallinna Ülikooli, Tartu Ülikooli ning Tallinna Tehnikaülikooli loodusteadusi õppivate üliõpilaste poolt. Lisaks sellele saavad siit informatsiooni keskkonnaspetsialistid, samuti loodusainete õpetajad. Loodetavasti pakub õpik kasulikku ja huvitavat teavet nii õppijatele kui ka praktikutele.

1. PINNAS

1.1. Pinnaseprofiil

Mis tahes pinnase kõige olulisem osa on selle pinnavöönd. Pinnavööndi kaudu toimub pinnase ja atmosfääri vaheline aine- ja energiavahetus. Maapind võib erinevates kohtades olla väga erinev, ta võib olla sile, tasane või kaldus, taimestikuga või ilma (Joonis 1.1). Pindade erinevad omadused mõjutavad kiirguse ja soojusvahetuse protsesse, vee ja lahustunud ainete liikumist pinnases ning gaaside liikumist.



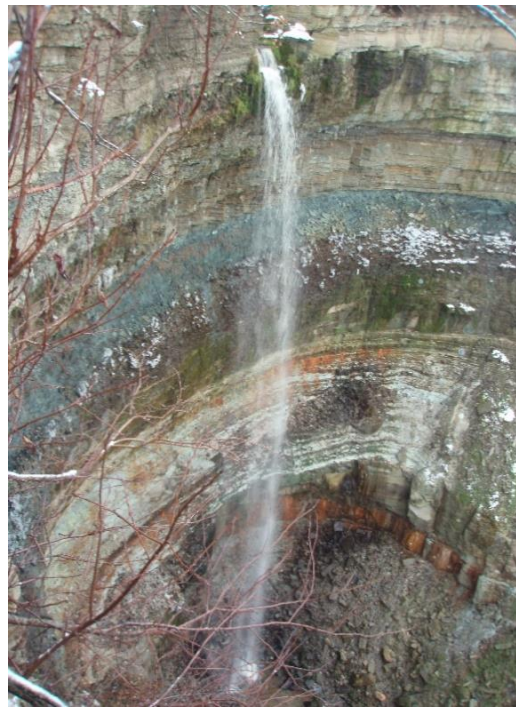
Joonis 1.1. Valik maapinna erinevaid variante.

Oluline on küll pind, kuid see ei pruugi tingimata kujutada pinnase kui terviku iseloomu, erinevates kohtades võib pinnaseprofiil olla väga erinev (Joonis 1.2).

a)



b)



c)



d)



e)



f)



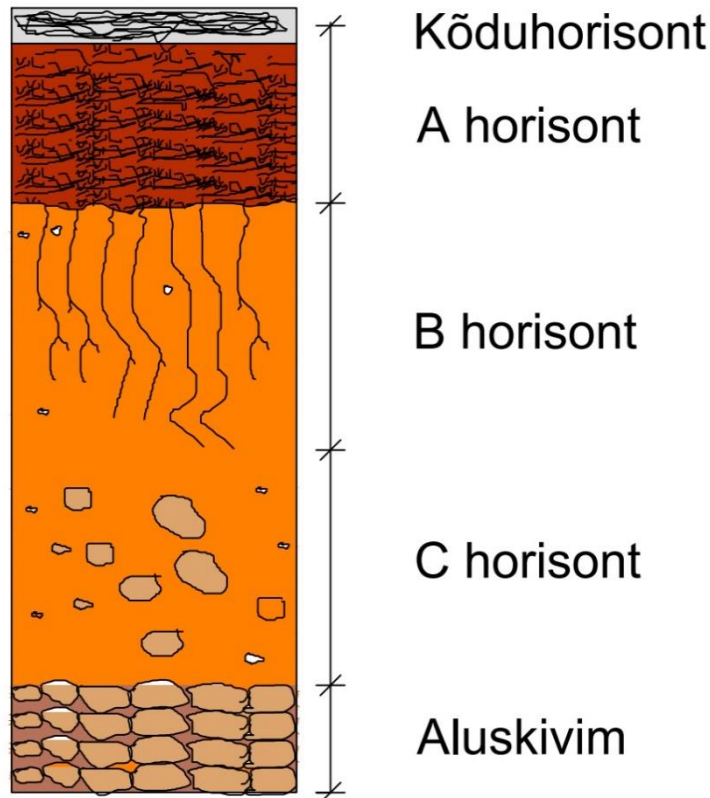
Joonis 1.2. Erinevaid pinnaseprofiile: a) Lõuna-Eesti aed; b) Valaste juga; c) ja d) Tallinn-Kalamaja; e) Laagna tee Lasnamäel; f) Tallinn-Tartu mnt Anna ristmik.

1. PINNAS

Pinnase kirjeldamiseks on vaja uurida teda sügavamalt. Pinnast iseloomustatakse mullaprofiiliga. Mullaprofiil on mulla horisontide vertikaalne läbilõige maapinnast lähtekivimi ülemise piirini. Mullaprofiil iseloomustab mulla omaduste muutumist ülalt alla.

Mullahorisonid ehk mulla geneetilised horisonid on mullatekke ja arenemise käigus kujunevad ja muutuvad üksteise peal lasuvad mullakihid.

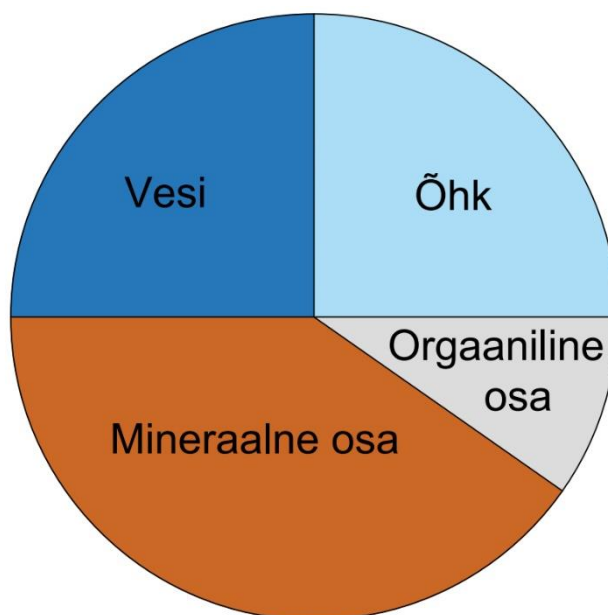
Iga horisonti iseloomustavad selle tüsedus, värvus, koostis ja muud omadused. Sõltuvalt sellest tähistatakse mullahorisonti ladina tähtedega (Joonis 1.3).



Joonis 1.3. Mullaprofiil.

Horisonid võivad eri muldadel olla erinevad ja nendel on oluline koht muldade eristamisel. Horisontide järjekord moodustab mullaprofiili.

Muld koosneb tahkest osast, veest ja õhust (Joonis 1.4). Mulla tahke faas jaotub mineraalseks ja orgaaniliseks osaks, mille hulka kuulub ka mullaelustik. Tahkete osakeste vaheline ruum ehk mullapoorid on täidetud vee või õhuga. Tüüpilise mineraalmulla huumuskihi mahust moodustavad tavaliselt poorid ~50%, mineraalosa ~45% ja orgaaniline osa ~5%. Viimane koosneb omakorda suuremalt jaolt huumusest, väiksem on poollagunenud ja lagunemata taimejäänuste ning elusorganismide osa. Mulla huumus ja eriti mineraalosa on ajas võrdlemisi püsivad, aga vee ja õhu vahekord on väga muutlik. Olenevalt mullast võib orgaanilise aine ja mineraalosa vahekord eeltoodust märgatavalt erineda, näiteks turvasmuldades võib orgaanilise aine osa olla üle 50% ja mineraalosa väga väike. Mineraalse ja orgaanilise osa vahekorra ning koostisest sõltub mullarežiim.



Joonis 1.4. Keskmise mulla koostis (ruumala järgi).

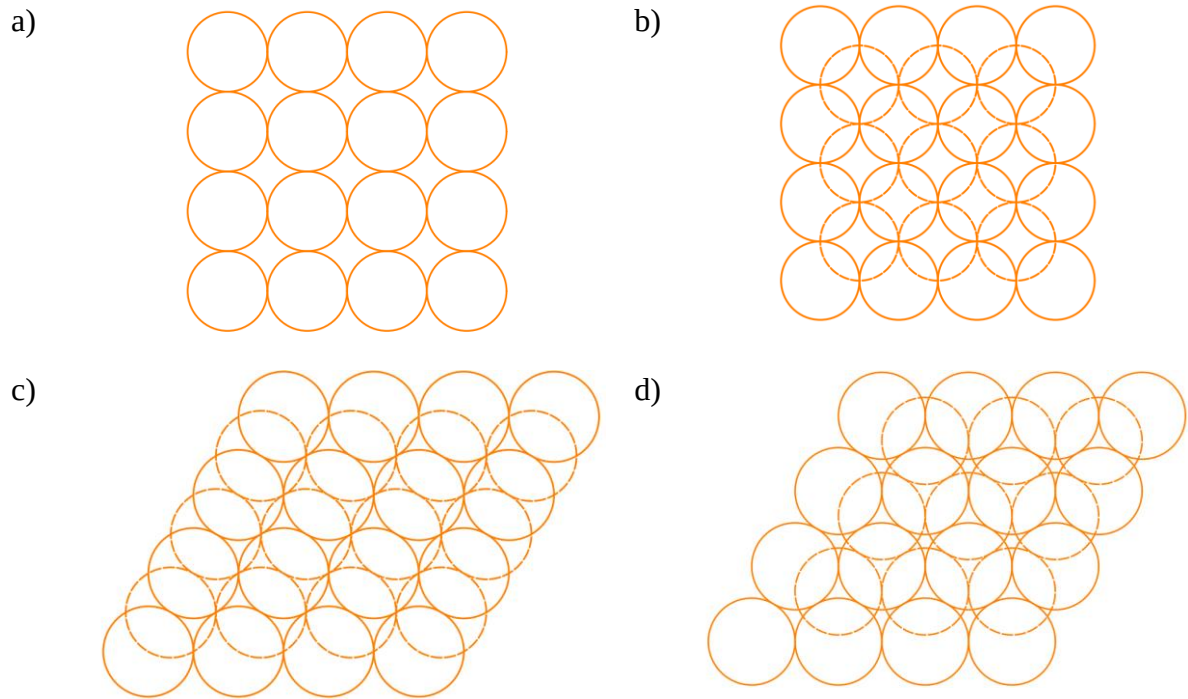
Murenenud kivimit või pinnakatte pudedaid setteid, kuhu asuvad elama taimed ning millest ja millele tekib muld, nimetatakse mulla lähtekivimiks. Sellest kujuneb mulla mineraalne osa. See koosneb erineva suurusega mineraalosakestest, mille suhet mulla koostises nimetatakse mulla lõimiseks. Lõimise alusel jaotatakse muldi liiv-, saviliiv-, liivsavi- ja savimuldadeks. Kuna kivimite tugevus ja koostis on vägagi erinevad, sõltub lähtekivimist nii mulla lõimis kui ka keemiline koostis.

Lõimisest sõltub mulla sobivus taimekasvatuseks. Kõige paremini sobivad taimede kasvatamiseks keskmise lõimisega (saviliiv, liivsavi) mullad. Sellistes muldades on küllaldaselt nii suuri poore, milles saab mullaelustikule vajalik õhk liikuda, kui ka peenikesi poore, mis taimede jaoks vajalikku vett kinni hoiavad.

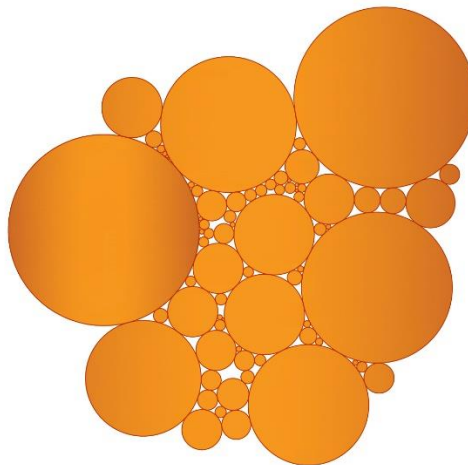
Enamiku jämedakoeliste muldade struktuur on üheteraline. Terade paigutus ja sisemine pakkimisviis sõltub nende suuruse ja kuju jaotusest. Pakkimisel on kaks äärmuslikku juhtumit: ühelt poolt on ühesuguste sfääriliste terade süsteem, avatud pakkimine (minimaalne tihedus) ja teiselt poolt terade suuruse järkjärguline jaotus, milles väiksemad terad täidavad suuremate terade vahel olevad tühimikud "ideaalses" järjestuses, mis tagab maksimaalse tiheduse. Ühesuguse suurusega terade kogumit nimetatakse monodispersseks, väga erineva suurusega terade kogumit nimetatakse polüdispersseks. Monodisperssete keradega saavutatakse minimaalne tihedus ja sellega maksimaalne poorsus. Pakkimisviiside skemaatiline esitus on toodud Joonisel 1.5.

Polüdisperssed süsteemid on keerulisemad kui monodisperssed süsteemid. Paljudest erineva suurusega osakestest koosneva polüdispersse pinnase tihedus võib olla suurem kui monodisperssel süsteemil, sest väiksemad osakesed mahuvad suuremate osakeste vahele (Joonis 1.6). Sõltuvalt osakeste suhtelistest raadiustest on võimalikud poorsused alla 20%. Looduslike setete tegelik poorsus jääb monodisperssete ja polüdisperssete sfääride poorsuse vahele ehk vahemikku 25-50%.

1. PINNAS



Joonis 1.5. Ühesuguste sfääride võimalik pakkimine: a) kuubikujuline; b) kuubikujuline tetraeeder; c) püramidaalne; d) tetraeedriline.



Joonis 1.6. Polüdisperssete osakeste pakkimine.

Mulla orgaaniline osa koosneb lagunemata ja poollagunenud taimsetest ja loomsetest jäänustest ning huumusest. Huumus on keerukas orgaanilise aine kogum, mis tekib muundumise ehk humifitseerumise tulemusena siis, kui taimsed ja loomsed jäänused oksüdeeruvad, seeläbi liituvad omavahel ning ka mineraalsete komponentidega ja tihkestuvad. Huumus on mulla orgaanilise aine põhiosa, mis on kas pruuni või musta värvi. Huumuse keemilises koostises on kõige levinumad süsinik (58%) ja lämmastik (3–8%). Mida rohkem on mullas huumust, seda enam sobib see taimede kasvuks, sest huumus on õhuline, peab hästi kinni vett ja sisaldab rikkalikult toitaineid. Pealmises mullakihis on huumust palju ja seepärast on mullapind mustjas. Seetõttu nimetatakse seda huumuskihiks ehk huumushorisonniks. Tumedast kihist allpool on veidike heledam mullakiht. Sinna on uhutud peenemaid huumuseosakesi. Rohttaimede juured on tavaliselt tumedamates mullakihtides. Väga liivasel pinnasel kasvab aga vähe taimi. Sealse

mulla huumusesisaldus on väike, mistõttu huumuskiht on tavalise musta asemel hoopis halli värvi. Soomullas on huumuse asemel paks turbakiht, mis koosneb vähelagunenud taimeosadest.

Mulla tahke osa moodustab mulla mahust umbes poole. Savi-, liiva-, kruusa- ja teisi kivimiosakesi on mullas tavaliselt palju rohkem kui huumust. Saviosakesed on peenemad kui liivaterad. Mulla tahket osa iseloomustab ka mulla struktuur ehk mullaosakeste kuju ja vastastikune asend. Mulla struktuur sõltub väikeste mineraalosakeste ja huumuse hulgast ning see võib olla nii teraline kui ka sõmeraline. Teraline muld on savi- ja huumusevaene, mullaosakesed pole selles omavahel seotud. Sõmeralises mullas on osakesed liitunud suuremateks mullatükkideks – sõmerateks – mille sisse ja vahele jääb palju erineva suurusega tühemeid. Sõmeralised mullad on paremini õhustatud, vihmavesi valgub neisse kiiresti ja niiskus püsib seal hästi.



Joonis 1.7. Erinevaid pinnavorme: a) Saaremaal; b) ja c) Fääri saartel; d), e) ja f) Islandil.

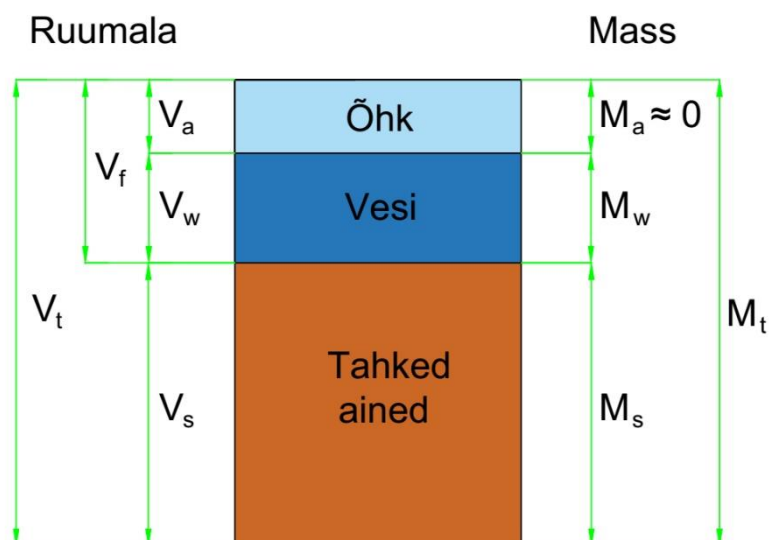
1. PINNAS

Mullavesi pärineb enamasti sademetest ja põhjaveest. See murendab lähtekivimit ja seda kasutavad oma elutegevuseks nii mullaorganismid kui ka taimed. Vett on mullas mitmel kujul. Taimed omastavad kergesti nn vaba vett, st mulda valgunud sademe- ja peenetes poorides liikuvat kapillaarvett. Viimane võib mullas liikuda igas suunas, kuna selle liikumist ei mõjuta mitte raskusjõud, vaid peamiselt kapillaaride erinev rõhk ja pindpinevusjõud. Mineraalide ja huumuse koostisse kuulub aga keemiliselt seotud vesi, mida taimedel on raske või võimatu omastada.

Muld areneb pidevalt, seega muutub ka tema koostis. Pärast paduvihma lisandub mulda rohkesti vett, mis surub mullast õhku välja. Põua ajal kannab tuul tihtipeale lahtise kuiva mulla laiali. Kevadel ja varasuvel on mullas orgaanilisi aineid rohkem kui sügisel. Suve jooksul on mullaelustik jõudnud need juba lagundada. Mulla omadused muutuksid taimede jaoks väga kiiresti halvemaks, kui seal puuduksid elusolendid. Vihmaussid ja mutid viivad mulda kaevates huumust sügavamale ja toovad sealt asemele mineraalainete poolest rikkamat mulda. Mulda töötleb kogu aeg loendamatu hulk elusolendeid ehk organisme. Neidki tuleb pidada osaks mullast. Kui mulda satub mürkaineid, siis mullaorganismid hävivad ja muld muutub vaesemaks.

Pinnase profiil sõltub väga oluliselt geoloogilistest protsessidest, sadenemisest veekogudes ning maismaal, aga ka vulkaanilisest tegevusest, seda eriti seismilisest aktiivsetes piirkondades (Joonis 1.7).

Vaatleme kolmest erinevast faasist koosneva pinnase mahu ja massisuhteid, et määratleda mõned pinnase füüsikalisi omadusi iseloomustavad põhiparameetrid. Joonisel 1.8 on skemaatiliselt kujutatud mulla kolme komponenti (erinevat faasi) nende suhtelise mahu ja massi näitamiseks.



Joonis 1.8. Pinnas kui kolmefaasiline süsteem – ruumala ja massi jaotus.

Joonisel 1.8 on faaside massid näidatud paremal küljel: õhu mass M_a , mis on tahkete ainete massidega võrreldes tühine; vee mass M_w ; tahkete ainete mass M_s ja kogu mass M_t .

Samad komponendid on näidatud diagrammi vasakul küljel: õhu maht V_a ; vee maht V_w ; pooride maht $V_f = V_a + V_w$; tahkete ainete maht V_s ja kogumaht V_t .

Kasutades Joonisel 1.8 toodud skeemi saab määratleda terminid, mida tavaliselt kasutatakse pinnase kolme primaarse faasi kvantitatiivsete seoste väljendamiseks.

Tahkete ainete tihedus (osakeste keskmine tihedus) ρ_s on määratud seosega

$$\rho_s = M_s/V_s. \quad (1.1)$$

Enamikus mineraalsetes muldades on keskmine tihedus 2600–2700 kg/m³. See on lähedane kvartsi tihedusele, mis enamasti on enim levinud mineraal pinnase jämedamas fraktsioonis. Mõned mineraalid, mis moodustavad mulla peenema osa, on sarnase tihedusega. Kuid raudoksiidide ja mitmesuguste muude raskete mineraalide (tihedus üle 2900 kg/m³) suurendab keskmist ρ_s väärtust, samas kui madala tihedusega orgaaniliste ainete esinemine üldiselt vähendab tahke faasi keskmist tihedust. Mõnikord väljendatakse tihedust suhtelise tihedusena (σ_g), mis on suvalise tiheduse suhe vee tihedusse normaalsel atmosfäärirõhul ja temperatuuril 4 °C. Vee tihedus on umbes 1000 kg/m³, seega tahke faasi suhteline tihedus on tavaliselt mineraalse pinnase puhul umbes 2,65.

Kuiva pinnase tihedus (puistetihedus)

$$\rho_b = M_s/(V_s + V_a + V_w). \quad (1.2)$$

Kuiva pinnase tihedus väljendab tahkete ainete massi suhet kogu pinnase mahusse (tahkete ainete ja pooride summaarsesse mahtu). Kuiva pinnase tihedus ρ_b on alati väiksem kui ρ_s . Kui poorid moodustavad poole mahust, siis ρ_b on pool ρ_s -st, ehk umbes 1300–1350 kg/m³, mis vastab suhtelisele tihedusele 1,3–1,35. Suurema osa suhteliselt väikese poorimahuga liivmuldade suhteline tihedus võib ulatuda 1,6-ni, liivsavi ja savipinnase omad võivad olla alla 1,2. Arvestades, et keskmine osakeste tihedus on tavaliselt konstantne, puistetihedus on väga erinev, sõltudes mulla struktuurist, aga ka pinnase paisumisest ja tihendamisest. Isegi äärmiselt tihendatud pinnase puistetihedus jääb tunduvalt madalamaks kui tahke aine tihedus, kuna osakesi ei saa kunagi ilma vahedeta paigutada.

Pinnase summaarne tihedus

$$\rho_t = M_t/V_t = (M_s + M_w)/(V_s + V_a + V_w) \quad (1.3)$$

väljendab niiske mulla kogumassi mahuühiku kohta. See parameeter sõltub tugevamalt kui kuiva pinnase tihedus mulla niiskust või veesisaldusest.

Kuiva pinnase erimaht v_b

$$v_b = V_t/M_s = 1/\rho_b. \quad (1.4)$$

Kuiva pinnase massiühiku maht (kuiva puistetiheduse pöördväärtus) näitab teise parameetrina pinnase tihendamise astet.

Poorsus f on määratud järgmise seosega

1. PINNAS

$$f = V_f/V_t = (V_a + V_w)/(V_s + V_a + V_w). \quad (1.5)$$

Poorsus iseloomustab pinnase pooride suhtelist ruumala. Selle väärtus jääb üldiselt vahemikku 0,3–0,6 (30–60%). Jämeda tekstuuriga mullad on vähem poorsed kui peene tekstuuriga pinnas, kuigi üksikute pooride keskmine suurus on sama. Savises mullas on poorsus väga erinev, kuna pinnas vaheldumisi paisub, kahaneb, tihendub ja lõheneb.

Üldiselt määratletud termin "poorsus" viitab pooride mahuosale, aga see väärtus peaks olema keskmiselt võrdne pinnase poorsusega (pooride suhteline osa tüüpilisel ristlõikepinnal) kui ka keskmisele lineaarsele poorsusele (pooride summaarne pikkus mööda sirgjoont, mis läheb läbi mulla suvalises suunas). Poorsus siiski ei ütle midagi mullas olevate pooride suuruse ega kuju kohta.

Pinnase veesisaldust saab väljendada mitmel viisil: vee massi suhe tahkete ainete massi või kogumassi, vee mahu suhe tahkete ainete mahtu või kogumahtu või pooride mahtu. Erinevad indeksid on määratletud järgmiselt.

Niiskusesisaldus massisuhtena w

$$w = M_w/M_s \quad (1.6)$$

iseloomustab pinnases oleva vee massi M_w suhet kuiva pinnase massi M_s . Erinevates muldades võib w olla vahemikus 25% kuni 60%. Orgaaniliste muldade, näiteks turba- või nõmmemuldade puhul võib veesisaldus w ületada 100%.

Niiskusesisaldus ruumala suhtena θ

$$\theta = V_w/V_t = V_w/(V_s + V_f) \quad (1.7)$$

iseloomustab vee ruumala suhet kogu pinnase ruumalasse, küllastusjuhtumil on θ võrdne poorsusega f . Liivmuldades on küllastumisel θ suurusjärgus 40%, keskmise tekstuuriga mullas on θ umbes 50% ja savises mullas läheneb 60% -le.

Vee mahusuhe v_w on määratud valemiga

$$v_w = V_w/V_s. \quad (1.8)$$

Küllastuse aste s

$$s = V_w/V_f = V_w/(V_a + V_w) \quad (1.9)$$

väljendab mullas oleva vee ruumala suhet pooride ruumala suhtes. Indeks s varieerub nullist täiesti kuivas pinnases kuni 100% täielikult veega küllastunud pinnases. Täielikku küllastust aga tavaliselt välitingimustes ei esine, kuna pinnases on õhku peaaegu alati mingil määral olemas.

Poorsuse õhuga täidetud suhteline osa f_a

$$f_a = V_a/V_t = V_a/(V_s + V_a + V_w) \quad (1.10)$$

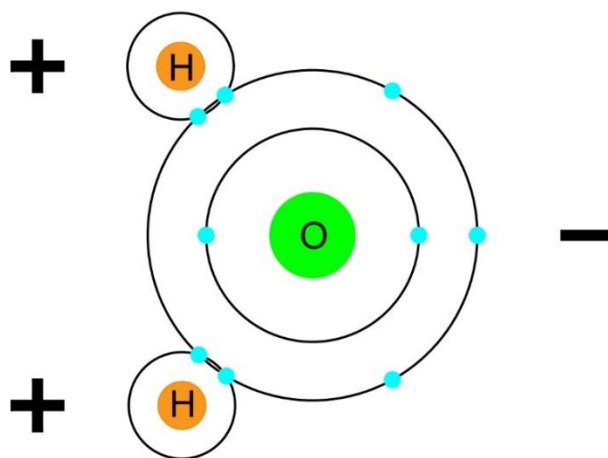
mõõdab pinnase õhu suhtelist sisaldust ja sellisena on see oluline mulla õhustamist iseloomustav suurus.

Õhu suhtelist ruumala pinnases võib esitada ka suhtena pooride ruumalasse a

$$a = \frac{V_a}{V_f} = V_a / (V_a + V_w). \quad (1.11)$$

1.2. Vesi pinnases

Üks kuupmeeter vedelat vett 20 °C juures sisaldab umbes $3,4 \cdot 10^{28}$ molekuli, mille läbimõõt on umbes $3 \cdot 10^{-10}$ meetrit. Vee keemiline valem on H_2O , mis tähendab, et iga molekul koosneb kahest vesiniku aatomist ja ühest hapniku aatomist. Vesiniku isotoope on kolm (1H , 2H , 3H) ja hapniku isotoope ka kolm (^{16}O , ^{17}O , ^{18}O). Kuid kõik isotoobid peale 1H ja ^{16}O on üsna haruldased. Vesiniku aatom koosneb positiivselt laetud prootonist ja negatiivselt laetud elektronist. Hapniku aatom koosneb positiivsest tuumast, mis on ümbritsetud kaheksa elektroniga, millest kuus on väliskestas. Tugevad molekulidevahelised jõud vedelas vees on põhjustatud veemolekuli elektrilisest polaarsusest, mis omakorda on elektronide paigutuse tagajärg selle hapniku- ja vesinikuaatomites (Joonis 1.9). Hapniku aatomi H–O–H side vees ei ole lineaarne, vaid on 104,5° nurga all.



Joonis 1.9. Vee molekuli mudel.

Lahustunud gaaside kontsentratsioon vees on tasakaalus gaaside üldise kontsentratsiooniga ning üldjuhul suureneb koos rõhuga ja väheneb temperatuuri langemisel.

Henry seaduse järgi on lahustunud gaasi massikontsentratsioon c_m proportsionaalne gaasi osarõhuga p_i ümbritsevas atmosfääris:

$$c_m = s_c p_i / p_0, \quad (1.12)$$

kus s_c on antud gaasi lahustuvuskoeffitsient vees ja p_0 on atmosfäärirõhk. Mahukontsentratsioon c_v on samamoodi proportsionaalne:

$$c_V = s_V p_i / p_0, \quad (1.13)$$

kus s_V on lahustuvuse koefitsient, väljendatuna ruumala suhetena ehk s_V on lahustunud gaasi maht vee mahu suhtes.

Kui gaas ei reageeri keemiliselt vedelikuga, siis püsivad need omadused konstantsetena erinevate rõhkude vahemikus, eriti lahustunud gaaside madalal partsialrõhul. Lahustuvus sõltub siiski üsna oluliselt temperatuurist. Tabelis 1.1 on toodud mitme atmosfääri koostises oleva gaasi s_V väärtused erinevatel temperatuuridel. Erinevate gaaside (eriti hapniku) lahustuvus mõjutab oluliselt elutähtsaid mullaprotsesse nagu oksüdeerumine ja redutseerumine aga ka juurte ja mikroorganismide kaudu hingamine.

Tabel 1.1. Gaaside lahustuvused vees erinevatel temperatuuridel.

Temperatuur, °C	Lämmastik (N ₂)	Hapnik (O ₂)	Süsihappegaas (CO ₂)	Õhk (ilma CO ₂)
0	0,0235	0,0489	1,713	0,0292
10	0,0186	0,0380	1,194	0,0228
20	0,0154	0,0310	0,878	0,0187
30	0,0134	0,0261	0,665	0,0156
40	0,0118	0,0231	0,530	-

Pindpinevus on vedeliku molekulide kalduvus tõmmata vedeliku pinnal rohkem üksteise poole kui selle kohal olevasse õhku. Seda molekulide tõmmet üksteise poole tuntakse molekulidevahelise jõuna. Mis tahes vedelas aines on molekulid pidevas juhuslikus liikumises ja neid korraldatakse pidevalt ümber. Vedeliku keskel tõmbavad molekulid kõiki teisi molekule igas suunas. Kuid pinnal, kus vedeliku kohal on ainult õhk, tõmmatakse molekule teiste kõrval ja allpool asuvate molekulide poolt ainult külgsuunas ja allapoole.

See pinnataseme molekulide tõmbamine allapoole tõmbab neid tihedamalt üksteise külge, surudes kokku stabiilsemaks, joondatud paigutuseks. See tihedam pinnamolekulide rida moodustab vedeliku pinnal midagi elastse membraani sarnast. Molekulid on pinnal tihedamalt paigutatud üksteise kõrvale sujuvasse ritta, erinevalt allpool olevast kaootilisemast molekulide paigutusest.

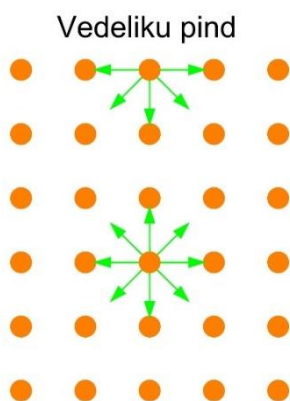
Selle elastse membraani tugevus sõltub vedeliku tüübist. Näiteks on vees väga kõrge pindpinevus, kuna hapnikul ja vesinikul - vee kahel keemilisel komponendil (H₂O) - on vastavalt osalised negatiivsed ja positiivsed laengud ning need tõmbuvad seega kõigi teiste neid ümbritsevate veemolekulide poole. Vesiniksidemed on väga tugevad, nii et vesi kipub pinnal isegi paremini vastu pidama kui muud vedelikud, moodustades justkui kilbi, mida on üllatavalt raske lõhkuda.

Pindpinevus on nähtus, mis esineb tavaliselt, kuid mitte ainult, vedeliku ja gaasi kokkupuutel. Vedelik käitub nagu oleks ta kaetud pidevas pingeseisundis oleva elastse membraaniga, mis tõmbab pinda kokku. Tegelikult pole sellist membraani olemas, ometi on analoogia kasulik, kui

seda ei võeta liiga sõna-sõnalt. Kui tõmbame vedeliku pinnale meelevaldse joone pikkusega L , siis jõud F tõmbab pinda joonest paremale ja see on võrdne pinnale vasakule mõjuva jõu tõmbega. Suhe F/L on pindpinevus ja seda mõõdab jõud pikkusühiku kohta. Sama nähtust saab kirjeldada ka energia abil. Vedeliku pinna suurendamine nõuab tööd, mis jääb potentsiaalse energiana salvestatult laienenud pinnale. Selle potentsiaalse energia arvel võib teha tööd, kui suurendatud pinnal lastakse uuesti kokku tõmbuda. Energial pindalaühiku kohta on sama dimensioon kui jõul pikkusühiku kohta.

Pindpinevusega on seotud palju nähtusi, nagu vee imbumine poorsetesse materjalidesse, vee liikumine pinnases ja taimedes.

Pindpinevus on pinnanähtus, mis esineb aine kahe faasi, tavaliselt vedeliku (näiteks vee) ja gaasi (näiteks õhu) piirpinnal ja avaldub vedeliku pinnakihi püüdes võimalikult kokku tõmbuda. Pindpinevust põhjustab see, et pinnakihi molekulide vahel valitsevad tõmbejõud, mis on suunatud vedeliku sisse. Vee pinnakihi molekulidele mõjuvad seega allpool olevate molekulide tõmbejõud ja pindmised molekulid moodustavad omavahel tugevalt seostatud kihi (Joonis 1.10).



Joonis 1.10. Molekulaarjõud vedelikus ja vedeliku pinnal. Pinnal olevatele molekulidele mõjuvate tõmbejõudude resultant on suunatud vedeliku sisse.

Vedeliku pindmiste molekulide vahel mõjuv jõud – pindpinevusjõud – on tõmbejõud, mis on suunatud piki pinda, täpsemalt puutuja sihis vedeliku pinna vaadeldavas punktis. Seetõttu lähenevad pinnamolekulid üksteisele, vedeliku pinnakiht on teatava mehaanilise pinge all ja käitub kui kergelt pingutatud kile. Vedelikukihi pingus tuleneb molekulaarsetest sidemetest.

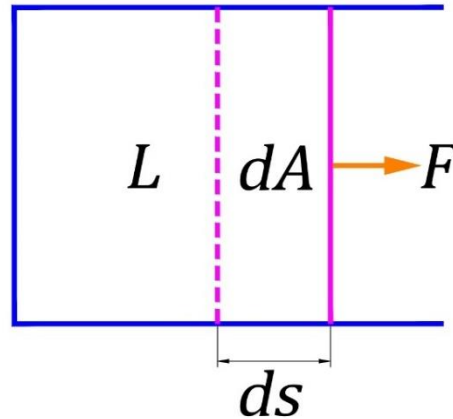
Pindpinevus annab vedelikule erilisi omadusi, näiteks põhjustab seda, et väikesed vedelikukogused, näiteks veepiisad, püüavad võtta kera kuju. Samuti on pindpinevusel oluline osa kapillaarsuse tekkes. Kapillaarsus on oluline faktor pinnase niiskuse režiimi kujunemisel ning dünaamilal.

Pindpinevust iseloomustav füüsikaline suurus on pindpinevustegur. See näitab, kui suur jõud hoiab koos vedeliku pinnakihi ühikulise pikkusega piirjoont või kui palju tööd tuleb teha selle pinnakihi pindala suurendamiseks ühe ühiku võrra, tööd on seejuures vaja teha uute molekulide viimiseks pinnakihti. Vee molekulide vahel on tõmme vesiniksidemete tõttu suhteliselt suur ja

1. PINNAS

seetõttu on vee pindpinevustegur (72,8 mN/m temperatuuril 20 °C) suurem kui paljudel teistel vedelikel.

Hindame pinnaenergia tihedust kasutades vedelikukile kahemõõtmelist mudelit. Vedelikukile on kinnitunud traatraamile, mille ühe külje asend on muudetav (Joonis 1.11).



Joonis 1.11. Vedelikukile kahemõõtmeline mudel.

Vedelikukile, mille pinna energiatihedus on α , liidese ala suurendamiseks väikese pindala dA võrra on vaja teha tööd pindpinevusjõudude ületamiseks, mis võrdub liidese lisatükis oleva pinna energiaga

$$dW = \alpha dA. \quad (1.14)$$

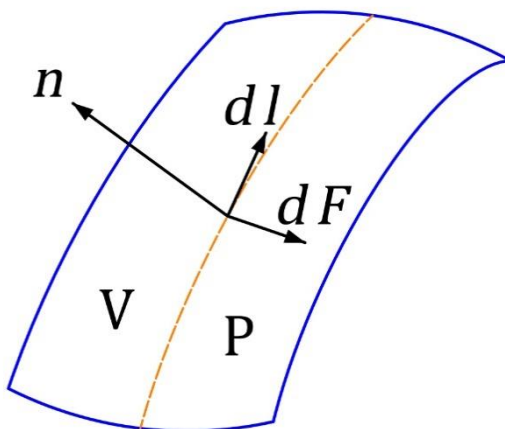
Välja arvatud märk, on see üsna sarnane mehaanilise töö, mida tehakse süsteemi mahu suurendamiseks dV võrra, leidmise valemiga $dW = -pdV$. Aga kui pinna laienemisel positiivse rõhu all tehakse tööd keskkonnale, suurendades ala, siis pinna suurendamine positiivse pinnaenergia tiheduse puhul nõuab tööd keskkonnalt. Pinnaenergia tihedus, mis on vedeliku ja tahke keha või gaasi pinnal, on alati positiivne, kuna pinna seoseenergia pole negatiivne. Pinnaenergia tiheduse positiivsus tagab, et sellised pinnad püüdleavad minimaalse pindala poole, arvestades ka teisi jõude, mis võivad veel mõjuda, näiteks raskusjõud. Väikesed vihmapiisad ja õhumullid on sel põhjusel peaaegu sfäärilised.

Takistus vaba pinna laienemisele näitab, et pinnal on sisepinnal pinge, mis võrdub pinnaenergia tihedusega. Oletame, et soovime venitada pinda piki L sirgjoont ühtlase suuruse ds võrra (Joonis 1.11). Kui pindala suureneb $dA = Lds$ võrra, siis tuleb teha tööd $dW = \alpha Lds$, millest tuleneb, et jõud, mida rakendame sirgjoonele ortogonaalselt, on $F = dW/ds = \alpha L$. Tasakaalu olukorras on pikkusühiku kohta rakendatud normaaljõud $F/L = \alpha$ võrdne sisemise pinna pingega. Pinna pinge on seega identne pinnaenergia tihedusega.

Vaatleme pindpinevust üldisemal juhul. Joonisel 1.12 on kujutatud vedeliku väikest pinnaelementi, mille orientatsiooni määrab normaal $\mathbf{n}$, mis on kõveraga jagatud kaheks osaks (vasak – V ja parem – P). Kõvera diferentsiaalse elemendi $d\mathbf{l}$ ja normaali $\mathbf{n}$ vektorkorrutis määrab ära mõjuva jõu $d\mathbf{F}$, millega pinna parema poole element $d\mathbf{l}$ mõjutab pinna vasakut poolt, suuna. Elementaarjõu $d\mathbf{F}$ suurus on määratud seosega

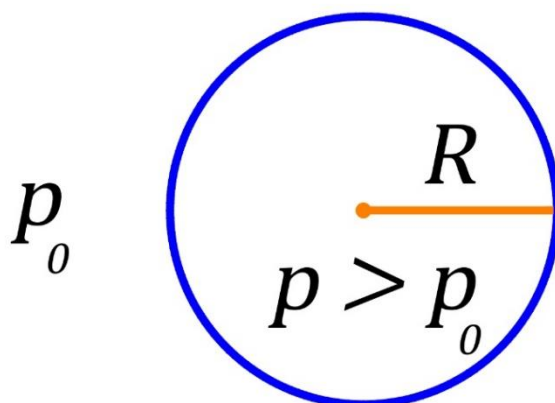
$$d\mathbf{F} = \alpha d\mathbf{l} \times \mathbf{n}. \quad (1.15)$$

Summaarse jõu saame, kui integreerime seost (1.15) piki pinnaosade jaotuspiiri. Sellest järeldub kohe, et kõvera pinnatüki pikkusega L nihutamiseks ds võrra kõvera suhtes risti, annab töö sarnaselt valemile (1.14) $dA = Lds$.



Joonis 1.12. Vedeliku pinna osade vahel mõjuv jõud.

Homogeensete materjalide osade vahelises mõjus ei sõltu pindpinevus sellest, kuidas ja palju pinna osasid on juba venitatud ja see muudab seose hoopis teistsuguseks elastsest membraanist, näiteks õhupalli kilest, millisel juhul deformatsiooni kasvades suureneb elastne pinge vastavalt Hooke'i seadusele.



Joonis 1.13. Pindpinevus põhjustab piisas ülerõhu.

On teada, et õhupalli sees olev rõhk on suurem kui väljas ning et ülerõhk on seotud õhupalli pingul oleva kile pingega (Joonis 1.13). Arvutame kaalutult hõljuva homogeense vedeliku tilga pinna pindpinevusest tingitud lisarõhu. Kõigi väliste jõudude puudumisel proovib pindpinevus muuta piiska sfääriliseks, kuna sellel kujul on antud mahu puhul kõige väiksem pind.

Pinna pinge üritab piiska kokku suruda, kuid selle peatab piiska lisandunud täiendav positiivne rõhk Δp vedeliku sees. Kui suurendame raadiust R suuruse dR võrra, siis peab tegema lisatööd $dW = \alpha dA - \Delta p dV$, kus dA on pindala muutus ja dV on mahu muutus. Kuna $dA =$

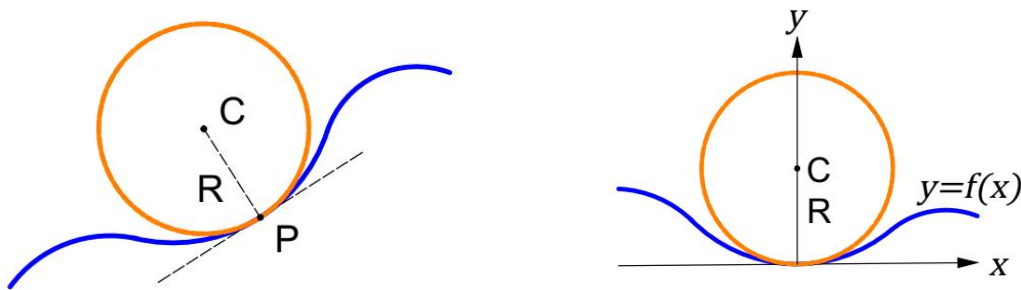
1. PINNAS

$d(4\pi R^2) = 8\pi R dR$ ja $dV = d\left(\frac{4}{3}\pi R^3\right) = 4\pi R^2 dR$, siis töö avaldub valemiga $dW = (\alpha 8\pi R - \Delta p 4\pi R^2) dR$. Tasakaaluasendis peavad kokkutõmbejõud tasakaalustama survejõud, seega $dW = 0$, millest järeldub

$$\Delta p = \frac{2\alpha}{R}. \quad (1.16)$$

Vedeliku pinnakihi kõveruse tõttu tekib lisarõhk, mis on kumera pinna all positiivne ning nõgusa pinna all negatiivne. Ülaltoodu kehtib ka sfäärilise õhumulli kohta, mulli sees olev ülerõhk on täpselt sama suur, kui piisas, mis on õhus.

Huvi pakub lisarõhu leidmine suvalise kujuga pinna puhul. Kõigepealt vaatleme pinna ristlõiget, millisel juhtumil on võimalik joone (pinna ristlõike) kõverust mingis punktis P kirjeldada sama kõverusega ringi raadiusega R . Ringi keskpunkt C , mida nimetatakse kõveruse keskmeks, asub joone puutuja normaalil (Joonis 1.14).



Joonis 1.14. Vedeliku pinna ristlõike kõveruse kirjeldamine.

Pinna ristlõike kõverus k punktis P on defineeritud kui kõverusraadiuse pöördväärtus $k = 1/R$. Kui punkt P liigub mööda sujuvat kõverat, siis nii puutuja suund kui ka kõverusraadius muutuvad. Kvantitatiivse seose saamiseks kõverusraadiuse ja kõvera lokaalsete omaduste vahel võtame kasutusele lokaalse koordinaatsüsteemi, mille algpunkt on punktis P ja x -telg langeb kokku kõvera puutujaga punktis P . Selles koordinaatsüsteemis kirjeldab kõverat funktsioon $y = f(x)$ kusjuures $f(0) = f'(0) = 0$. Arendades $f(x)$ Tayloriga ritta punktis $x = 0$ saame avaldada y ligikaudse väärtuse $y = \frac{1}{2}x^2 f''(0)$. Nendes koordinaatides on ringjoone võrrand $x^2 + (y - R)^2 = R^2$, millal väikeste x ja y väärtuste puhul $y = \frac{1}{2}x^2/R$. Selles lähenduses langeb ristlõikejoon kokku kõverusringjoonega tingimusel

$$\frac{1}{R} = f''(0). \quad (1.17)$$

Üldjuhul, kus puutuja pole tingimata paralleelne x -teljega, kehtib seos

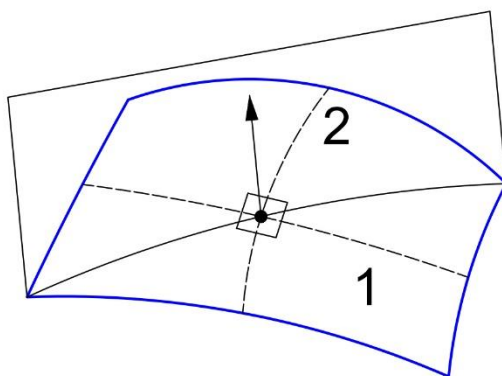
$$\frac{1}{R} = \frac{f''(x)}{[1 + f'(x)^2]^{3/2}}, \quad (1.18)$$

kuid esialgu piisab ülaltoodud tulemusest (1.17).

Paneme tähele, et selle koordinaatsüsteemi valiku korral on kumerusraadius positiivne, kui kõveruskese asub kõvera kohal, ja negatiivne, kui see jääb allapoole. Märki valik on siiski kokkuleppeline ja kumerusraadiuse märk konkreetses punktis pole oluline. Olulised on märgimuutused, mis võivad tekkida, kui võrrelda kumerusi erinevates punktides.

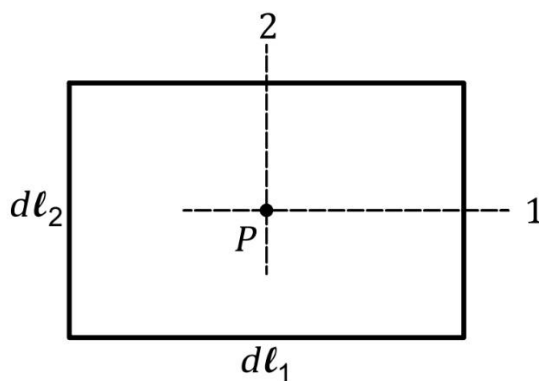
Oletame, et lõikame kumerat pinda tasapinnaga, milles asub punkti P normaal (Joonis 1.15). See tasand lõikab pinda sujuva tasapinnalise kõverana (nn normaallõikena), mille kõverusraadius punktis P on R . Kõverusraadiusele antakse tavapärane märk, sõltuvalt sellest, kummal pinna poolel kõveruskese asub.

Kui ristumistasandit pöörata ümber normaali, liigub kõveruskese kahe äärmuse vahel üles ja alla. Äärmuslikke raadiusi R_1 ja R_2 nimetatakse põhikõverusraadiuseks ning vastavad põhisuunad on omavahel risti.



Joonis 1.15. Vedeliku pinna kõveruse põhisuunad.

Vaatleme nüüd väikest ristkülikut, mille küljed dl_1 ja dl_2 on joondatud põhisuundade järgi, kusjuures loeme, et põhikõverusraadiused R_1 ja R_2 , on mõlemad positiivsed (Joonis 1.16).



Joonis 1.16. Vedeliku pinna elementaarsa vaade ülalt.

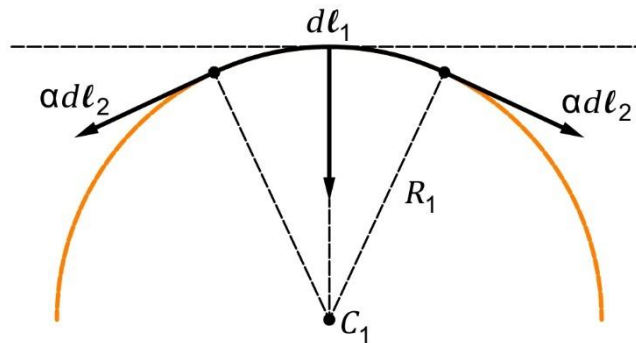
Pinna pinge tõmbab seda ristkülikut kõigist neljast küljest, kuid pinna kõverus muudab need jõud puutuja tasapinnaga peaaegu paralleelseks. Suunal 1 mõjub pindpinevus kahe peaaegu võrdse suurusega vastandliku jõuga αdl_2 , millest mõlema suunad moodustavad väikese nurga $\frac{1}{2} dl_1 / R_1$ puutuja tasapinnaga (Joonis 1.17).

1. PINNAS

Projitseerides mõlemad jõud normaali suunale, leiame summaarse jõu kõveruskeskme C_1 suunas $dF = 2\alpha dl_2 \cdot \frac{1}{2} dl_1 / R_1 = \alpha dA / R_1$, kus $dA = dl_1 dl_2$ on ristküliku (Joonis 1.16) pindala. Jagades summaarse jõu pindalaga dA , saame lisarõhu $\Delta p = \alpha / R_1$ kumeruse keskpunkti sisaldaval pinnal. Analoogiliselt saab leida lisarõhu suunal 2. Arvestades mõlemat komponenti saame Young-Laplace'i seaduse pindpinevusest tingitud lisarõhu leidmiseks:

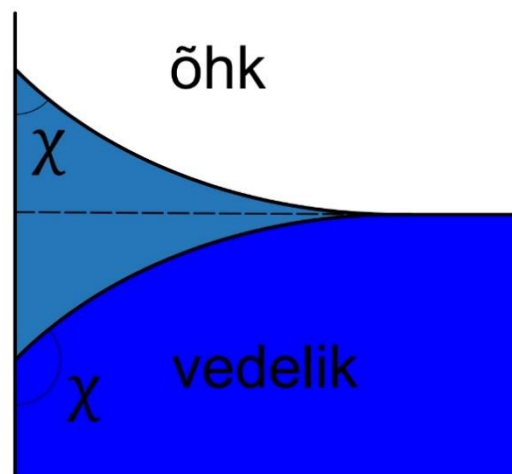
$$\Delta p = \alpha \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (1.19)$$

Sfääri korral $R_1 = R_2 = R$ langeb tulemus kokku valemiga (1.16).



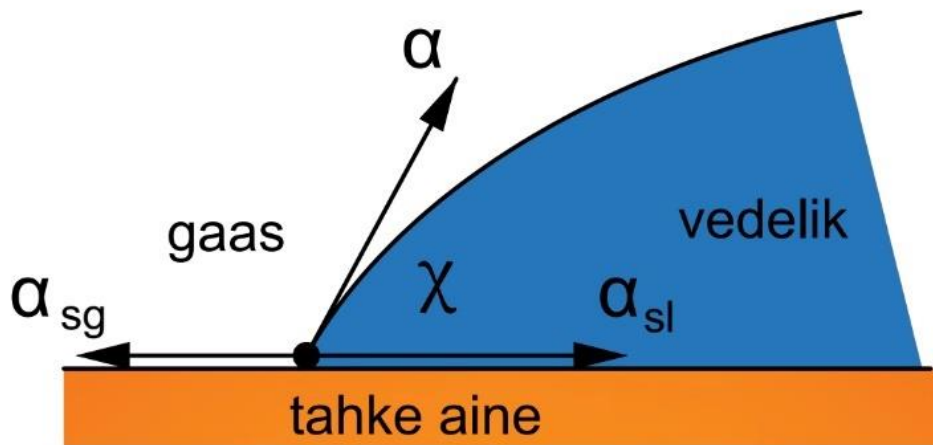
Joonis 1.17. Pinnale mõjuvad jõud põhisuunas 1.

Kolme erinevas faasis aine (tahke aine, vedeliku ja gaasi) kokkupuute korral on defineeritud kokkupuutenurk χ tahke aine ja vedeliku vahelise nurgana (vedeliku sees) (Joonis 1.18). Vee, õhu ja puhta klaasi puhul on kokkupuutenurk väike teravnurk $\chi \approx 0^\circ$, elavhõbe ja õhk puutuvad klaasiga kokku nurgaga $\chi \approx 140^\circ$. Väikese kokkupuutenurga tõttu on vesi paljude pindade niisutamisel väga tõhus, elavhõbedal aga kalduvus piiskadeks kokku tõmbuda. Kokkupuutenurk on ülitundlik pinna omaduste, vedeliku koostise ja lisaainete suhtes. See kehtib eriti vee-õhu-klaasi kokkupuutenurga kohta.



Joonis 1.18. Õhu ja vedeliku kokkupuude vertikaalse tahke ainega.

Kokkupuutenurk on materjale iseloomustav konstantne suurus, mis sõltub kõigi kolme materjali omadustest (Joonis 1.19).



Joonis 1.19. Vedeliku ja gaasi kokkupuude tahke ainega.

Kuna materjali haardumine võib säilitada tahke seina suhtes ristpinge, siis tangentsiaalne pinge võib põhjustada vedeliku liikumist. Tasakaal tekib tingimusel

$$\alpha_{sg} = \alpha_{sl} + \alpha \cos \chi, \quad (1.20)$$

kus α_{sg} ja α_{sl} tähistavad tahke/gaasi ja tahke/vedeliku pindpinevusi. Arvestades kolme pindpinevust, saab kokkupuutenurga otse arvutada

$$\cos \chi = \frac{\alpha_{sg} - \alpha_{sl}}{\alpha}. \quad (1.21)$$

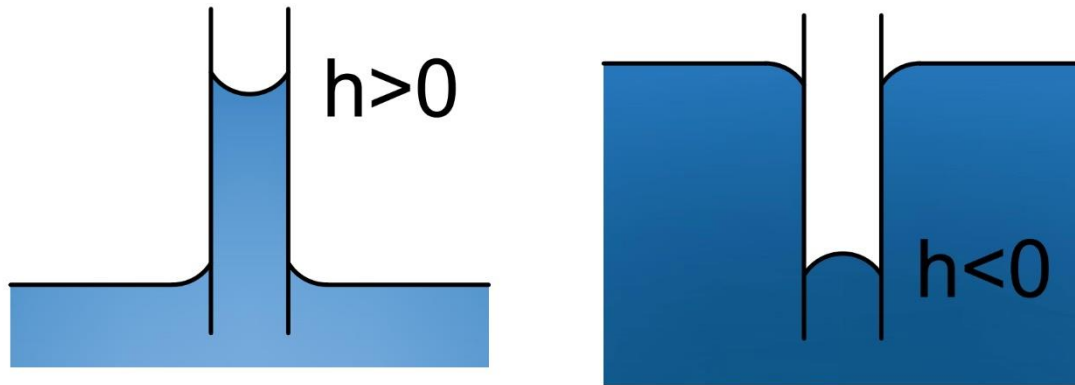
See valem pole siiski hea praktiliselt kasutada, kuna kolm pindpinevust pole võrdselt tuntud. Tasakaalulise kontaktnurga olemasolu tingimuseks on see, et koosinus jääb vahemikku -1 kuni +1. Juhtumil $0 < \alpha_{sg} - \alpha_{sl} < \alpha$ on kontaktnurk teravnurk $0 < \chi < 90^\circ$ ja kontakt on enamasti märguv. Juhtumil $-\alpha < \alpha_{sg} - \alpha_{sl} < 0$ on kontaktnurk nürinurk $90^\circ \leq \chi \leq 180^\circ$ ja kontakt on enamasti mittemärguv. Aga kui $\alpha_{sg} - \alpha_{sl} > \alpha$ ei saa kontaktjoon olla staatiline, sellisel juhtumil vedelik levib kogu horisontaalsele pinnale. Selline kontakt on täielikult märgav. Analoogiliselt, kui $\alpha_{sg} - \alpha_{sl} > -\alpha$, on kontakt täielikult mitte-märgav. Kontaktjoon taandub horisontaalsel pinnal olevast gaasist, kuni kogu vedelik koguneb peaaegu sfäärilisteks piiskadeks.

Vedelike omadust tungida peenikestesse torudesse, pooridesse nimetatakse kapillaarsuseks. Vedelikud, mis märgavad kapillaartoru seinu, tõusevad kapillaartorus üles. Vedelikud, mis ei märga kapillaartoru seinu, langevad aga kapillaartorus allapoole (Joonis 1.20). Kapillaarne tõus või langus on seda suurem, mida peenem on kapillaar.

Kapillaarsus mängib suurt rolli niiskuse säilitamisel ja ümberpaigutamisel pinnases. Kuivaperioodil pinnas kuivab ning selles tekivad peenikesed kanalid, mida mööda niiskus tungib mullasügavusest ülespoole. Selliste kanalite (kapillaaride) teke põhjustab pinnase veel

1. PINNAS

suurema kuivamise. Et niiskust paremini säilitada, tuleb pinnast kobestada. Kobestamisel lõhutakse kapillaarid ning takistatakse sellega niiskuse tõusmist üles.



Joonis 1.20. Kapillaarne tõus ja langus.

Kapillaarefekt peenikeses klaastorus toimub seetõttu, et õhuga kokkupuutuva klaasi pindpinevus on suurem kui veega kokkupuutuva klaasi pindpinevus, $\alpha_{sg} > \alpha_{sl}$. Vesi tõuseb kõrgusele h , kus pindpinevuse erinevusest tulenev ülespoole suunatud jõud tasakaalustab ülestõstetud veesamba kaalu (arvestamata meniski mahtu)

$$(\alpha_{sg} - \alpha_{sl})2\pi a \approx \rho_0 g_0 \pi a^2 h. \quad (1.22)$$

Arvestades valemit (1.20) saab leida vedeliku kapillaarse tõusu

$$h \approx 2 \frac{L_C^2}{a} \cos \chi, \quad (1.23)$$

kus $L_C = \sqrt{\frac{\alpha}{\rho_0 g_0}}$ on nn kapillaari konstant, a – kapillaari raadius.

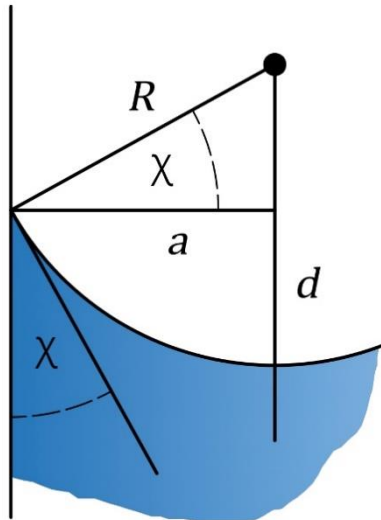
Kapillaarne tõus on positiivne teravate kontaktnurkade korral ($\chi < 90^\circ$) ja negatiivne nürinurga ($\chi > 90^\circ$) korral. Meniski kuju mittearvestamine on samaväärne eeldusega, et toru raadius on palju väiksem kui kapillaari konstant L_C .

Enamasti märgavate vedelike puhul võib tõusu põhjustada ka vee-õhu-klaasi kontaktjoone terav kokkupuutenurk, mis muudab toru sees oleva pinna nõgusaks, nii et kumeruse keskpunkt jääb väljapoole vedelikku. Pindpinevus tekitab alarõhu just vedeliku pinna all ja see põhjustab veesamba tõusu. Elavhõbe oma nürinurgalise kontaktnurgaga tekitab positiivse rõhu hüppe, mis paneb vedeliku langema tasemele, kus rõhk pinna all võrdub ümbritseva hüdrostaatilise rõhuga samal tasemel väljaspool. Kui toru raadius a on kapillaari konstandiga L_C võrreldes väike, ei mõjuta gravitatsioon meniski kuju ja tema pinda võib vaadelda kui raadiusega R sfääri osa (Joonis 1.21).

Toru raadius on siis $a \approx R \cos \chi$ ja meniski sügavus keskel $d \approx R(1 - \sin \chi)$. Elimineerides sfääri raadiuse R , saame

$$d \approx a \frac{1 - \sin \chi}{\cos \chi}. \quad (1.24)$$

Valem (1.24) võimaldab leida meniski maksimaalse sügavuse, kui on teada kapillaartoru raadius ning kokkupuutenurk.



Joonis 1.21. Meniski sfääriline pind terava kontaktnurgaga kitsas ümmarguses torus.

1.3. Pinnase soojusrežiim

Maapinna kiirgusbilansi võrrandi saab kirjutada kujul ([2] valem (2.26))

$$B = B_K + B_L = Q - R_Q + E \uparrow - E \downarrow - R_E, \quad (1.25)$$

kus B_K on on kiirgusbilansi lühilaineline komponent (st summaarse ja peegeldunud kiirguse vahe); B_L on kiirgusbilansi pikalaineline komponent. Kiirgusbilansi pikalainelist komponenti kujundavad atmosfääri soojuskiirgus ehk vastukiirgus $E \downarrow$, aluspinna infrapunane kiirgus $E \uparrow$ ja aluspinnalt peegeldunud atmosfääri vastukiirgus R_E .

Maapinna poolt saadud kiirgusenergia soojendab mulda ja õhku ning aurustab vett. Seega võime maapinna energia tasakaalu kirjutada järgmiselt:

$$B = S + A + L \cdot E, \quad (1.26)$$

kus S on soojusvoog pinnasesse, A on pinnalt õhku ülekantava soojusvoo tihedus ja $L \cdot E$ on vee aurustumiseks kuluv soojusvoog, mis on aurustumiskiiruse E ja vee aurustumissoojuse L korrutis.

Soojusjuhtivust kirjeldav seadus, mida nimetatakse ka Fourier' seaduseks, sätestab, et homogeenses kehas levib soojus temperatuuri gradiendi suunas ja on võrdeline temperatuuri gradiendiga

$$q_h = -\kappa \nabla T, \quad (1.27)$$

1. PINNAS

siin on q_h soojusvoog (s.t soojuse hulk, mis juhatakse läbi ristlõikepindala ajaühikus), κ on soojusjuhtivus ja ∇T on temperatuuri T ruumiline gradient. Ühemõõtmelisel juhtumil saab selle kirjutatuda kujul

$$q_h = -\kappa_x(dT/dx) \text{ või } q_h = -\kappa_z(dT/dz), \quad (1.28)$$

dT/dx on siin temperatuuri gradient suvalises suunas x ja dT/dz on konkreetsetl pinna vertikaalsuunaline gradient, kusjuures sügavus $z = 0$ on maapind. Miinusmärk nendes võrrandites tähendab, et soojus voolab kõrgema temperatuuriga piirkonnast madalama temperatuuriga piirkonda.

Valem (1.28) võimaldab kirjeldada soojusjuhtivust statsionaarses seisundis tingimustel, kus temperatuur on keskkonna igas punktis muutumatu ning soojusvoog ajas ja ruumis konstantne. Muutuvate tingimuste korral tuleb kasutada täpsemat seost, mille põhjal soojusallikate ja -neelude puudumisel kehtib seos:

$$\rho c_m(\partial T/\partial t) = -\nabla \cdot (\kappa \nabla T), \quad (1.29)$$

mis ühedimensionaalsel juhul avaldub kujul

$$\rho c_m(\partial T/\partial t) = (\partial/\partial t)[\kappa(\partial T/\partial x)]. \quad (1.30)$$

Mõnikord peame võib-olla arvestama võimalike soojuse allikatega või neeludega. Soojusallikateks võivad olla sellised nähtused nagu orgaanilise aine lagunemine, kuiva mulla niiskumine ja veeauru kondenseerumine. Soojuse neelud on tavaliselt seotud vee aurustumisega. Kui kõiki neid allikaid ja neelusid kokku võtta ühtsesse mõistesse S , võime võrrandi (1.30) ümber kirjutada järgmiselt

$$\rho c_m(\partial T/\partial t) = (\partial/\partial t)[\kappa(\partial T/\partial x)] \pm S(x, t). \quad (1.31)$$

Võtame kasutusele termilise difusiooni koefitsiendi D_T , mis on soojusjuhtivuse κ suhe soojusmahtuvusse $C = \rho c_m$ ehk

$$D_T = \kappa/C = \kappa/\rho c_m. \quad (1.32)$$

Juhtumil, kui D_T ei sõltu ruumikoordinaadist x kehtib võrrand

$$\partial T/\partial t = D_T(d^2T/dx^2). \quad (1.33)$$

Selleks, et leida, kuidas temperatuur ruumis ja ajas muutub, on vaja teada kolme parameetri väärtust, nimelt soojusmahtuvust C , soojusjuhtivust κ ja soojuse hajuvust iseloomustavat parameetrit D_T . Neid koos nimetatakse pinnase termilisteks omadusteks.

Pinnase tegelikud soojuslikud omadused sõltuvad pinnase koostisest. Soojusmahtuvuse C väärtust saab hinnata, summeerides erinevate pinnase koostisosade soojusmahtuvused arvestades nende osamahte

$$C = \sum_{i=1}^n (f_{si}C_{si} + f_wC_w + f_aC_a), \quad (1.34)$$

kus f tähistab iga faasi mahuosa: tahke (alaindeksiga s), vesi (w) ja õhk (a). Tahke faas sisaldab n komponenti.

Tabel 1.2. Pinnase põhikomponentide termilised omadused temperatuuril 20 °C ja õhurõhul 1010 hPa.

Pinnase komponendid	Tihedus (Mg/m ³)	Erisoojus (kJ/kg K)	Soojusjuhtivus (W/m K)	Soojushajuvus (10 ⁻⁷ · m ² /s)
Kvarts	2,65	0,73	8,4	43
Mineraalne osa (keskmiselt)	2,65	0,73	2,9	15
Orgaaniline osa (keskmiselt)	1,30	1,9	0,25	1
Vesi	1,00	4,18	0,56	1,42
Jää (0 °C)	0,92	2,0	2,25	11,6
Õhk	0,0012	1,0	0,0026	0,21

Enamikul pinnase koosseisus olevatel mineraalidel on tiheduse väärtus ligikaudu sama suur (umbes $2,65 \cdot 10^3$ kg/m³) ja sama suur soojusmahtuvus ($2,0 \cdot 10^6$ J/m³ K). Kuna erinevat tüüpi orgaaniliste ainete sisaldust on raske eraldada, siis võib kõik need võtta kokku ühte orgaanilisse komponenti keskmise tihedusega $1,3 \cdot 10^3$ kg/m³ ja keskmise soojusmahtuvusega $2,5 \cdot 10^6$ J/m³ K. Ehkki vee tihedus on alla poole mineraalse aine tihedusest (umbes $1,0 \cdot 10^3$ kg/m³), on selle soojusmahtuvus üle kahe korra suurem ($4,2 \cdot 10^6$ J/m³ K). Kuna õhu tihedus on ainult umbes tuhandik vee tihedusest, võib õhu panuse komposiitmulla erisoojusse jätta üldse arvestamata.

Seega saab võrrandit (1.34) lihtsustada järgmiselt:

$$C = f_m C_m + f_o C_o + f_w C_w, \quad (1.35)$$

kus indeksid m, o ja w tähistavad vastavalt mineraalset ja orgaanilist osa ning vett. Tuleb tähele panna, et $f_m + f_o = 1 - f_a$ ning üldpoorsus $f = f_a + f_w$. Arvestades C_m, C_o ja C_w keskmisi väärtusi võib valemi (1.35) kirjutada kujul

$$C = 0,48 f_m + 0,60 f_o + f_w. \quad (1.36)$$

Külmunud või osaliselt külmunud pinnase puhul ei või valemit (1.36) kasutada, kuna jää tihedus ning soojusmahtuvus erinevad vee tihedusest ja soojusmahtuvusest.

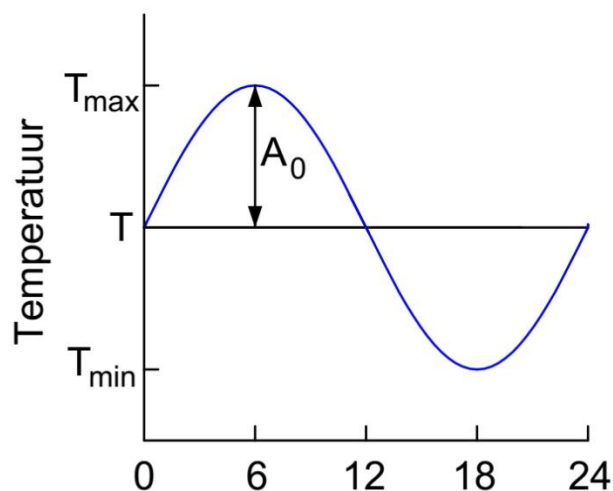
Looduses varieerub pinnase temperatuur pidevalt sõltuvalt maapinna ja atmosfääri vastastikmõjust. Oluline mõju on pidevalt muutuval meteoroloogilisel režiimil. Meteoroloogilist režiimi iseloomustavad lühemad ööpäevased ja pikema kestusega aastased tsüklid, aastaegade vaheldumine. Tavalised ööpäevased ja aastased tsüklid on mõjutatud paljude ebaregulaarsete episoodiliste nähtuste poolt nagu pilvisus, külmalained, kuumalained, vihma- või lumetormid ning põuaperioodid. Lisaks nendele välistele mõjudele on olulised veel pinnase enda omaduste ajaline muutumine (albedo, soojusmahtuvuse ja soojusjuhtivuse muutumine, kuna muld vaheldumisi märgub ja kuivab ning see tingib omaduste muutumist sõltuvalt sügavusest). Kõik need muutuvad tegurid raskendavad mullaprofiilide termilise

1. PINNAS

režiimi kindlakstegemist. Pinnase muutuvat termilist režiimi kirjeldava lihtsa mudeli puhul eeldame, et mulla kõikidel sügavustel võngub temperatuur harmooniliselt keskmise väärtuse ümber. Esialgu oletame, et kuigi mulla temperatuur varieerub erinevalt erineva sügavusega mullas, on keskmine temperatuur kõigi sügavuste jaoks sama. Valime algusaja ($t = 0$) nii, et pinna temperatuur sellel ajal oleks võrdne keskmise temperatuuriga. Temperatuuri pinnal saab seejärel väljendada aja funktsioonina (Joonis 1.22):

$$T(0, t) = T_{kesk} + A_0 \sin \omega t, \quad (1.37)$$

kus $T(0, t)$ on temperatuur $z = 0$ juures (maapinnal) aja funktsioonina; T_{kesk} on pinna keskmine temperatuur; A_0 on temperatuuri kõikumise amplituud; ω on kõikumise ringsagedus.



Joonis 1.22. Maapinna temperatuuri muutumine ööpäeva jooksul ideaalsel juhtumil.

Võrrand (1.37) kehtib maapinnal $z=0$. Oletame lihtsuse huvides, et lõpmata suurel sügavusel $z = \infty$ on temperatuur konstantne ja võrdne keskmise temperatuuriga T_{kesk} . Sel juhtumil saab ka temperatuuri mistahes sügavusel vaadelda aja suhtes siinusfunktsioonina (Joonis 1.23):

$$T(z, t) = T_{kesk} + A_z \sin[\omega t + \phi(z)], \quad (1.38)$$

kus A_z on temperatuuri muutumise amplituud sügavusel z . A_z ja $\phi(z)$ on sügavuse z , aga mitte aja t funktsioonid. Arvestades soojuse leviku võrrandit (1.33) on võrrandi (1.38) lahendiks

$$T(z, t) = T_{kesk} + A_0 [\sin(\omega t - z/d)] \cdot e^{-z/d}. \quad (1.39)$$

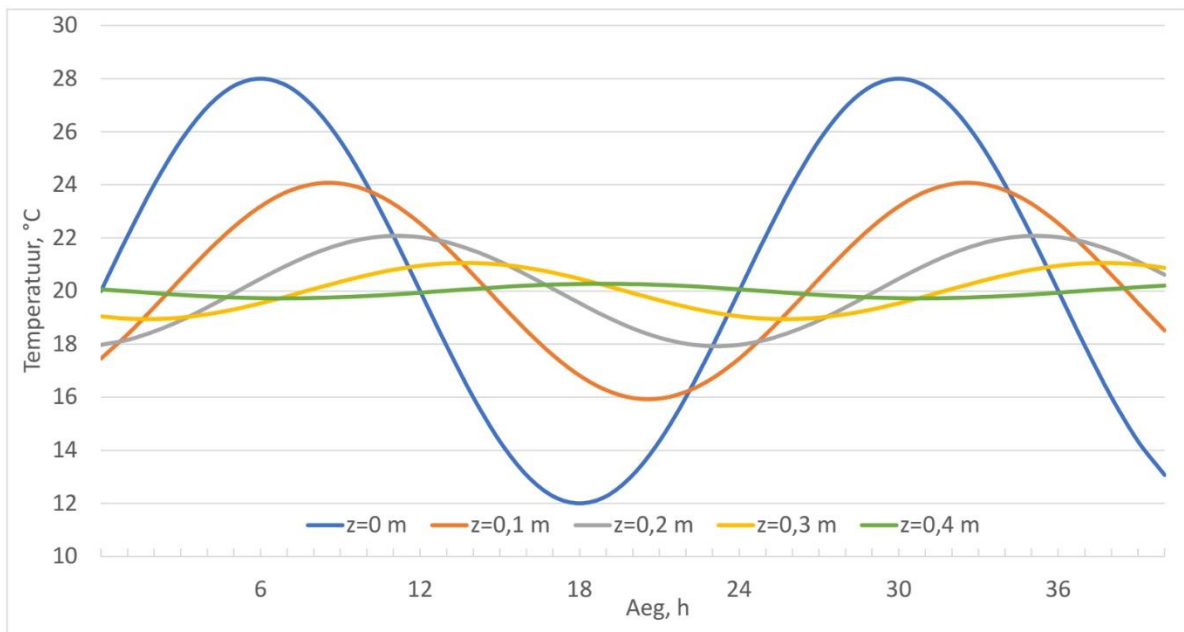
Konstant d on iseloomulik sügavus, mida nimetatakse sumbuvsügavuseks, mille juures temperatuuri amplituud on $1/e$ amplituudist A_0 mullapinnal. Sumbuvussügavus sõltub pinnase soojuslikest omadustest ja temperatuuri kõikumise sagedusest:

$$d = (2\kappa/C\omega)^{1/2} = (2D_h/\omega)^{1/2}. \quad (1.40)$$

On näha, et mis tahes sügavusel on temperatuuri kõikumise amplituud A_z amplituudist A_0 väiksem $e^{z/d}$ korda ja et kõikumistes toimub faasinihe (temperatuuri maksimumi ajaline viivitus) suurusega $-z/d$. Amplituudi vähenemine ja faaside mahajäämise suurenemine

sügavuse suurenemisega on tüüpilised nähtused perioodilise temperatuurilaine levimisel pinnases.

Sügavuse kasvades pinnase temperatuuri muutumisega ilmnevate temperatuurilainete sumbumise ja aeglustumise füüsikaline põhjus on selles, et teatud kogus soojust neeldub või eraldub soojuse levimise teel. Sumbumissügavus on pöördvõrdeliselt sõltuv sagedusest, nagu on näha valemist (1.40). Aastase muutuse korral on sumbumissügavus 19 korda suurem kui ööpäevase variatsiooni korral samas pinnases. Näiteks homogeense pinnase ($C = 2,1 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3\text{K}$; $\kappa = 1,68 \text{ W/mK}$) korral on ööpäevase muutumise puhul $d = 0,15 \text{ m}$ ja aastase kõikumise puhul $d = 2,8 \text{ m}$ (Joonis 1.23). Temperatuuri amplituud sügavusel $z = d$ on 0,37 amplituudist maapinnal, aga ainult umbes 0,05 amplituudist pinna sügavusel $z = 3d$.



Joonis 1.23. Homogeense pinnase ($C = 2,1 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3\text{K}$; $\kappa = 1,68 \text{ W/mK}$) temperatuuri varieerumine ööpäeva jooksul erinevatel sügavustel vastavalt valemile (1.39).

Kui vaadelda temperatuuri muutumist suvalisest ajahetkest t_0 lisandub võrrandis (1.39) algaas ϕ_0

$$T(z, t) = T_{kesk} + A_o [\sin(\omega t + \phi_0 - z/d)] \cdot e^{-z/d}. \quad (1.41)$$

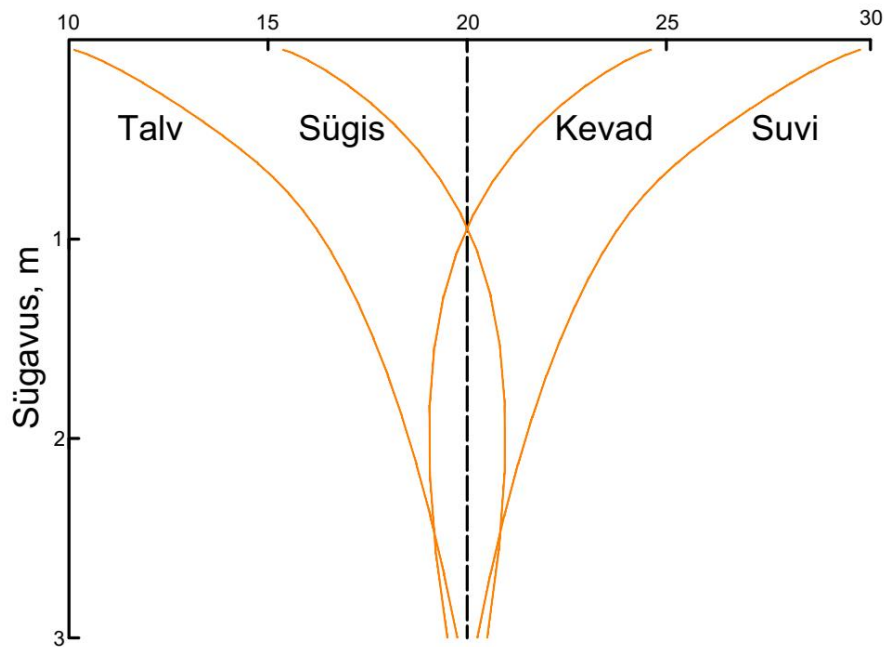
Pinnase temperatuuri aastane varieerumine põhjustab kõrvalekalded lihtsustatud mudeli eeldusest, et päeva keskmine temperatuur on kõigi profiili sügavuste puhul sama. Pinnase aastase ja ööpäevase temperatuuri muutusi saab väljendada avaldisega

$$T(z, t) = T_{kesk,a} + A_a [\sin(\omega_a t + \phi_a - z/d_a)] \cdot e^{-\frac{z}{d_a}} + A_p [\sin(\omega_p t + \phi_p - z/d_p)] \cdot e^{-\frac{z}{d_p}}, \quad (1.42)$$

kus indeksid a ja p viitavad vastavalt temperatuurilaine aastasele ja päevasele muutumisele. $T_{kesk,a}$ on aasta keskmine temperatuur. Päevased muutused on lühiajalised häired, mis liituvad

1. PINNAS

aastasele tsüklile. Ilmastikunäitajad (nt pilvisus või vihmane ilm) võivad põhjustada olulisi kõrvalekaldeid lihtsatest harmoonilistest kõikumistest, eriti igapäevaste tsüklite puhul. Pikaajalised kliima muutused võivad mõjutada ka iga-aastast tsüklit. Kuna aastane temperatuurilaine tungib palju sügavale kui igapäevane laine, siis tingivad muutusi ka pinnase termiliste omaduste muutumine nii sügavuti kui ka aja jooksul. Seetõttu kajastab valem (1.42) pinnase temperatuuri muutumist ainult kvalitatiivselt.



Joonis 1.24. Pinnase temperatuuri muutumine erinevatel aastaegadel külmavabas piirkonnas.

Pinnase temperatuuri profiilid, millised võivad külmavabas piirkonnas erinevatel aastaegadel esineda, on esitatud Joonisel 1.24.

1.4. Ülesanded

- 1.1. 40-grammine õhukuiva pinnase analüüsi tulemused on järgmised: vee mass õhu käes kuivatatud pinnases on 1,2 g, liiva mass proovis 6,5 g, muda mass proovis 19,3 g. Kui suur on liiva, muda ja savi osakaal pinnases? (16,8%; 49,7%; 33,5%)
- 1.2. Leida pinnase, mille tihedus on $1,46 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$, poorsus, kui tahkete ainete tihedus on $2,6 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ ja orgaaniline aine moodustab 10% tahkest ainest (mahu järgi). (0,44)
- 1.3. Leida pinnase, mille tihedus on $1,6 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$, maksimaalne võimalik veesisaldus, kui tahkete ainete tihedus on $2,6 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ ja orgaaniline aine moodustab 20% tahkest ainest (mahu järgi). (0,38)
- 1.4. Pinnaseproovid võetakse 7,6 cm läbimõõduga proovivõtuanumaga 7,6 cm sügavusest. Proovivõtuanum kaalub 300 g. Proovivõtuanuma kaal koos märja mulla kaaluga on 1000 g. Ahjus kuivatamisel temperatuuril 105 °C kaalus proovivõtuanum koos kuiva pinnasega 860 g. Arvutage märg ja kuiv puistetihedus ja niiskusesisaldus. ($2,03 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$; $1,62 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$; 25%)

- 1.5. Kasvuhoone märja mulla puistetihedus on $1,7 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ ja kuiv puistetihedus $1,4 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$. Arvutage mulla niiskusesisaldus ning õhuga täidetud poorsus. (30%; 17,2%)
- 1.6. Arvutage segu, mis sisaldab 48 massiprotsenti kvartsi ($2,65 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$), 50 massiprotsenti vermikuliiti ($2,3 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$) ja 2 massiprotsenti mulla orgaanilist ainet ($1,4 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$), puistetihedus. ($2,43 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$)
- 1.7. Kui suur on vee kapillaarne tõus klaastorus, mille läbimõõt on 0,5 mm. (3 cm)
- 1.8. Leida statsionaarne ühemõõtmeline soojusvoog ja summaarne soojusülekanne 1 tunni jooksul läbi 20 cm paksuse pinnasekihi kui soojusjuhtivus on $3,0 \text{ Wm}^{-1}\text{°C}^{-1}$ ja temperatuuride erinevus 10 °C . ($6 \text{ J/m}^2\text{s}$; $15,6 \text{ kJ/m}^2$)
- 1.9. 10 cm paksuse pinnaseproovi ülemist pinda, mille põhi on soojusisoleeritud, toimub soojusvoog $4,2 \text{ Wm}^{-2}$. Arvutage temperatuuri muutumise ajalane kiirus ja kogu temperatuuri tõus tunnis, kui pinnase tihedus on $1,2 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ ja soojusmahutavus on $0,3 \cdot 10^3 \text{ J/m}^3$. ($1,16 \cdot 10^{-4} \text{ °C/s}$; $0,4 \text{ °C/h}$)
- 1.10 Kui suur on homogeense pinnase ($C = 2,1 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3\text{K}$; $\kappa = 1,68 \text{ W/mK}$) maksimaalne temperatuur ööpäeva jooksul, kui keskmine temperatuur on 20 °C ? (28 °C)

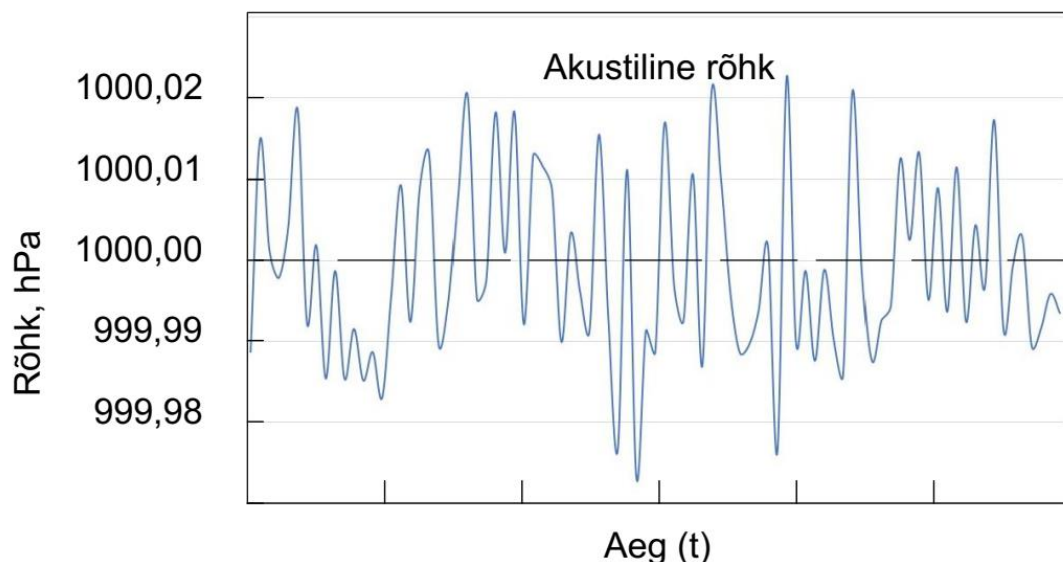
2. MÜRA

Müra on soovimatu, ebasoovitatav või kahjulik heli.

2.1. Helirõhk

Atmosfääri iseloomustab hüdrostaatiline rõhk, mis on põhjustatud ülalpool oleva õhu raskusest. Merepinnal on normaalne õhurõhk $1,013 \cdot 10^5$ Pa, aga õhurõhk võib sõltuvalt meteoroloogilistest tingimustest varieeruda $\pm 5\%$. Õhurõhk väheneb kõrgusega maapinnast.

Heli kujutab endast väikeste aga kiirete õhurõhu muutuste (fluktuatsioonide) levimist atmosfääris (Joonis 2.1). Õhurõhu fluktuatsioonid ehk akustiline rõhk p ei ületa ± 1 Pa, akustilise rõhu keskmine väärtus on null.



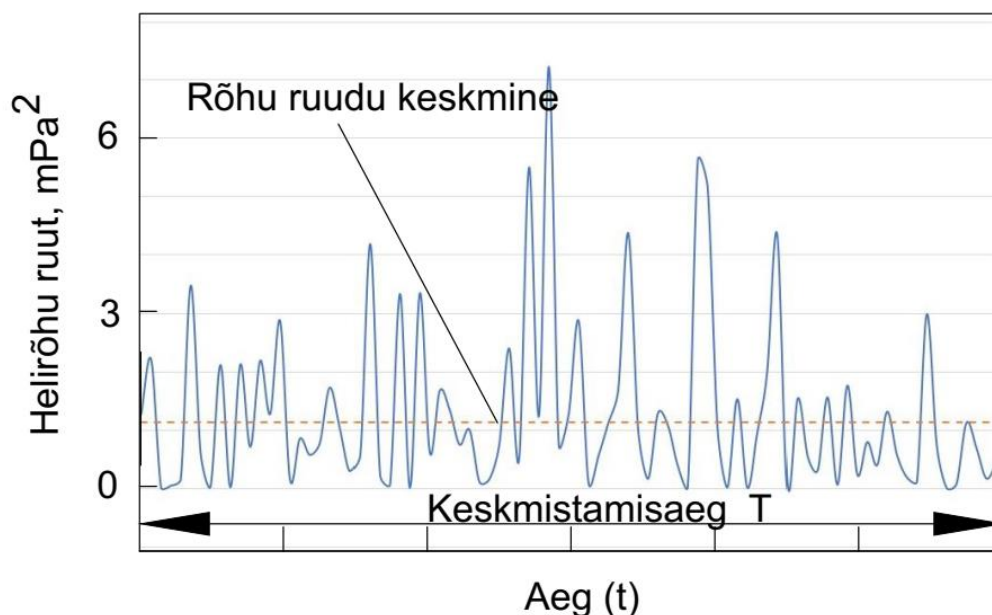
Joonis 2.1. Õhurõhu fluktuatsioonid ehk akustiline rõhk võrrelduna atmosfääri rõhuga.

Õhurõhu fluktuatsioonide keskmist väärtust ei saa heli iseloomustamiseks kasutada. Ühe sagedusega harmoonilise signaali korral oleks võimalik kasutada amplituudi, aga mitmesagedusliku signaali või juhusliku sagedusega helisignaali korral ei ole võimalik amplituudi määrata. Seetõttu kasutatakse helisignaali iseloomustamiseks mingil ajavahemikul T fluktuatsioonide ruudu keskmist

$$\overline{p^2} = \frac{1}{T} \int_{t_1}^{t_1+T} p^2(t) dt, \quad (2.1)$$

kus t_1 on suvaline aeg. Joonisel 2.2 on kujutatud akustilise rõhu ruut ja tema ruudu keskmine. Kuna selle suuruse dimensioon on rõhu väärtus ruudus, kasutatakse sageli rõhu fluktuatsioonide (akustilise rõhu) ruudu ruutkeskmist väärtust, mida tähistatakse p_{rk} -ga ja mis on ruutjuur

akustilise rõhu ruudu keskmisest $p_{rk} = \sqrt{\overline{p^2}}$. Lisaks rõhu muutustele tähendab akustiline häire ka ajas sõltuvaid variatsioone tihedustes.



Joonis 2.2. Akustilise rõhu ruut ja rõhu ruudu keskmine väärtus.

Akustilised rõhu fluktuatsioonid on väga kiired, kuuldava heli puhul jäävad need vahemikku 20 kuni 20000 võnget sekundis. Kui rõhk muutub sinusoidaalselt perioodiga T , siis võnkumist iseloomustatakse sagedusega f , mis on perioodi pöördväärtus. Heli, mis koosneb ainult ühest sinusoidaalsest võnkumisest (võnkumine toimub vastavalt siinus või kosinus funktsioonile), on tuntud puhastoonina. Kuna aga suvalist helisignaali on võimalik vaadelda kui lõpmatu hulga sinusoidaalsete puhastoonide summat, siis saab sinusoidaalsete võnkumiste omaduste põhjal teha üldistusi suvalise koostisega helisignaali kohta.

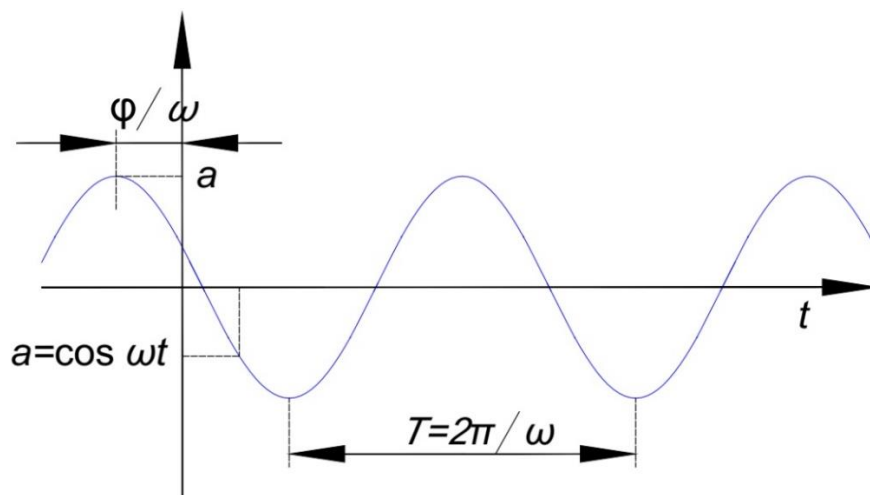
Rõhu ajas harmooniliselt toimuvat sinusoidaalset võnkumist (Joonis 2.3) saab kirjeldada seosega

$$p(t) = a \cos(\omega t + \varphi), \quad (2.2)$$

kus ω on nn ringsagedus (mõõtühik radiaani sekundis) ja φ algfaas.

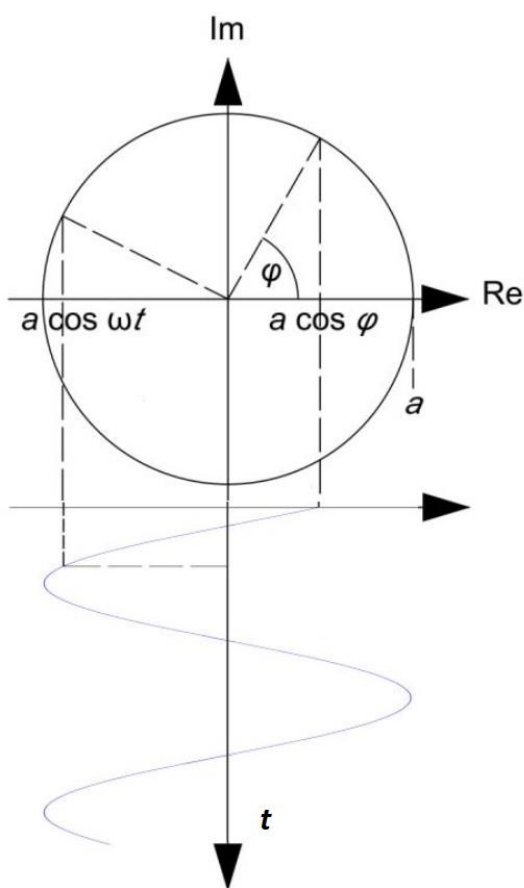
Selline signaal muutub perioodiga T

$$T = \frac{1}{f} = \frac{2\pi}{\omega}. \quad (2.3)$$



Joonis 2.3. Harmooniline võnkumine.

Niisugust harmoonilist võnkumist võib vaadelda kui ringliikumise projektsiooni horisontaalsele teljele (Joonis 2.4).



Joonis 2.4. Harmooniline võnkumine kui ringliikumise projektsioon.

Ringi raadius on a , ajaga t sooritatud pöördenurk on võrdne $\theta = \omega t + \varphi$, kus ω on ringliikumise nurkkiirus. Algfaas φ on pöördenurk ajahetkel $t = 0$.

Rõhu harmoonilisel muutumisel (valem 2.2) saab akustilise rõhu ruudu ühe või mitme perioodi keskmise leida järgmise valemiga

$$\overline{p^2} = \frac{1}{T} \int_0^T a^2 \cos^2(\omega t + \varphi) dt = \frac{a^2}{2}. \quad (2.4)$$

Siin on kasutatud seost $\cos^2 \theta = \frac{1}{2}(1 + \cos 2\theta)$ ning asjaolu, et kosinuse integraal üle perioodi on võrdne nulliga. Harmoonilise signaali puhul $p_{rk} = a/\sqrt{2}$.

Rõhu ajas toimuvate harmooniliste muutuste puhul on mugav kasutada kompleksarve, kuna see võimaldab probleemide käsitlemist oluliselt lihtsustada.

Vastavalt Euleri valemile

$$e^{i\theta} = \cos \theta + i \sin \theta, \quad (2.5)$$

kus $i = \sqrt{-1}$ on imaginaarühik. Siit tuleneb, et

$$\cos \theta = \operatorname{Re}(e^{i\theta}); \quad \sin \theta = \operatorname{Im}(e^{i\theta}), \quad (2.6)$$

kus $\operatorname{Re}(x)$ imaginaararvu x reaalsosa ja $\operatorname{Im}(x)$ arvu x imaginaarososa (Joonis 2.4). Seega saame valemi (2.2) esitada kujul

$$p(t) = \operatorname{Re}\{ae^{i(\omega t + \varphi)}\} = \operatorname{Re}\{ae^{i\varphi} e^{i\omega t}\} \quad (2.7)$$

või veel üldisemal kujul

$$p(t) = \operatorname{Re}\{Ae^{i(\omega t)}\} \text{ kus } A = ae^{i\varphi}. \quad (2.8)$$

Tuleb tähele panna, et rõhk ei ole A reaalsosa, vaid on valemis (2.8) toodud ajas muutuva teguri reaalsosa.

Akustilise rõhu muutuste amplituudid võivad muutuda väga suurtes piirides - alates 10^{-5} Pa kuni 10^2 Pa jäädes samal ajal oluliselt väiksemaks atmosfääri rõhust p_0 . Võimalike amplituudide väga suure muutumise tõttu kasutatakse logaritmilist skaalat. Selle lähenemise üheks eeliseks on ka asjaolu, et heli valjuse tajumine inimese poolt on samuti ligikaudu logaritmiline: iga helirõhu amplituudi kahekordistumine vastab valjuse muutumisele ühe astme võrra.

Mingi suuruse tase detsibellides (dB) on üldjuhul defineeritud kui 10 kordne kümnendlogaritm suhtarvust:

$$\text{Tase} = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{\text{Suuruse väärtus}}{\text{Kontrollväärtus}} \right), \quad (2.9)$$

kus „suurus“ võib olla mis tahes asjakohane muutuja. Logaritmilise skaala kasutamine sellisel kujul tähendab, et peab olema määratud kontrollväärtus: 0 dB tähendab, et suurus on võrdne kontrollväärtusega.

Helirõhk logaritmilise skaalas avaldub seosega

$$L_p = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{\overline{p^2}}{p_{ref}^2} \right), \quad (2.10)$$

kus p_{ref} on kontrollrõhk, mille väärtuseks võetakse tavaliselt 20 µPa. Selline kontrollrõhu väärtus vastab minimaalsele 1 kHz puhastooni akustilise rõhu ruudu keskmisele väärtusele, mida nooremad täiskasvanud inimesed suudavad kuulda. See nn kuuldelävi sagedusel 1 kHz vastab helirõhu tasemele 0 dB. Kasutades akustilise rõhu ruutkeskmist väärtust p_{rk} , saab L_p avaldada ka teisiti

$$L_p = 20 \cdot \log_{10} \left(\frac{p_{rk}}{p_{ref}} \right). \quad (2.11)$$

Mõningate heliallikate poolt tekitatud helirõhkude tüüpilised väärtused on esitatud Tabelis 2.1.

Tabel 2.1. Tüüpilised helirõhu ruutkeskmised väärtused p_{rk} ja vastavad helirõhu tasemed.

Heli allikas	p_{rk} (dB)	L_p (dB re $2 \cdot 10^{-5}$ Pa)
Reaktiivmootor	200	140
Rock-kontsert	20	120
Suruõhuvasar	2	100
Tolmuimeja	0,2	80
Tavaline kõne	0,02	60
Elamurajoon öösel	0,002	40
Puulehtede sahin	0,0002	20
Kuuldelävi	0,00002	0

2.2. Heli levimine

Heli levimine on nähtus, kus võnkumiste energia levib keskkonnas rõhu fluktuatsioonidest tingitud keskkonnaosakeste võnkumiste kaudu.

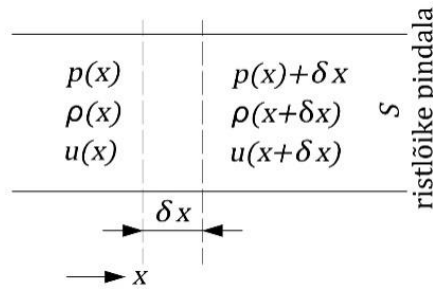
Heli allika poolt tekitatakse keskkonnas rõhu muutus (akustiline rõhk) p , seega kogurõhk

$$p_k = p_0 + p, \quad (2.12)$$

kus p on väike võrreldes ümbritseva keskkonna rõhuga p_0 . Samamoodi muutub ka keskkonna tihedus olles kokkusurutud või hõrendatud olekus

$$\rho_k = \rho_0 + \rho, \quad (2.13)$$

kus ρ_0 on keskkonna nominaalne tihedus ning ρ on tiheduse akustiline variatsioon. Võnkuvad keskkonnaosakesed liiguvad kiirusega u suunas x .

Joonis 2.5. Keskkonna omaduste muutumine suunas x .

Neid kolme suurust: rõhku, tihedust ja kiirust saab kasutada akustiliste fluktuatsioonide kirjeldamiseks. Vaatleme keskkonna väikest osa pikkusega δx ning ristlõike pindalaga S (Joonis 2.5). Selles ruumalas oleva aine mass on $\rho_k \delta x S$.

Kontrollruumalas oleva massi suurenemist saab leida järgmise seosega

$$\frac{\partial \rho_k}{\partial t} \delta x S = \frac{\partial \rho}{\partial t} \delta x S, \quad (2.14)$$

kuna ρ_0 ei sõltu ajast. See on võrdne massi juurdevooluga kontrollruumalasse. Vasakult poolt kontrollruumala on massi sissevool võrdne $\rho_k u S$, paremalt poolt aga toimub massi väljavool $\rho_k u S$, kus suurustel on kaugusel $x + \delta x$ väärtused muutunud. Suvalise suuruse h muutusi võib esimeses lähenduses kirjeldada järgmise seosega

$$h(x + \delta x) = h(x) + \frac{\partial h}{\partial x} \delta x. \quad (2.15)$$

Seega saame massi sissevoolu kontrollruumalasse leida järgmiselt

$$\rho_k u S - \left[\rho_k u + \frac{\partial(\rho_k u)}{\partial x} \delta x \right] S = - \frac{\partial(\rho_k u)}{\partial x} \delta x S. \quad (2.16)$$

Kirjutades lahti korrutise tuletise saame

$$\frac{\partial(\rho_k u)}{\partial x} = u \frac{\partial \rho_k}{\partial x} + \rho_k \frac{\partial u}{\partial x}. \quad (2.17)$$

Arvestades, et $\rho_k = \rho_0 + \rho$ ja $\frac{\partial \rho_0}{\partial x} = 0$,

$$\frac{\partial(\rho_k u)}{\partial x} = u \frac{\partial \rho}{\partial x} + (\rho_0 + \rho) \frac{\partial u}{\partial x}. \quad (2.18)$$

Arvestame, et võnkumised toimuvad väikese amplituudiga, siis suurusi $u(\partial u / \partial x)$ ja $\rho(\partial u / \partial x)$ kui kahe väikese suuruse korrutisi võib jätta arvestamata. Seega saame valemi (2.14) avaldada kujul

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad (2.19)$$

mis on tuntud kui lineariseeritud massi jäävuse seadus.

2. MÜRA

Edasi rakendame kontrollruumalale liikumishulga jäävuse seadust. Jõud, mis mõjub kontrollruumalas olevale ainele x -suunas, on võrdne tahkudele mõjuva rõhkude vahe ja ristlõike pindala korrutisega

$$p_k S - \left(p_k - \frac{\partial p_k}{\partial x} \delta x \right) S = - \frac{\partial p_k}{\partial x} \delta x S = - \frac{\partial p}{\partial x} \delta x S. \quad (2.20)$$

Liikumishulga jäävuse seaduse (Newtoni II seadusest tulenev) põhjal on rakendatav jõud võrdne keskkonnaosakese massi $m = \rho_k \delta x S \approx \rho_0 \delta x S$ ja kiirenduse korrutisega. Pideva keskkonna liikuva osakese kiirendus avaldub valemiga

$$\frac{Du}{Dt} = u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial t}, \quad (2.21)$$

kus D/Dt on materiaalse tuletise operaator. Pideva keskkonna mehaanikas kirjeldab materiaalne tuletis mõnest keskkonna osakese füüsikalisest suurusest aja järgi võetud tuletist, kui antud osake on keskkonnas, milles füüsikaline suurus sõltub aja- ja ruumimuutujatest. Esimene liidetav on kahe väikese suuruse korrutis, mida võib nende väiksuse tõttu mitte arvestada. Seega kiirenduse korrutis osakese massiga on võrdne $\rho_0 \delta x S (\partial u / \partial t)$ ning arvestades (2.20) saame

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} = 0. \quad (2.22)$$

Seos (2.22) on tuntud kui lineariseeritud liikumishulga jäävuse seadus ehk Euleri võrrand.

Heli levimise kirjeldamiseks on vaja veel kolmandat võrrandit, mis seoks omavahel rõhu ja tiheduse. Enamikul juhtumitel toimuvad akustilised kokkusurumised kiiresti ning ei too endaga kaasa soojusülekanne kokkusurutud keskkonnaosakeselt ümbritsevale keskkonnale. Sellistel asjaoludel võib kokkusurumist lugeda konstantse entroopiaga protsessiks, milles tiheduse muutumine keskkonnas on määratud ainult rõhu muutusega ning ei ole sõltuv temperatuuri muutumisest, seda hoolimata asjaolust, et gaasi või vedeliku temperatuur kõigub veidi kokkusurumise ja hõrenemise käigus. Ideaalse gaasi puhul (õhu omadused on lähedased ideaalse gaasi omadustele) kehtib adiabaatilisel kokkusurumisel (adiabaatilisel protsessil puudub soojusvahetus kokkusurutud osakese ja ümbritseva keskkonna vahel) summaarse rõhu p_k ja summaarse tiheduse ρ_k vahel seos

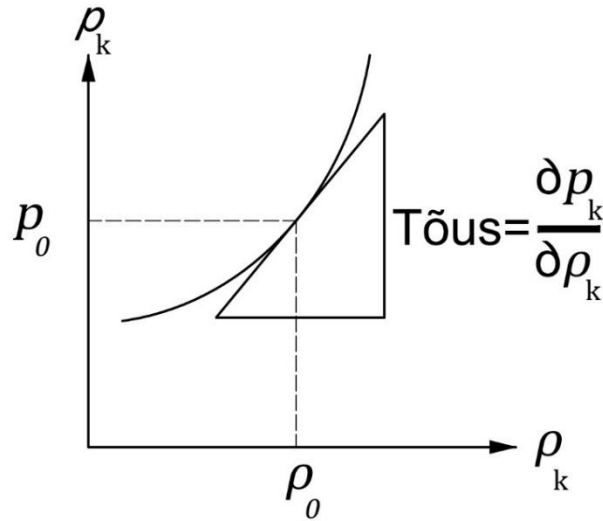
$$p_k = p_0 \left(\frac{\rho_k}{\rho_0} \right)^\gamma, \quad (2.23)$$

kus γ on gaasi erisoojuste suhe, mille väärtus õhu puhul on 1,4.

Selline mittelineaarne seos on skemaatiliselt näha Joonisel 2.6.

Seost akustilise rõhu ja tiheduse vahel võib leida valemist (2.23) tihedusel ρ_0 leitud gradiendi abil. Selle saame esitada kujul

$$\frac{p}{\rho} = \frac{\partial p_k}{\partial \rho_k} \Big|_{\rho_k = \rho_0} = \gamma p_0 \frac{(\rho_k)^{\gamma-1}}{(\rho_0)^\gamma} \Big|_{\rho_k = \rho_0} = \frac{\gamma p_0}{\rho_0}. \quad (2.24)$$



Joonis 2.6. Seos rõhu ja tiheduse vahel mingil ajahetkel.

Kui diferentseerime seost (2.19) aja t järgi ja seost (2.22) x järgi ning võrdsustame nendes esineva ühise liikme saame

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = 0. \quad (2.25)$$

Kasutades akustilise rõhu ja tiheduse fluktuatsioonide omavahelist seost (2.24) saame valemist (2.25) akustiliste rõhu fluktuatsioonide ühemõõtmelise laine võrrandi

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0, \quad (2.26)$$

kus c_0 on määratud järgmise seosega

$$c_0^2 = \frac{\gamma p_0}{\rho_0}. \quad (2.27)$$

Edaspidi näeme, et c_0 on akustilise häirituse levimise kiirus keskkonnas. Valemist (2.24) tuleneb, et kõikide lineaarsete akustiliste väljade puhul kehtib seos

$$p = c_0^2 \rho, \quad (2.28)$$

seega ka tiheduse ρ puhul kehtib laine võrrand (kuna c_0 on antud keskkonna jaoks konstant) nagu ka osakese kiiruse u kohta.

Kasutades ideaalse gaasi oleku võrrandit $p_k = \rho_k R T_a$, kus R on gaasi erikontant ja T_a absoluutne temperatuur, saame

$$c_0^2 = \gamma R T_a. \quad (2.29)$$

Valem (2.26) seostab akustilised rõhumuutused ruumis (koordinaat x) ja ajas t .

Ühemõõtmelise laine võrrandi lahenduse üldisel kujul pakkus esimesena välja d’Alambert:

$$p(x, t) = f(t - x/c_0) + g\left(t + \frac{x}{c_0}\right), \quad (2.30)$$

kus f ja g on suvalised funktsioonid. Selles, et tegemist on lainevõrrandi lahenditega, saab veenduda leides tuletised

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}\{f(t - x/c_0)\} = f''(t - x/c_0) \quad (2.31)$$

ja

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}\{f(t - x/c_0)\} = \frac{1}{c_0^2} f''(t - x/c_0), \quad (2.32)$$

mis rahuldavad võrrandit (2.26). Samamoodi saame kontrollida ka funktsiooni g . Nendel kahel funktsioonil on kindel füüsikaline sisu. Esimene funktsioon $f(t - x/c_0)$ kirjeldab rõhu häirituse levimist x -telje positiivses suunas. Samamoodi kirjeldab funktsioon $g\left(t + \frac{x}{c_0}\right)$ fluktuatsiooni, mis liigub x -telje negatiivses suunas. Positiivses suunas leviva laine puhul tähendab seos (2.30), et häiritus $f(t)$, mis on tekkinud $x = 0$ jõuab kaugusele x aja x/c_0 võrra hiljem. Häiritus liigub konstantse kiirusega säilitades oma esialgse kuju. Seega suurust c_0 võib vaadelda kui kiirust, millega häiritus keskkonnas levib. Sama kehtib ka funktsiooni g kohta, mis kirjeldab häirituse levimist x -telje negatiivses suunas.

Erilist huvi pakuvad funktsioonid f (ja g), mis kirjeldavad harmoonilisi muutusi ajas. Kasutades ajast sõltuvuse väljendamiseks kompleksarvu $e^{i\omega t}$, saame vastava funktsiooni f esitada kujul

$$f(t - x/c_0) = \operatorname{Re}\{Ae^{i\omega(t-x/c_0)}\} = \operatorname{Re}\{Ae^{i(\omega t - kx)}\} \quad (2.33)$$

ehk, kirjutades $A = ae^{i\varphi}$:

$$f(t - x/c_0) = a \cos(\omega t - kx + \varphi). \quad (2.34)$$

Suurus $k = \omega/c_0$ on tuntud lainearvuna ning näitab faasi muutust pikkusühikul, teda võib käsitleda ka ruumsagedusena.

Joonistel 2.7 ja 2.8 on esitatud harmoonilise häirituse muutumine ruumis ja ajas. Võnkumise periood T on määratud valemiga (2.3). Samamoodi iseloomustab ruumilist varieeruvust lainepikkus λ , mis on kahe järjestikuse samas faasis võnkuva punkti vaheline kaugus

$$\lambda = \frac{2\pi}{k}. \quad (2.35)$$

Asendades k , saame

$$\lambda = \frac{c_0}{f} = c_0 T. \quad (2.36)$$

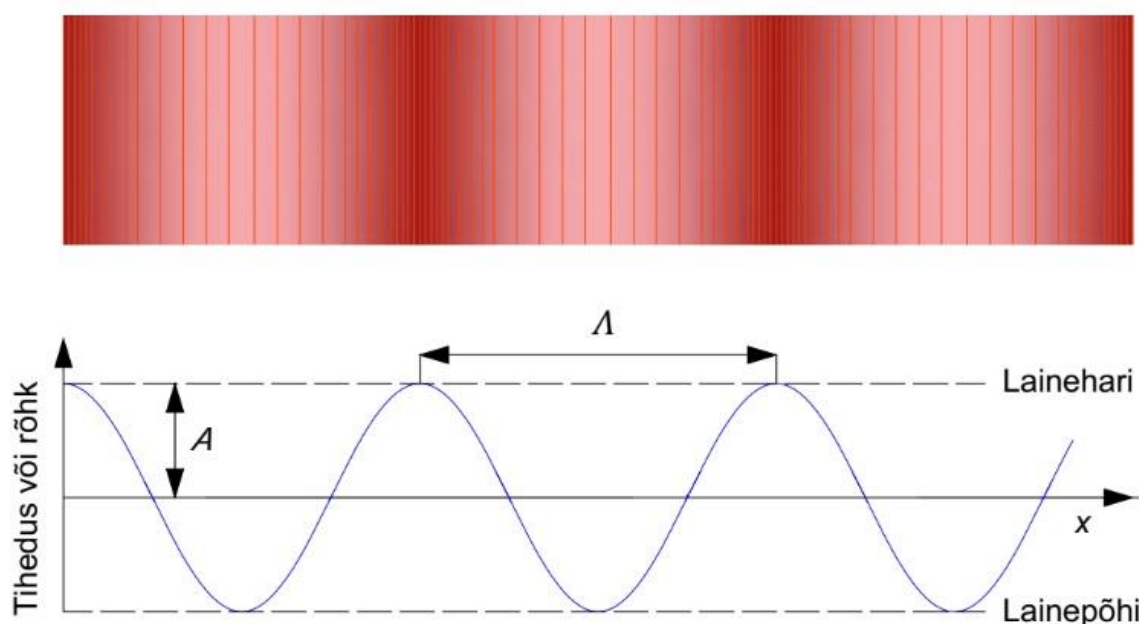
Ühe kindla sagedusega akustiliste võnkumiste käsitlemisel on võimalik defineerida ruumist sõltuv kompleksne rõhk, mida tavaliselt tähistatakse $p(x)$. Tegelik rõhu fluktuatsioon leitakse valemist

$$p(x, t) = \operatorname{Re}\{p(x)e^{i\omega t}\}. \quad (2.37)$$

Juhtumil, kui on tegemist positiivses suunas leviva harmoonilise lainega, on kompleksne rõhk $p(x) = Ae^{-ikt}$, negatiivses suunas leviva laine puhul aga $p(x) = Be^{-ikt}$. Kasutades seost (2.37) lainevõrrandis, saame

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \operatorname{Re}\{p(x)e^{i\omega t}\} = 0. \quad (2.38)$$

Rõhu muutumine



Joonis 2.7. Laine levimine ruumis.

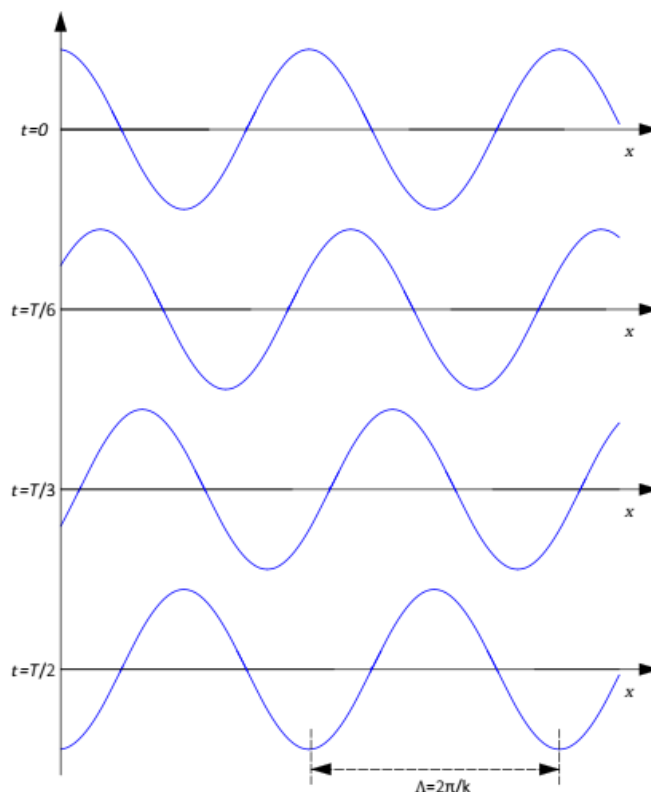
Reaalosa võtmise võib laiendada väljapoole diferentsiaaloperaatorit, mis võimaldab selle seose esitada kujul

$$\operatorname{Re} \left\{ \left[\frac{\partial^2 p(x)}{\partial x^2} + \frac{\omega^2}{c_0^2} p(x) \right] e^{i\omega t} \right\} = 0. \quad (2.39)$$

Võrrand (2.39) peab kehtima kõikidel ajamomentidel t kaasa arvatud juhul kui $e^{i\omega t} = 1$ ning ka $e^{i\omega t} = i$. Et need mõlemad tingimused oleksid täidetud, peab kandilistes sulgudes oleva suuruse nii reaals- kui ka imaginaarosa võrduma nulliga, seega

$$\frac{d^2 p(x)}{dx^2} + k^2 p(x) = 0. \quad (2.40)$$

2. MÜRA



Joonis 2.8. Laine levimine ajas ja ruumis.

Võrrand (2.40) on tuntud ühedimensionaalse Helmholtzi võrrandina, mida peab rahuldama kompleksne rõhk $p(x)$. Lihtne on kontrollida, et $p(x) = Ae^{-ikx}$ ja $p(x) = Be^{-ikx}$ on võrrandi (2.40) lahenditeks. Oluline on tähele panna, et võrrand (2.40) on harilik diferentsiaalvõrrand, samas kui lainevõrrand (2.26) on osatuletistega diferentsiaalvõrrand.

Seos (2.29) kirjeldab heli kiiruse ja gaasi temperatuuri seost. Atmosfääri normaalarõhul olevas õhus võib selle seose kirjutada kujul

$$c_0 = 331 \sqrt{1 + \frac{T_C}{273}} \approx 331 + 0,6T_C, \quad (2.41)$$

kus T_C on õhu temperatuur Celsiuse kraadides. Õhutemperatuuril 20°C on laine kiiruseks $c_0 = 343 \frac{\text{m}}{\text{s}}$.

Kasutades lineariseeritud liikumishulga jäävuse seaduses (2.22) suvalist edasi-suunas levivat lainet kirjeldavat funktsiooni f seosest (2.30) saame

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{1}{c_0} f'(t-x/c_0), \quad (2.42)$$

millest tuleneb, et $\partial p / \partial t = \rho_0 c_0 \partial u / \partial t$ ja seega

$$p = \rho_0 c_0 u. \quad (2.43)$$

Samamoodi, negatiivses suunas leviva laine puhul saame, et $p = -\rho_0 c_0 u$. Seega iga ühedimensionaalse laine puhul on rõhk ja osakese kiirus samas faasis ning arvuliselt seotud

suuruse $\rho_0 c_0$ kaudu, mis on tuntud kui akustiline eritakistus. Õhus normaalsel õhurõhul ja temperatuuril 20°C on $\rho_0 = 1,21 \text{ kg/m}^3$, millest $\rho_0 c_0 = 415 \text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Magevees temperatuuril 20°C on $c_0 = 1480 \text{ ms}^{-1}$ ja $\rho_0 = 1000 \text{ kg/m}^3$, millest akustiline eritakistus $\rho_0 c_0 = 1,48 \cdot 10^6 \text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Siiamaani oleme arvestanud, et akustilised muutujad p ja ρ on sisuliselt väikesed häiritused ning nende väärtused on väga väikesed võrreldes ümbritseva keskkonna vastavate suuruste väärtustega p_0 ja ρ_0 . Samuti on keskkonnaosakeste liikumise kiirus u samuti väga väike võrreldes heli liikumise kiirusega c_0 . On samuti selgunud, et sellest tulenevalt on akustilised muutujad p , ρ ja u väga heas lähenduses omavahel üksteisega lineaarselt seotud. Samuti on akustilise rõhu muutumist kirjeldava ühedimensionaalse laine võrrandi tuletamisel selgunud, et võib jätta tähelepanuta väikeste suuruste omavahelised korrutised. Lainevõrrand on seega lineaarne rõhu fluktuatsioonide $p(x, t)$ suhtes ja ei sisalda ühtegi mittelineaarset liiget nagu $p^2(x, t)$. Lisaks sellele ka diferentsiaal-operaatorid laine võrrandis on 'lineaarsed' operaatorid. See tähendab, et kui meil on üks rõhu fluktuatsioon $p_1(x, t)$ ja ka teine rõhu fluktuatsioon $p_2(x, t)$, siis

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} [p_1(x, t) + p_2(x, t)] = \frac{\partial^2}{\partial t^2} p_1(x, t) + \frac{\partial^2}{\partial t^2} p_2(x, t) \quad (2.44)$$

ja

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} [p_1(x, t) + p_2(x, t)] = \frac{\partial^2}{\partial x^2} p_1(x, t) + \frac{\partial^2}{\partial x^2} p_2(x, t). \quad (2.45)$$

Kui laine võrrandid on lineaarsed rõhu $p(t, x)$ suhtes ning nad sisaldavad ainult lineaarseid diferentsiaal-operaatoreid, siis võime kahe helirõhu fluktuatsioonid, mis mõlemad rahuldavad laine võrrandit, lihtsalt omavahel liita, saades uue rõhu fluktuatsiooni, mis samuti rahuldab laine võrrandit. Seega, kui

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) p_1(x, t) = 0 \quad (2.46)$$

ja

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) p_2(x, t) = 0, \quad (2.47)$$

siis sellest järeldub, et

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) [p_1(x, t) + p_2(x, t)] = 0. \quad (2.48)$$

Selline omadus on tuntud superpositsiooni printsiibina. See tähendab, et kaks helivälja, kus rõhu fluktuatsioonid muutuvad mõlemad sõltuvalt ruumikoordinaadist x ja ajast t , võib lihtsalt liita igas kohas x ja ajal t , et leida summaarne rõhu fluktuatsioon:

$$p(x, t) = p_1(x, t) + p_2(x, t). \quad (2.49)$$

2. MÜRA

Praktikas tähendab see seda, et helirõhu fluktuatsioonid ei mõjuta teiste olemasolu. Näiteks raadio ei moonuta samas ruumis rääkivate inimeste häält, õhurõhu fluktuatsioonid lihtsalt liituvad igal hetkel.

Samas võib esineda olukordi, kus mittelineaarseid liikmeid ei saa võrrandites arvestamata jätta. See on juhtumitel, kui rõhu fluktuatsioonid on väga suured või kui lained levivad väga kaugemale, näiteks plahvatuste ja äikese puhul. Mittelineaarsed efektid põhjustavad tavaliselt suuremaid helilaine moonutusi heli rõhu tasemel 120 dB kui heli levib mitmete kilomeetrite kaugusele. Sellisel juhtumil ei saa lineaarseid lainevõrrandeid kasutada. Kuid enamikul praktilist huvi pakkuvatel juhtumitel võib heli levimist lugeda lineaarseks ning kasutada superpositsiooni printsiipi.

Vaatleme kolbi, mis vibreerib pool-lõpmatu toru vasakus otsas (Joonis 2.9). Oletame, et kolb vibreerib ühtlase kiirusega $v(t)$. See paneb kolviga külgneva keskkonna vibreerima. Arvestades pidevuse tingimust piiril $x = 0$, peab vedeliku osakeste kiirus $u(0, t)$ täielikult vastama kolvi kiirusele.

Oletame, et kolvis on ainult üks heliallikas, kusjuures puuduvad kaugemad peegeldused, mistõttu genereeritakse ainult laineid, mis liiguvad positiivses suunas. Positiivse laine puhul $p(x, t) = f(t - x/c_0)$ ning osakese kiirus kaugusel x on avaldatav vastavalt seosele (2.43) $u = p/\rho_0 c_0$. Seega kaugusel $x = 0$

$$v(t) = u(0, t) = \frac{1}{\rho_0 c_0} f(t). \quad (2.50)$$

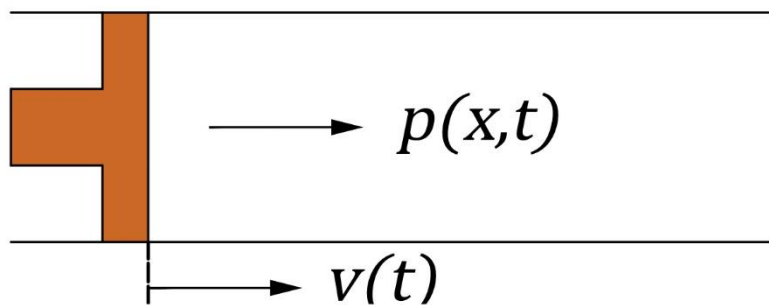
Seega helirõhk torus on määratud valemiga

$$p(x, t) = \rho_0 c_0 v(t - x/c_0). \quad (2.51)$$

Harmooniliselt sagedusega ω ja amplituudiga v_0 vibreeriva kolvi puhul $v(t) = v_0 e^{i\omega t}$ ning rõhu kompleksarvuline amplituud kaugusel x on

$$p(x) = \rho_0 c_0 v_0 e^{-ikx}, \quad (2.52)$$

kus $k = \omega/c_0$ on lainearv millele vastav kompleksarvuline osakese kiirus on $u(x) = v_0 e^{-ikx}$.



Joonis 2.9. Tasalainete tekitamine torus vibreeriva kolvi poolt.

Helilaine kannab rõhu fluktuatsioonide kaudu endaga läbi ruumi energiat. Heli energia koosneb kahest komponendist: keskkonna vibratsiooni kineetilisest energiast ja keskkonna kokkusurumise ja hõrenduse potentsiaalsest energiast, mis mõlemad sõltuvad ajast.

Joonisel 2.5 esitatud kontrollruumala kineetiline energia ajahetkel t võib kirjutada kujul

$$E_k(t) = \frac{1}{2} \rho_0 V_0 u^2(t), \quad (2.53)$$

kus ruumala $V_0 = S\delta x$.

Potentsiaalse energia avaldamine on natuke keerulisem. Oletame, et keskkonna element on oma algsest ruumalast V kokku surutud ruumalani $V - \delta V$. Töö, mis tehakse selle saavutamiseks, on võrdne $p\delta V$. Kuna keskkond on kokku surutud, siis tema tihedus kasvab väärtuselt $(\rho_0 + \rho)$ väärtuseni $(\rho_0 + \rho + \delta\rho)$. Arvestades massi jäävust saame

$$(\rho_0 + \rho + \delta\rho)(V - \delta V) = (\rho_0 + \rho)V. \quad (2.54)$$

Ruumala ja tiheduse väikeste muutuste korral võib väikeste suuruste omavahelised korrutised jätta arvestamata, siis võime kirjutada $\rho_0 \delta V = \delta\rho V_0$. Kiire kokkusurumine toimub adiabaatilisel, seega võime kasutada valemist (2.28) $p = c_0^2 \rho$ tulenevat seost $\delta p = c_0^2 \delta\rho$, mida kasutades saame $\delta V = (V_0/\rho_0 c_0^2) \delta p$. Potentsiaalne energia on määratud summaarse tööga $p\delta V$ akustilise rõhu muutumisel väärtusest 0 kuni p :

$$E_p(t) = \frac{V_0}{\rho_0 c_0^2} \int_0^p p(t) dp = \frac{1}{2} \frac{V_0}{\rho_0 c_0^2} p^2(t). \quad (2.55)$$

Valem (2.55) määrab ära ruumielemendi akustilise rõhu p suurenemisest ja vähenemisest tingitud potentsiaalse energia. Helilaine summaarse energia ruumtihedus on seega

$$e(t) = \frac{E(t)}{V_0} = e_k(t) + e_p(t) = \frac{1}{2} \rho_0 \left[u^2(t) + \frac{p^2(t)}{(\rho_0 c_0)^2} \right]. \quad (2.56)$$

Võrrand (2.56) kehtib igal ajahetkel, aga kuna nii u kui ka p sõltuvad ajast, siis energia tihedus muutub samuti nagu rõhk ja kiirus kasvab ja kahaneb akustilise häirituse käigus. Esitatud energia tiheduse valem kehtib kõigi lineaarsete akustiliste väljade puhul. Kuid tasalainete puhul on $p(t)$ ja $u(t)$ omavahel seotud $u(t) = p(t)/\rho_0 c_0$, seega tasalainete puhul on energia tihedus määratud valemiga

$$e(t) = \frac{p^2}{\rho_0 c_0^2}. \quad (2.57)$$

Arvestades ruutkeskmise määratlust saame ka leida energia tiheduse ajalise keskmise

$$e = \frac{\overline{p^2}}{\rho_0 c_0^2} = \frac{p_{rk}^2}{\rho_0 c_0^2}. \quad (2.58)$$

Harmoonilise komplekse amplituudiga $p(x)$ tasalaine puhul kasutades seost (2.4) saame

$$e = \frac{|p(x)|^2}{2\rho_0 c_0^2}. \quad (2.59)$$

Seega tasalaine energia tiheduse ajaline keskmine on seotud rõhu fluktuatsioonide amplituudi ruudu keskmisega.

2.3. Helilaine intensiivsus

Laine levimisel keskkonnas kantakse keskkonna ühelt osalt teisele edasi energiat. Energia voo tihedus ehk töö hetkväärtus, mida keskkonna element sooritab temaga külgnevale elemendile pindalaühiku kohta on $p(t)u(t)$. Ajaliselt keskmistatud üle kantud energia pindalaühiku kohta ajaühikus on helilaine intensiivsus (akustiline intensiivsus)

$$I = \frac{1}{T} \int_0^T p(t)u(t)dt. \quad (2.60)$$

Tasalainete puhul on $p(t)$ ja $u(t)$ omavahel seotud $u(t) = p(t)/\rho_0 c_0$, siis kasutades samasugust ajalist keskmistamist kui energia tiheduse puhul, saame tasalaine intensiivsuseks

$$I = \frac{\overline{p^2}}{\rho_0 c_0}. \quad (2.61)$$

Harmooniliste tasalainete puhul on laine intensiivsus

$$I = \frac{|p(x)|^2}{2\rho_0 c_0}. \quad (2.62)$$

Võrreldes seoseid (2.58) ja (2.59) näeme, et tasalaine ajaliselt keskmine intensiivsuse ja energia tiheduse vahel on seos $I = c_0 e$.

Üldisemal juhtumil pole osakese kiirus ja rõhk nii lihtsalt omavahel seotud kui tasalaine puhul, mistõttu ei kehti seosed (2.61) ja (2.62). Mingil kindlal sagedusel komplekse rõhu $p(x)$ ja osakese kiiruse $u(t)$ harmooniliste fluktuatsioonide puhul on kasulik tuletada ajas keskmistatud intensiivsuse avaldis $p(x)$ ja $u(x)$ kompleksete väärtuste järgi. Ajalisel keskmistamisel võtame arvesse ainult nende suuruste reaalosad. Kui $p(x)$ on avaldatud kompleksarvuna $p_R + ip_I$, saame rõhu fluktuatsioonide reaaloosa avaldada kujul

$$\operatorname{Re}\{p(x)e^{i\omega t}\} = \operatorname{Re}\{(p_R + ip_I)(\cos \omega t + i \sin \omega t)\} = p_R \cos \omega t - p_I \sin \omega t. \quad (2.63)$$

Samamoodi saame leida kiiruse fluktuatsioonide reaaloosa

$$\operatorname{Re}\{u(x)e^{i\omega t}\} = u_R \cos \omega t - u_I \sin \omega t. \quad (2.64)$$

Seega üldisel juhtumil on helilaine ajaliselt keskmistatud harmooniliste fluktuatsioonide intensiivsus avaldatav seosega

$$\frac{1}{T} \int_0^T p(t)u(t)dt = \frac{1}{T} \int_0^T (p_R \cos \omega t - p_I \sin \omega t)(u_R \cos \omega t - u_I \sin \omega t)dt. \quad (2.65)$$

Arvestame, et $\cos^2(\omega t)$ ja $\sin^2(\omega t)$ keskmistamisel üle T saame tulemuseks igal juhtumil $\frac{1}{2}$, ning korrutise $\cos(\omega t) \sin(\omega t)$ integreerimisel on tulemuseks null. Seega (2.65) integreerimisel saame

$$I = \frac{1}{2}(p_R u_R + p_I u_I). \quad (2.66)$$

Saab näidata, et see on võrdne

$$I = \frac{1}{2} \operatorname{Re}\{p^*(x)u(x)\} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}\{p(x)u^*(x)\}, \quad (2.67)$$

kus $p^*(x)$ ja $u^*(x)$ on $p(x)$ ja $u(x)$ kaaskompleksarvud, mis avalduvad järgmisel kujul $p^*(x) = p_R - ip_I$ ja $u^*(x) = u_R - iu_I$. Seda seost saab kasutada helilaine ajaliselt keskmistatud intensiivsuse, mis on seotud rõhu ja kiiruse harmooniliste kõikumistega, hindamiseks.

Kolvi vibreerimisel toru otsas on rõhk määratud kiiruse $v(t)$ kõikumistega seosega (2.50). Kolvi poolt külgneva keskkonnaelemendi pindalaühiku kohta sooritatud töö on vastavalt valemile (2.60) $p(t)v(t)$. Seega keskmine energia ajaühiku kohta, mis kantakse kolvilt üle keskkonna pindalaühiku kohta on

$$\frac{W}{S} = \frac{1}{T} \int_0^T p(t)v(t)dt = \frac{1}{T} \int_0^T \rho_0 c_0 (v(t))^2 dt = \rho_0 c_0 v_{rk}^2, \quad (2.68)$$

kus W on kolvi poolt arendatav võimsus.

Harmooniliselt kiiruse amplituudiga v_0 võnkuva kolvi korral

$$W = \rho_0 c_0 S \frac{|v_0|^2}{2}. \quad (2.69)$$

Sarnaselt valemiga (2.62) on ajas keskmistatud helilaine intensiivsus toru igas punktis määratud seosega

$$I = \frac{|p(x)|^2}{2\rho_0 c_0} = \rho_0 c_0 \frac{|v_0|^2}{2}, \quad (2.70)$$

kuna eksponentsiaalne liige e^{-ikx} on kõigi x puhul ühikulise väärtusega.

Nii nagu praktikas esineva ruutkeskmise helirõhu puhul, on akustilise väljundvõimsuse vahemik samuti väga suur. Seetõttu kasutatakse ka helilaine võimsuse esitamisel logaritmilist skaalat. Heli võimsus detsibellides on määratud seosega

$$L_W = 10 \log_{10} \frac{W}{W_{ref}}, \quad (2.71)$$

kus helivõimsuse kontrollväärtus $W_{ref} = 10^{-12}$ W. Mõningate heliallikate poolt tekitatud helivõimsuste tüüpilised väärtused on esitatud Tabelis 2.2.

2. MÜRA

Heli intensiivsusi saab samuti esitada detsibellides: heli intensiivsuse tasemed on määratud seosega

$$L_I = 10 \log_{10} \frac{I}{I_{ref}}, \quad (2.72)$$

kus heli intensiivsuse kontrollväärtus $I_{ref} = 10^{-12} \text{ Wm}^{-2}$. I_{ref} vastab inimese kõrva kuulmislävele sagedusel 1000 Hz.

Tabel 2.2. Tüüpilised helivõimsused W ja vastavad heli võimsuse tasemed.

Heli allikas	Võimsus, W	$L_w(\text{dB re } 10^{-12} \text{ W})$
Võimas tsentrifugaalpump	100	140
Tugev torm	1	120
Mootorsaag	0,1	110
Tolmuimeja	0,0001	80
Normaalne vestlus	0,00001	70
Linnulaul	0,00000001	40
Vaikne vestlus	0,000000001	30
Kella tiksumine	0,0000000001	20
Inimese hingamine	0,00000000001	10

Tasalaine puhul on helirõhu ruut ja intensiivsus seotud valemiga (2.61). Järelikult on heli intensiivsuse tasemed ja helirõhu tasemed omavahel seotud järgmiselt

$$L_I = 10 \log_{10} \left(\frac{\overline{p^2}}{\rho_0 c_0 I_{ref}} \right) = 10 \log_{10} \left(\frac{\overline{p^2}}{p_{ref}^2} \right) + 10 \log_{10} \left(\frac{p_{ref}^2}{\rho_0 c_0 I_{ref}} \right). \quad (2.73)$$

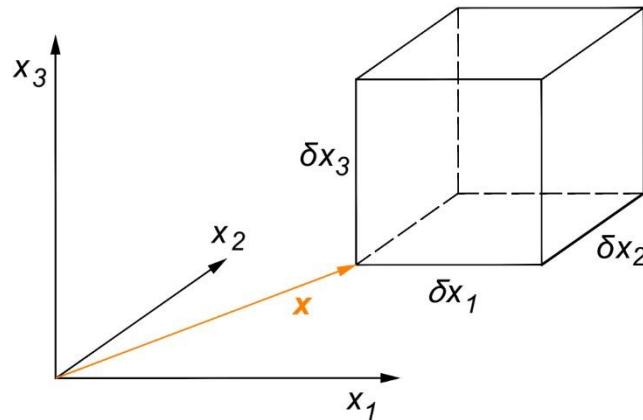
Valemis (2.73) on esimene liidetav L_p ja teine liidetav on arvestades p_{ref} ja I_{ref} kontrollväärtusi ligikaudu võrdne nulliga. Seetõttu $L_I \approx L_p$. Tuleb arvestada, et see seos ei kehti üldjuhul kõikide heliväljade puhul, aga on ligikaudu õige vaba helivälja puhul suurel kaugusel heli allikast.

Kolmemõõtmelise laine võrrandi koostamiseks kasutame massi ja liikumishulga jäävuse seadust akustiliste parameetrite – rõhk, tihedus ja osakese kiirus – leidmiseks.

Vaatleme kolmemõõtmelist ruumi (Joonis 2.10), kus iga ruumipunkti asukohta määrab kohavektor $\mathbf{x}$, mille komponendid on $x_1 \mathbf{i}$, $x_2 \mathbf{j}$ ja $x_3 \mathbf{k}$, kus $\mathbf{i}$, $\mathbf{j}$ ja $\mathbf{k}$ on ühikvektorid suundades x_1 , x_2 ja x_3 .

Keskkonnaosakese kiirus igas ruumipunktis on määratud vektoriga $\mathbf{u}$, mille komponendid on $u_1 \mathbf{i}$, $u_2 \mathbf{j}$ ja $u_3 \mathbf{k}$. Väikese ruumielemendi puhul on massi sissevool tasakaalus ruumielemendi massi suurenemisega. Seega lineaarsel lähendusel saab massi jäävuse seaduse avaldada kujul

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \right) = 0. \quad (2.74)$$



Joonis 2.10. Kontroll-ruumala.

Valemi (2.74) saab kirjutada vektorkujul

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \nabla \mathbf{u} = 0 \quad (2.75)$$

kus ∇ on divergentsi operaator, mis on defineeritud kui $\nabla = \left(\mathbf{i} \frac{\partial}{\partial x_1} + \mathbf{j} \frac{\partial}{\partial x_2} + \mathbf{k} \frac{\partial}{\partial x_3} \right)$.

Rakendades samamoodi ruumielemendi kohta liikumishulga jäävuse seadust kolme koordinaattelje suunas saame kolm sõltumatut liikumishulga jäävuse võrrandit

$$\rho_0 \frac{\partial u_1}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x_1} = 0, \quad \rho_0 \frac{\partial u_2}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x_2} = 0 \text{ ja } \rho_0 \frac{\partial u_3}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x_3} = 0. \quad (2.76)$$

Võrrandid (2.76) saab kokku võtta üheks vektorvõrrandiks

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla p = 0, \quad (2.77)$$

kus ∇p on p gradient, millel on kolm komponenti $\mathbf{i} \frac{\partial p}{\partial x_1}$, $\mathbf{j} \frac{\partial p}{\partial x_2}$ ja $\mathbf{k} \frac{\partial p}{\partial x_3}$. Võttes valemist (2.77) divergentsi ja diferentseerides seost (2.75) aja järgi, elimineerime $\nabla(\partial \mathbf{u} / \partial t)$ ning saame seose

$$\nabla^2 p - \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = 0, \quad (2.78)$$

kus $\nabla^2 p$ on järgmine operaator

$$\nabla^2 p = \left(\frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_3^2} \right). \quad (2.79)$$

Kuna helirõhk ja tihedus on omavahel lineaarselt seotud seosega $p = c_0^2 \rho$, siis saame laine võrrandi

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0. \quad (2.80)$$

2. MÜRA

See on laine võrrand, mis seob omavahel rõhu ruumilised ja ajalised seosed kolmemõõtmelises heliväljas.

Harmoonilise võnkumise korral saame defineerida ruumikoordinaadist sõltuva kompleksarvulise rõhu amplituudi $p(\mathbf{x})$, mis peab rahuldama võrrandit

$$\nabla^2 p(\mathbf{x}) + k^2 p(\mathbf{x}) = 0, \quad (2.81)$$

mis on tuntud Helmholtzi võrrandina. Lainevõrrandi (2.80) ja Helmholtzi võrrandi (2.81) lahendite puhul kehtib superpositsiooni printsiip.

Vaatleme helilainet, mis levib kõikides suundades ühtemoodi ehk lahend on sfääriliselt sümmeetriline ehk sõltub ainult kaugusest r . Sellisel juhtumil saab kolmemõõtmelise laine võrrandis rõhu ruumilise operaatori esitada kujul

$$\nabla^2 p = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial p}{\partial r} \right) \quad (2.82)$$

ning sfäärilis-sümmeetrilise laine võrrand on järgmine

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial p}{\partial r} \right) - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0. \quad (2.83)$$

Selle võrrandi võib esitada kujul

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} (rp) - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 (rp)}{\partial t^2} = 0. \quad (2.84)$$

Võrrand (2.84) on oma vormilt ekvivalentne ühedimensionaalse laine võrrandiga (2.26), kus vaadeldavaks muutujaks pole rõhk p , vaid r ja p korrutis. Võrrandi (2.84) lahendi võib esitada kujul

$$rp(r, t) = f\left(t - \frac{r}{c_0}\right) + g\left(t + \frac{r}{c_0}\right), \quad (2.85)$$

kus f ja g on suvalised funktsioonid. Seega rõhu lahendi võib kirjutada kujul

$$p(r, t) = \frac{f(t - r/c_0)}{r} + \frac{g(t + r/c_0)}{r}. \quad (2.86)$$

Sarnaselt ühemõõtmelise laine juhule kirjeldab esimene liidetav laine levikut allikast kaugemale sfäärilistes koordinaatides ja teine liidetav laine allikast sissepoole. Erinevalt tasalainest kahaneb sfäärilise laine amplituud pöördvõrdeliselt kaugusega. Vastavalt Sommerfeldi kiirgustingimusele peab olema täidetud tingimus

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \left\{ r \left(\frac{\partial p(r, t)}{\partial r} + \frac{1}{c_0} \frac{\partial p(r, t)}{\partial t} \right) \right\} = 0. \quad (2.87)$$

Tingimus (2.87) on täidetud ainult seose (2.87) esimese liidetava puhul, seega võib lained funktsiooni g kujul jätta arvestamata.

Kasulik on vaadelda $(t - r/c_0)$ harmoonilisi funktsioone järgmisel kujul

$$p(r, t) = \operatorname{Re} \left\{ \frac{A e^{i\omega(t-r/c_0)}}{r} \right\} = \operatorname{Re} \left\{ \frac{A e^{i(\omega t - kr)}}{r} \right\}, \quad (2.88)$$

kus A on jällegi suvaline kompleksarv, mis määrab rõhu fluktuatsiooni amplituudi ja faasi. Sfääriliselt-sümmeetrilisel juhtumil saab liikumishulga jäävuse seaduse (2.77) esitada kujul

$$\rho_0 \frac{\partial u_r}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial r} = 0, \quad (2.89)$$

kus u_r on osakese kiiruse radiaalne komponent. Kaugusest r sõltuva kompleksarvulise rõhu amplituudi $p(r)$ saame defineerida järgmiselt

$$p(r) = \frac{A e^{-ikr}}{r} \quad (2.90)$$

määrates tegeliku rõhu fluktuatsiooni seosest $p(r, t) = \operatorname{Re}\{p(r)e^{i\omega t}\}$. Samamoodi defineerime osakese kompleksarvulise kiiruse, millel on raadiusesuunaline komponent $u_r(r)$, osakese tegeliku kiiruse fluktuatsioon määratakse seosest $u(r, t) = \operatorname{Re}\{u_r(r)e^{i\omega t}\}$. Kasutades seost (2.89) saame leida seose rõhu ja osakese kiiruse vahel, mis antud juhul taandub kujule

$$i\omega\rho_0 u_r(r) + \frac{\partial p(r)}{\partial r} = 0. \quad (2.91)$$

Arvestades (2.90) saame seosest (2.91) leida osakese raadiusesuunalise kiiruse

$$u_r(r) = \frac{A}{i\omega\rho_0} \left[\frac{ik}{r} + \frac{1}{r^2} \right] e^{-ikr}. \quad (2.92)$$

Siin tuleb arvestada, et kiirusel on nii reaali- kui imaginaarosa ning et osakese kiirusel on komponent, mis on akustilise rõhuga samas faasis ja teine, mille faas on 90° nihkes. Kui kaugus muutub suureks, siis läheneb teine liidetav sulgudes nullile ning osakese kiirus läheneb tasalaine kiirusele $u_r(r) = p(r)/\rho_0 c_0$. Kui r muutub väga väikeseks, siis kiiruse ja rõhu vahelise faasi erinevus läheneb 90° . See on hästi nähtav akustilise eritakistuse z sõltuvusest kaugusest r

$$z(r) = \frac{p(r)}{u_r(r)} = \rho_0 c_0 \left[\frac{ikr}{1 + ikr} \right]. \quad (2.93)$$

Seosest (2.93) nähtub, et kui kr muutub ühest oluliselt suuremaks, siis akustiline eritakistus läheneb $\rho_0 c_0$, aga kui kr on väga väike, siis muutub akustiline eritakistus imaginaarseks. Siin tuleb tähele panna, et kr on ekvivalentne suurusega $2\pi r/\lambda$, mis on sfäärilise laine akustilise eritakistuse määramisel oluline radiaalkauguse ja akustilise lainepikkuse suhet iseloomustav suurus.

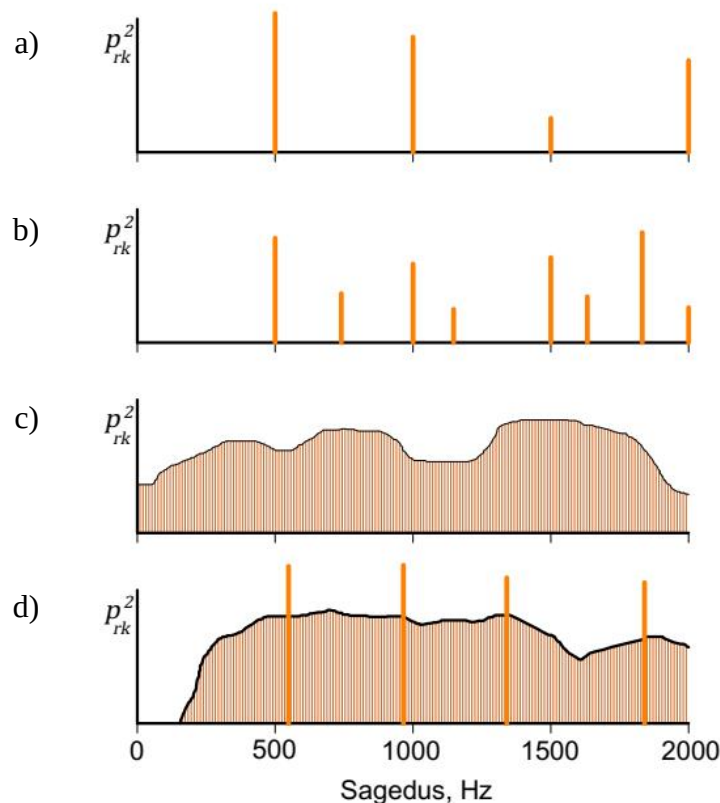
Üheks heli intensiivsust iseloomustavaks suuruseks on keskmine helirõhu ruut. Rõhu harmoonilisel muutumisel saab heli rõhu ruutu leida vastavalt valemile (2.4)

$$\overline{p^2} = p_{rk}^2 = \frac{a^2}{2}, \quad (2.94)$$

kus a on harmoonilise helirõhu amplituud. Harmoonilise signaali puhul $p_{rk} = a/\sqrt{2}$.

2.4. Heli spekter

Helilaine võib koosneda puhtast toonist (ühest kindlast sagedusest), harmooniliselt seotud üksikute sageduste kombinatsioonist või üksikute sageduste kombinatsioonist, mis ei ole harmooniliselt seotud, kas lõpliku või lõpmatu arvuga sagedustest. Kindla arvu puhastoonide kombinatsioonil on joonspekter. Lõputu (suure) hulga toonide kombinatsioonil on pidev spekter. Pideva spektriga müra, mille puhul amplituudi muutumine ajas vastab normaaljaotusele, nimetatakse juhuslikuks müra. Joonisel 2.11 on toodud valik heli võimalikke spektreid.



Joonis 2.11. Võimalikud heli spektrid: a) harmooniliselt seotud puhastoonidega joonspekter; b) harmooniliselt mitteseotud puhastoonidega joonspekter; c) pidev spekter; d) kombinatsioon joon- ja pidevast spektrist.

Signaali sagedusjaotust saab välja selgitada Fourier-teisenduste abil. Praktilises analüüsis on aga sageli mugav töötada spektritega, mis on esitatud laiemate sagedusribadena. Inimese kuuldeaparaat tunnetab sagedusi logaritmilise skaala järgi: näiteks sageduse kahekordistamine vastab fikseeritud muusikalisele intervallile, mida nimetatakse oktaviks. Kuulmisulatus (20 Hz - 20 kHz) katmiseks on vaja kümnet sellist oktavat. Iga oktavriba on jaotatud kolmeks ühe kolmandiku oktavi laiuseks ribaks, 1/3-oktavribaks või tertsribaks. Oktavribadele ja 1/3-oktavribadele viitamiseks kasutatakse kõige sagedamini nende kesksagedusi. Eelistatud on

järgmised oktavribade kesksagedused: 31.5 Hz, 63 Hz, 125 Hz, 250 Hz, 500 Hz, 1 kHz, 2 kHz, 4 kHz, 8 kHz ja 16 kHz (Tabel 2.3).

Inimese subjektiivne reaktsioon helile on seotud füüsilise helitasemega, kuid seda võivad märkimisväärselt mõjutada ka paljud muud erinevused vastavalt individuaalsele tundlikkusele, hoiakutele ja arvamustele. See võib olla probleem normide ja määruste jaoks, mille eesmärk on vähendada häirivust, unehäireid või mõju tervisele, kuid mis peavad põhinema füüsikalistel suurustel. Standardite ja määruste kehtestamisel või lepingute määratlemisel ei ole otstarbekas kasutada tegelikku häiritust, unehäireid või mõju tervisele. On soovitatav, et müra piirväärtuste, sihtmärkide ja võrdlusaluste jaoks kasutatavad füüsilised mõõdikud kajastaksid inimeste reageerimist, isegi kui need pole otseselt seotud. Mõni füüsiline mõõdik on selles osas teistest parem ja selgitame seda järgnevalt.

Akustilisi mõõdikuid saab kasutada keskmise subjektiivse või käitumusliku reaktsiooni prognoosimiseks või hindamiseks, kuid ainult homogeensete populatsioonide puhul. Tegelikult pole inimesed ühesugused. Individuaalne reaktsioon varieerub märkimisväärselt keskmisest üles ja alla ning see tähendab, et sõltuvalt populatsiooni omadustest varieerub tegelik keskmine reaktsioon üldisest keskmisest tendentsist kõrgemale või madalamale. Üldiselt võib öelda, et umbes kolmandikku inimese reaktsioonide kogu statistilisest erinevusest võib seostada mõõdetud füüsilise helitaseme erinevustega (sõltuvalt kasutatud mõõdikutest); veel ühe kolmandiku dispersioonist võib seostada paljude nn mitteakustiliste muutujatega, nagu olukord ja kontekst, milles heli esineb, ning psühholoogilised ja füsioloogilised erinevused tundlikkuses, vastuvõtlikkuses ja suhtumises heli allikasse; ja ülejäänud kolmandik dispersioonist on tegelikult juhuslik ja seetõttu ettearvamatu.

Paljud neist probleemidest tekivad seetõttu, et heli on looduslikult esinev ja enamasti kasulik füüsikaline nähtus. Heli muutub kahjulikuks ainult siis, kui sellel on mingisugune negatiivne või kahjulik mõju ning seda saab seejärel määratleda mürana. Müramõõturid kahjuks ei saa teha vahet heli ja müra vahel. Ainult inimesed saavad seda teha. Tavalised helitaseme mõõdikud, nagu L_{Aeg} ja L_{AFmax} , on küll administratiivselt mugavad, kuid ei kajasta erinevusi heli iseloomusega helikvaliteedis, mis võib olla sama või veel olulisem kui ainult helitase. Inimesed pööravad valikuliselt tähelepanu heli erinevatele omadustele erinevates olukordades. Puudub universaalselt rakendatav meetod prognoosimiseks, millistele funktsioonidele on vaja pöörata tähelepanu.

Inimkuulajad tajuvad ja reageerivad erinevat tüüpi helile ja mürale erinevalt. Inimese reaktsioon sõltub kuulmisüsteemi füüsilisest ehitusest ja füsioloogilistest funktsioonidest ning erinevatest viisidest, kuidas kesknärvi- ja endokriinsüsteem on ühendatud perifeersete kuulmisüsteemidega ja kuidas neid stimuleeritakse.

Psühhofüüsikalisi meetodeid kasutatakse kõrva aja-, sagedus- ja helitaseme lahusvõime jälgimiseks, kompenseerides subjektiivseid muljeid eri tüüpi helide vahel. Subjektiivsetel kirjeldustel või tajutud suuruste aruannetel on suurem määramatus kui lihtsalt tuvastatavad künnised ja märgatavad erinevused. Lihtsalt märgatavaid künniseid ja kuuldavaid erinevusi saab mõõta, paludes kuulajal nuppu vajutada, kui ta suudab tuvastada kuuldava erinevuse või

2. MÜRA

tuvastada, kumb kahest sarnasest helist on valjem või motiveeritum, see võimekus paraneb üldjuhul harjutades ning halveneb jälle suureneva väsimuse korral. Eksperimentaalse uurimise korraldamine eeldab kompromissi võimalike vastuoluliste veaallikate vahel. Subjektiivseid aruandeid mõjutavad täiendavad määramatused, kuna juhiste tõlgendamine ja ülesannete selgitused võivad olla erinevad. Psühhofüüsikaliste testide tulemusi saab seostada alusstruktuuridega, kui võrrelda kuulmisvõimeid enne ja pärast haiguse või trauma põhjustatud kahjustusi või kõrvutada kuulmisvõimet anatoomial põhinevate teoreetiliste mudelitega. Mittepurustavaid skaneerimismeetodeid kasutatakse üha enam tavapäraste funktsioonide uurimiseks erinevates tingimustes ja näib, et need annavad tulevikus uuringutes tõenäoliselt üha suurema panuse.

Täiendav ja sageli tundmatu variatsioon on seotud rakkude biokeemiast sõltuvate füsioloogiliste funktsioonide erinevustega, mis võivad olla väga tundlikud mitmesuguste veres ringlevate kemikaalide ja hormoonide suhtes.

Oleks kasulik, kui klassikaline sisevaatlus võiks anda ülevaate, sest see uurimismeetod ei vaja seadmeid ega erivahendeid. Kahjuks on inimestel harva palju teadlikkust sellest, kuidas nad helisid tegelikult kuulevad, seetõttu tajuvad nad selle asemel lihtsalt heli, millele nad tegelikult tähelepanu on pööranud, tähendusi. Võib olla on väga raske helisid sellisena kuulda, nagu nad tegelikult on, eriti kui need on vöörad. Kuid mõeldes sellele, kuidas konkreetsed anatoomilised struktuurid võisid areneda ja milline bioloogiline eesmärk neil on, võib mõnikord saada väärtuslikke ja olulisi teadmisi. Ükski uurimismeetod ei anna täielikku arusaamist ja eksperimendi kavandamine nõuab alati vastuoluliste veaallikate tasakaalustamiseks kompromisse.

Inimeste kõrva tundlikkus on erinev erinevatel sagedustel. Kõrva tundlikkus on maksimaalne sageduste 3 ja 4 kHz vahemikus. Selles sagedusvahemikus on tervetel noortel täiskasvanutel, kellel pole kuulmislangust (käsitletakse tavalise kuulmisena), minimaalne helirõhk, mida saab mõlema kõrvaga tuvastada hajutatud heli kuulates (määratletud kui minimaalne kuuldav heliväli) on umbes 10–20 μPa . Kõrvakanalis mõõdetud vastav minimaalne kuuldav rõhk on tavaliselt natuke kõrgem kui minimaalne kuuldava heli rõhk ja see erinevus on erinevate indiviidide vahel sarnane.

„Heli tuvastamine” tähendab, et heli olemasolu saab tegelikult tuvastada veidi paremini kui juhuslikku suurust. Nõrkade helide tajumine täpselt kindlaksmääratud künnisel ei oma igapäevastes tingimustes mingit praktilist tähendust, välja arvatud juhul, kui kuulaja oleks mingil põhjusel nende helide suhtes eriti tundlik. Individaalsed kuulmisläved varieeruvad isegi inimeste valimis, kus kõigil on nn normaalne kuulmine, erinevatel sagedustel keskmisest kõrgemale ja madalamale.

Normaalne kuulmislävi tõuseb oluliselt sagedustel alla 300 Hz ja üle 8 kHz. Normaalse kuulmisega inimestel on kuuldava heli sagedustel ülemine ja alumine piir. Lapsed võivad kuulda kõrgema sagedusega helisid kuni umbes 20 kHz, kuid praktiliselt on ülemine piir enamiku täiskasvanute jaoks umbes 15 kHz või natuke vähem.

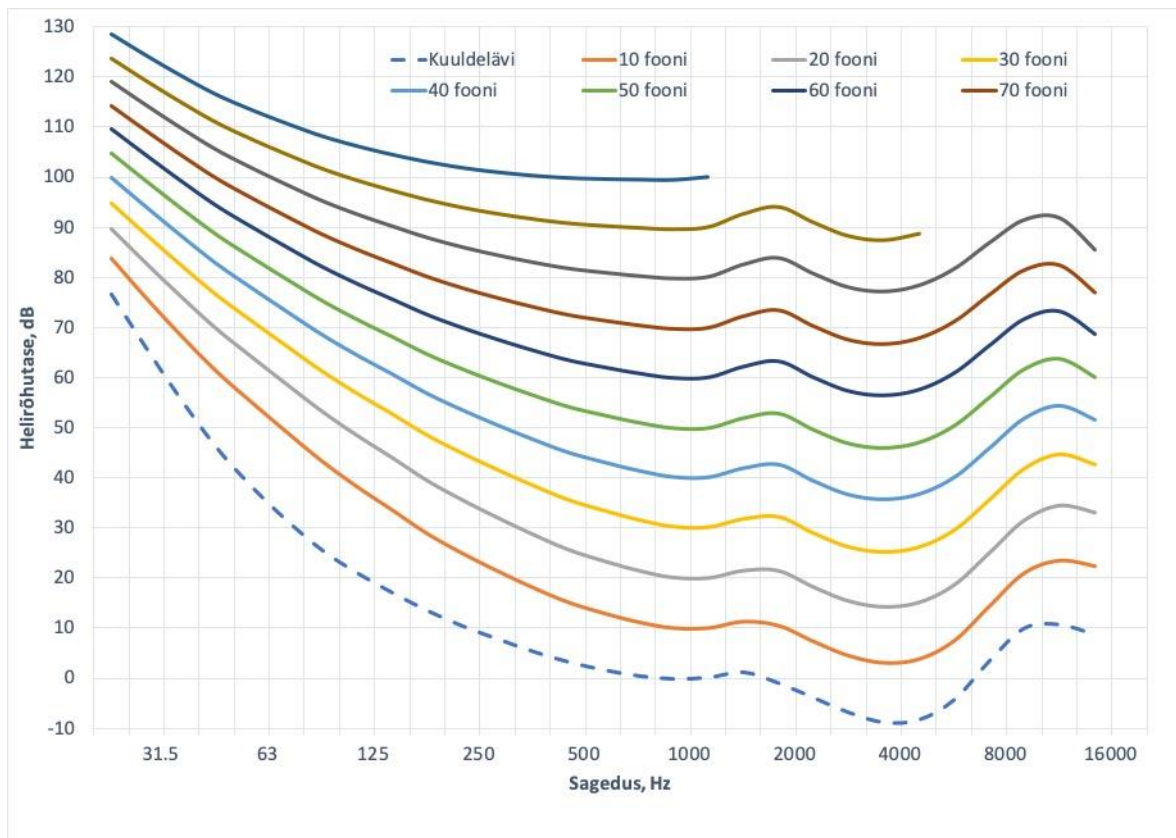
Enamiku inimest kõrva tundlikkus on väike väga madalate, eriti alla 50 Hz helisageduste puhul.

Normaalse kuulmise ülempiiriks loetakse sageli umbes 120 dB L_p , kuigi pole selget määratlust, mida see ülemine piir tegelikult tähendab. Sageduste vahemikus 1–5 kHz on puhas toon 120 dB L_p äärmiselt ebameeldiv. Keskmise sagedusega puhaste toonide intensiivsust võiks tõsta 140 dB-ni ja neid saaks endiselt „kuulda”, ehkki kuulamine oleks sellegipoolest väga ebamugav või isegi valus. Pidev heli 140 dB L_p ja sellest intensiivsem võib kõige vastuvõtlikumatel inimestel põhjustada püsivaid kahjustusi ka pärast suhteliselt lühiajalist mõjumist.

Kõrgemal helitasemetel kipuvad lairiba helid olema vähem ebamugavad kui puhtad toonid. Kõrge intensiivsusega puhtad toonid kipuvad sageduse kasvades suurendama ebameeldivat aistingut, seda seni kuni sagedus ületab kuulmisläve, siis seda pole enam kuulda.

Subjektiivse valjuse ja objektiivse helitaseme vahel on nõrk seos. Keskmise inimkuulaja saab otsustada, kumb kahest helist on valjem või kõrgem, aga ei suuda hinnata nende helide absoluutset intensiivsust või sagedust.

Inimese kõrva heli sagedusest sõltuv tundlikkust väljendatakse tavaliselt samavaljuskõveratega (Joonis 2.12). Samavaljuskõverad seovad heli intensiivsuse füüsikalise ja psühhofüüsikalise skaala. Iga kõvera ulatuses tundub inimkõrvale heli olevat sama valjusega, kuigi vertikaalteljel loetav energeetiline intensiivsus (dB) on erinev.



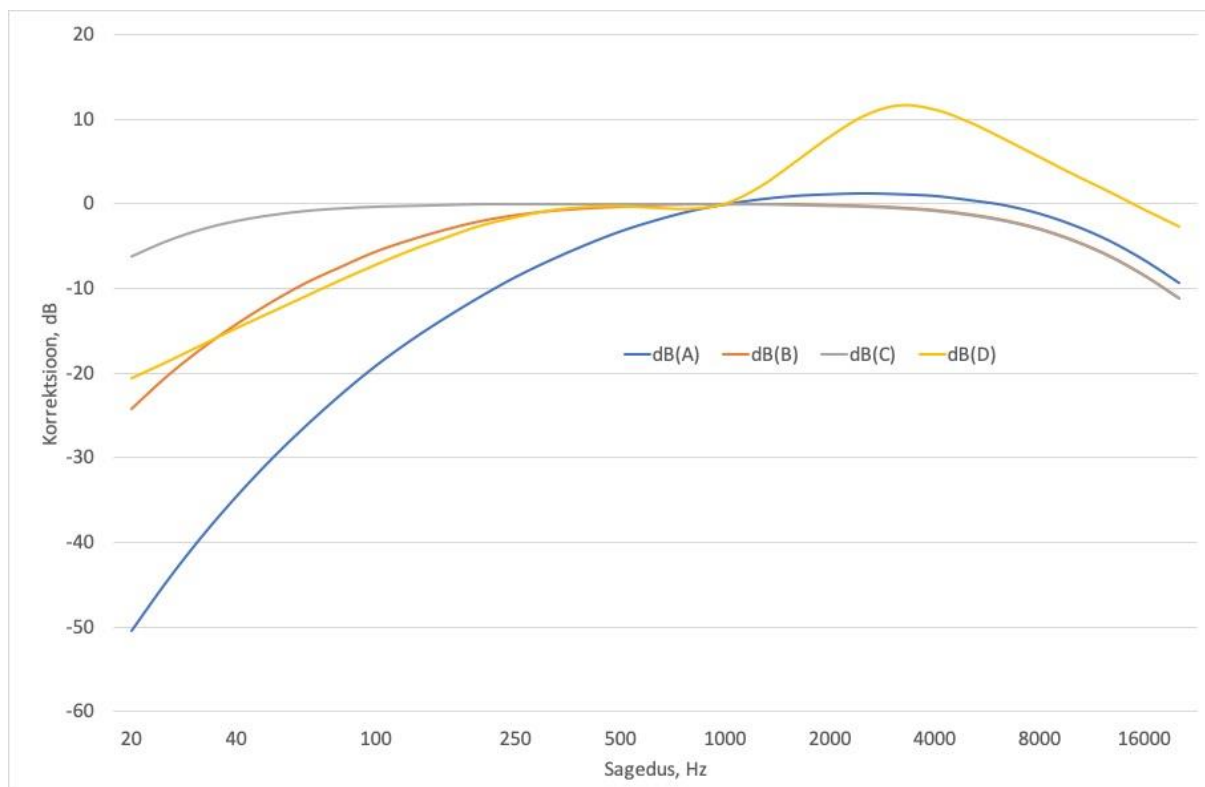
Joonis 2.12. Samavaljuskõverad.

Kõige tundlikum on inimese kõrv sagedusribas 2000–5000 Hz; selle ala kummaski otsas kõrva tundlikkus nõrgeneb. Seetõttu on objektiivsete mõõtmiste ja subjektiivsete efektide vahelise seose parandamiseks vajalik heli spektri „kaalumine“ arvestades kõrva tundlikkust erinevatel

sagedustel. A-korrektsooni kasutatakse mõõdetud füüsikaliste helirõhutasemete inimkõrva kuulmisaistingu tundlikkusega vastavusse viimiseks. A-korrektsooni kasutamisel liidetakse aritmeetiliselt detsibellides oktav- või tertsribadele vastavad korrektsooni väärtused (Tabel 2.3) mõõdetud helirõhutasemete väärtustele. Tulemuseks saadakse A-korrektsooniga helirõhutasemete väärtused L_{pA} , mille ühikuks kirjutatakse selguse mõttes dB(A). Lisaks A-korrektsoonile leidub teisi korrektsoone nagu – B, C ja D (Joonis 2.13).

Tabel 2.3. Standardsed oktav- ja 1/3-oktavribad ning nende A-korrektsoonid.

Riba nr	Oktavriba keskmine sagedus, Hz	1/3-oktavriba keskmine sagedus, Hz	Riba alumine piir, Hz	Riba ülemine piir, Hz	Oktavriba A-korrektsoon (dB)	1/3-oktavriba A-korrektsoon (dB)
13	-	20	18	22	-	-50,5
14	-	25	22	28	-	-44,7
15	31,5	31,5	28	35	-39,4	-39,4
16	-	40	35	44	-	-34,6
17	-	50	44	57	-	-30,2
18	63	63	57	71	-26,2	-26,2
19	-	80	71	88	-	-22,5
20	-	100	88	113	-	-19,1
21	125	125	113	141	-16,1	-16,1
22	-	160	141	176	-	-13,4
23	-	200	176	225	-	-10,9
24	250	250	225	283	-8,6	-8,6
25	-	315	283	353	-	-6,6
26	-	400	353	440	-	-4,8
27	500	500	440	565	-3,2	-3,2
28	-	630	565	707	-	-1,9
29	-	800	707	880	-	-0,8
30	1000	1000	880	1130	0,0	0,0
31	-	1250	1130	1414	-	0,6
32	-	1600	1414	1760	-	1,0
33	2000	2000	1760	2250	1,2	1,2
34	-	2500	2250	2825	-	1,3
35	-	3150	2825	3530	-	1,2
36	4000	4000	3530	4400	1,0	1,0
37	-	5000	4400	5650	-	0,5
38	-	6300	5650	7070	-	-0,1
39	8000	8000	7070	8800	-1,1	-1,1
40	-	10000	8800	11300	-	2,5
41	-	12500	11300	14140	-	-4,3
42	16000	16000	14140	17600	-6,6	-6,6
43	-	20000	17600	22500	-	-9,3



Joonis 2.13. A-, B-, C- ja D-korrektsoon sõltuvalt heli sagedusest.

Traditsioonilistes täpsusastmega helitaseme mõõturitega ette nähtud A-, B- ja C-sageduskorrektsooni eesmärk oli kajastada kõrva suhtelise sagedustundlikkuse erinevusi erinevatel helitasemetel. Helitaseme mõõturi põhiülesanne on mõõta heli võimalikult täpselt ja korratavalt. Need nõuded saavad täidetud siis, kui kasutakse kvaliteetset mikrofoni, täpset ja stabiilset elektroonilist süsteemi ning asjakohast ja regulaarset kalibreerimist. Viimase 50–60 aasta jooksul on tehtud palju teadusuuringuid, et saada kõige sobivam akustiline mõõteseade, et saavutada paremaid seoseid helitaseme mõõtmiste ja subjektiivsete hinnangute vahel. Pole võimalik, et ükski akustiline mõõteseade võimaldaks mõõta kõiki erinevaid muutujaid. Teisest küljest on A-sageduskorrektsoon ning F (*Fast*) - ja S (*Slow*) -aja järgi keskmistamine kasutusel peamiselt praktilistel põhjustel.

Maksimaalse objektiivsuse saavutamiseks on soovitatav, et mürataseme mõõtmisel ei rakendataks tarbetut sageduskorrektsooni või ajalist mittelineaarsust. Soovitavad on määratleda ülemised ja alumised sageduse piirid, millega saab välistada heli mõõtmisel infraheli ja ultraheli komponendid.

Enamik väliskeskkonna kohta kasutatavaid müra standardeid on määratud arvestades A-korrektsooni. See vähendab helitaseme mõõturi tundlikkust madalatel ja kõrgetel sagedustel võrreldes sageduste ülemise ja keskmise sagedusribaga vahemikus umbes 1 kHz kuni 4 kHz. A-korrektsoon vastab ligikaudu 40 dB samavaljuskõverale 1 kHz madalamate sageduste poole. B- ja C-korrektsoon vastab ligikaudu 70 dB ja 100 dB samavaljuskõverale 1 kHz madalamate sageduste poole. D-korrektsoon on loodud helisignaali sagedusspektri reguleerimiseks vastavalt keskmise inimese kõrva tundlikkusele tasemete vahemikus 50 kuni 90 dB, sellega

2. MÜRA

arvestatakse kuulmekanali resonantsi vahemikus 2 kHz kuni 5 kHz. D-korreksiooni kasutatakse põhiselt õhusõidukite müra mõõtmiseks.

Allikast kiiravat heli saab kvantitatiivselt hinnata tema helivõimsuse alusel. Konkreetsetes asukohas tajutav müra sõltub aga ka heli levimisest sinna. Näiteks heli ülekandmiseks välitingimustes sõltub helirõhk vastuvõtja kaugusest allikast, allika füüsilisest suurusest, allika ja vastuvõtja kõrgusest maapinnast, maapinna kujust ja neeldumisest, teistest objektidest, meteoroloogilistest tingimustest ja allika suunatusest.

Geomeetriline levimise lihtne mudel kirjeldab allika sõltuvust kaugusest vabas väljas. Lihtsuse huvides jätame arvestamata maapinna, peegeldavate või neelavate objektide mõju ja igasuguse neeldumise õhus. Piisaval kaugusel heli allikast võib teda vaadelda kui tasalainet. Seega keskmise rõhu ruut (antud sagedusribas) saab avaldada järgmiselt

$$\overline{p^2} = \rho_0 c_0 I, \quad (2.95)$$

kus I on helilaine ajas keskmistatud intensiivsus (vt valem (2.67)); $\rho_0 c_0$ on iseloomulik akustiline eritakistus; ρ_0 on õhu tihedus; c_0 - heli levimise kiirus.

Kõikidesse suundadesse kiirgava punktallika, mille võimsus on W , keskmise helirõhu ruut kaugusel r avaldub

$$\overline{p^2} = \frac{\rho_0 c_0 W}{4\pi r^2} \quad \text{ehk} \quad L_p = L_W - 20 \log_{10} r - 11 \quad (2.96)$$

tavalise helirõhutase kontrollväärtuse $2 \cdot 10^{-5}$ Pa puhul ja helivõimsuse kontrollväärtusel 10^{-12} W. Seega väheneb helirõhutase vahemaa kahekordistumisel 6 dB võrra.

Kui heli allikas asub maapinnal, siis ülemisse poolkerasse kiirgava punktallika puhul avaldub keskmise helirõhu ruut kaugusel r järgmiselt

$$\overline{p^2} = \frac{\rho_0 c_0 W}{4\pi r^2} \quad \text{ehk} \quad L_p = L_W - 20 \log_{10} r - 8. \quad (2.97)$$

Lõpmatu joonallika puhul levib heli lõpmata pikas silindris, kus vahemaa kahekordistamisel on muutus -3 dB.

Kaugemas heliväljas võib ligikaudu hinnata sõltuvust allika kaugusest ning eraldi veel sõltuvust suunast, mida iseloomustatakse indikatrissiga D_θ . Punktallikast kaugusel r on sfäärilisel pinnal radiaalsuunas mõõdetud heli intensiivsus keskmiselt

$$\langle I \rangle = \frac{W}{4\pi r^2}. \quad (2.98)$$

Indikatriss D_θ on määratletud kui kindla suuna intensiivsuse suhe keskmisse intensiivsusse. Detsibellides väljendatakse seda suunaindeksina DI, mis avaldub $DI = 10 \log_{10} D_\theta$. Valemi (2.96) saab modifitseerida kujule

$$L_p = L_W - 20 \log_{10} r - 11 + DI. \quad (2.99)$$

Madalatel sagedustel kiirgavad enamus kompaktestest allikatest heli erinevates suundades üsna ühtlaselt. Kõrgetel sagedustel võib aga paljudest allikatest pärit helikiirgus muutuda tugevalt suunast sõltuvaks.

2.5. Heli levimine läbi takistuste

Hoonetes seinte, akende, põrandate ja lagede ning vaheseinte kaudu leviva heli levimise probleeme on põhjalikult uuritud. Oluliselt on tõusnud vajadus müra vähendamiseks autodes, lennukites ja rongides, ning vajadus vähendada müra kiirteede ja lennujaamade läheduses, aga ka müra tehastes ja tööstusettevõtetes (Joonis 2.14).



Joonis 2.14. Erinevad müratõkked liiklusrüütmüra vähendamiseks.

Praktikas ei ole vaheseinad lihtsa geomeetria ja konstruktsiooniga: need võivad olla mittehomogeensed ja ebaühtlased; need võivad koosneda erinevatest materjalidest ja neil on määramata piiritingimused; nad alluvad sageli ka ruumides tekkivale keerulisele heliväljale. Paljudel juhtudel saab heliülekanne üsna hästi kirjeldada suhteliselt lihtsa mudeli abil, mida järgnevalt käsitleme.

Vaatleme lõpmatut, õhukest ja ühtlast tasapinnalist paneeli, mida iseloomustab selle mass pindalaühiku kohta μ . Eeldame, et sama keskkond on mõlemal pool paneeli tihedusega ρ_0 ja heli kiirusega c_0 . Eeldatakse harmoonilise võnkumise ringsagedusel ω levimist.

Vaatame olukorda, nagu on näidatud Joonisel 2.15, et tasapinnaline laine kompleksarvulise rõhu amplituudiga A langeb risti paneelile vasakult poolt.

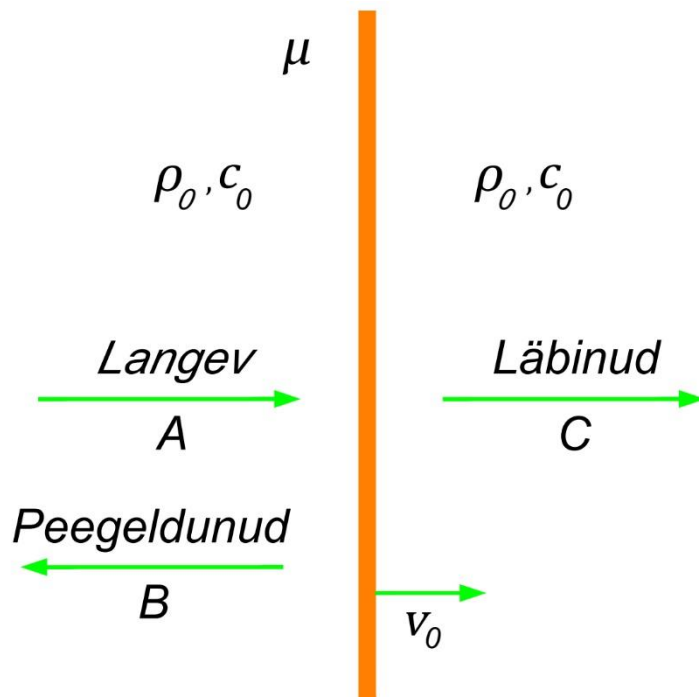
2. MÜRA

Kompleksarvuline rõhu amplituud on avaldatav kujul

$$p_{la}(x) = Ae^{-ikx}, \quad (2.100)$$

kus $k = \omega/c_0$ on akustiline lainearv. Paneel vibreerib kiiruse amplituudiga v_0 . Peegeldunud laine amplituud on B ja paneeli läbinud laine genereeritakse amplituudiga C :

$$p_{pe}(x) = Be^{-ikx}, \quad p_{lä}(x) = Ce^{-ikx}. \quad (2.101)$$



Joonis 2.15. Heli läbimine paneelist.

Lugedes A etteantud suuruseks on vaja kolme võrrandi, et määrata kolme tundmatut B , C ja v_0 . Kaks võrrandi saame, kui arvestame, et õhuosakeste kiirus paneeli pinnal peab olema võrdne paneeli kiirusega. Osakese kiirus tasalaines on laine levimise suunas on määratud rõhuga, mis on jagatud akustilise eritakistusega $\rho_0 c_0$:

$$\frac{A - B}{\rho_0 c_0} = v_0 = \frac{C}{\rho_0 c_0}. \quad (2.102)$$

Kolmanda võrrandi saame paneeli liikumisvõrrandist, kuna rõhkude vahest tekkiv jõud tekitab kiirenduse $i\omega v_0$

$$i\omega\mu v_0 = A + B - C. \quad (2.103)$$

Elimineerides B ja v_0 saame

$$\frac{C}{A} = \frac{1}{1 + \frac{i\omega\mu}{2\rho_0 c_0}}. \quad (2.104)$$

Võtame kasutusele helienergia ülekande koefitsiendi τ , mis on defineeritud kui paneeli läbinud helivõimsuse suhe paneelile langenud helivõimsuse suhtesse

$$\tau = \left| \frac{C}{A} \right|^2 = \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega\mu}{2\rho_0 c_0} \right)^2}. \quad (2.105)$$

Tüüpiliste õhuosakeste puhul on $\omega\mu/\rho_0 c_0$ väärtus tavaliselt oluliselt suurem ühest, seega võib valemit (2.105) lihtsustada kujule

$$\tau = \left(\frac{2\rho_0 c_0}{\omega\mu} \right)^2. \quad (2.106)$$

See lihtsustus ei kehti väga madalate sageduste ja väga kergekaaluliste paneelide puhul.

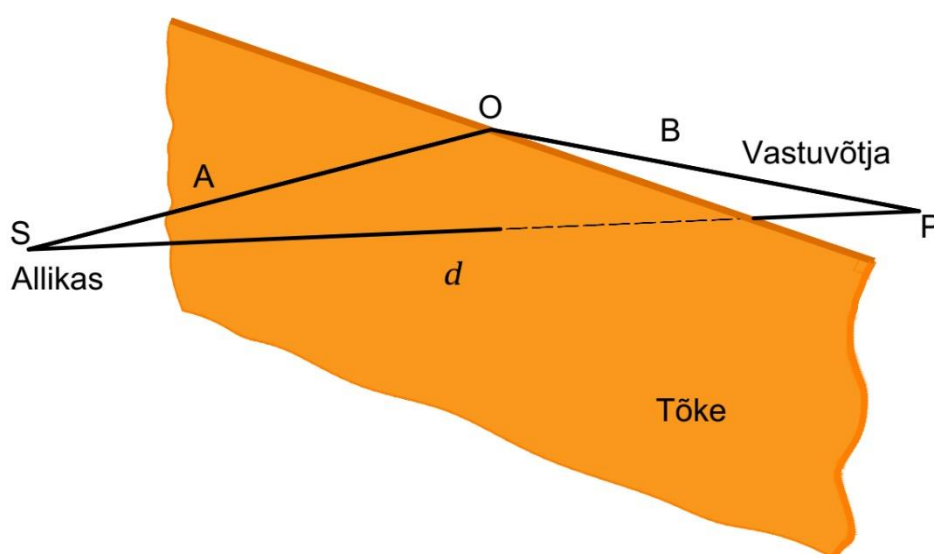
Tavapärane on kasutada detsibellkuju, mida nimetatakse heli nõrgenemise indeksiks (või ülekandekadudeks) $R = 10 \log_{10}(1/\tau)$. Valemit (2.106) saab õhus olevate paneelide puhul lihtsustada kujule

$$R(0) = 20 \log_{10}(\mu f) - 42, \quad (2.107)$$

milles (0) tähistab normaalisuunalist langemist ja f on sagedus Hz-des. Valem (2.107) on tuntud massi normaalisuunalise langemise seadusena. Tuleb tähele panna, et $R(0)$ suureneb 6 dB võrra nii massi kui ka sageduse kahekordistamisel.

Müra tõkkeid või ekraane kasutatakse välitingimustes, et vähendada maantee- või raudteeliiklusest või tööstuslikust tegevusest tuleneva müra taset. Neid kasutatakse ka heli leviku summutamiseks suurtes ruumides, kontorites ja tööstusruumides.

Difraktsioon on barjääri omaduste selgitamise üheks aluseks. Helilained võivad "painduda" nurkade taha, nii et tõkke taga asuvas "varjus" heli summutatakse, kuid seda ei kõrvaldata. Selle difraktsiooniefekti ulatus sõltub mittedimensionaalsest parameetrist, mida tuntakse Fresneli arvuna.



Joonis 2.16. Müra tõkkesein.

2. MÜRA

Vaatleme olukorda, kus heli tekitav punktallikas S asub poollõpmatu tõkke ees, nagu on näidatud Joonisel 2.16, ja vastuvõtja P tõkke taga. Tee pikkuse erinevus δ on määratletud kui tõkke puudumisel eksisteeriva otsetee S - P ja tõkke ülaosas asuva serva kaudu difraktsiooni tõttu toimuva levimistee S - O - P vahe:

$$\delta = A + B - d. \quad (2.108)$$

Fresneli arv on määratud seosega $N = 2\delta/\lambda$, kus λ on heli lainepikkus. Antud geomeetria korral on N väärtus väike madalatel sagedustel ja suur kõrgetel sagedustel. Barjääri inertsikadu sõltub N -st. On välja selgitatud, et sumbumine (inertsikadu) on positiivne ka siis, kui joon S - P läbib tõkke ülaosa; kui S - P läheb lihtsalt üle tõkke, siis on kadu 5 dB.

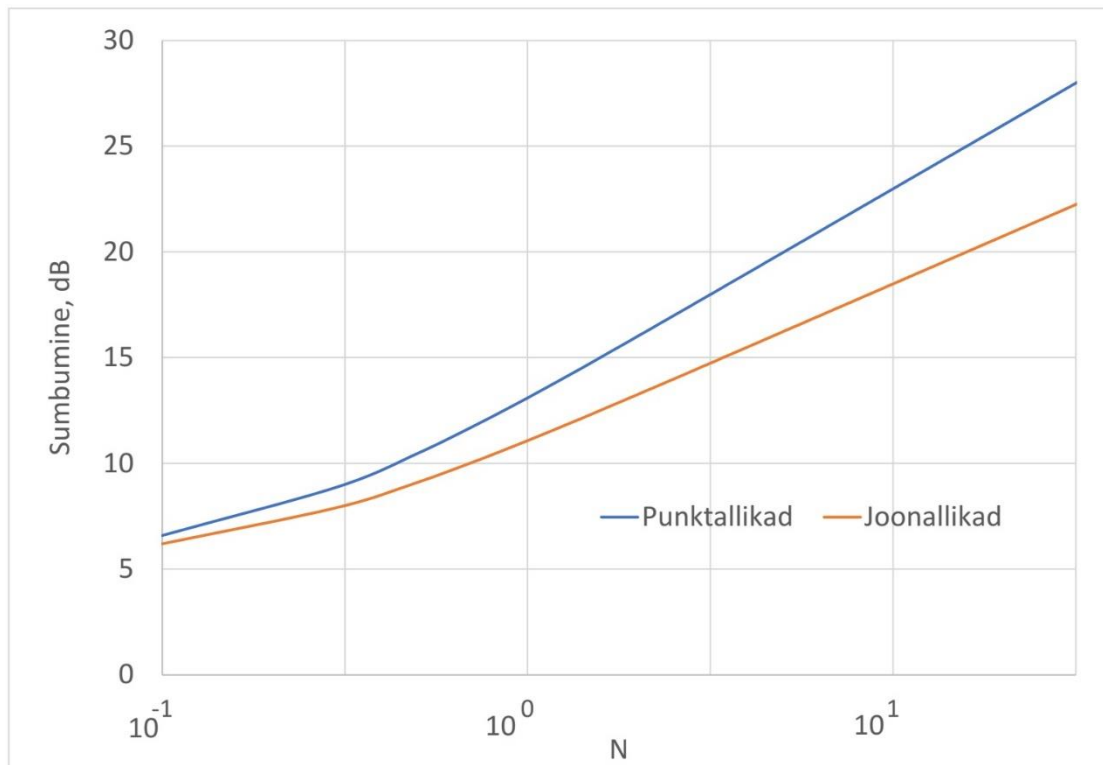
Hea lähenduse barjääri summutavale mõjule punktallika puhul annab valem:

$$IL = 5 + 20 \log_{10} \left(\frac{\sqrt{2\pi N}}{\tanh \sqrt{2\pi N}} \right). \quad (2.109)$$

Pideva joonallika puhul, mis kujutab endast teed mööda sõitvate autode voogu või rongi, saab müratõkke sumbuvalt hinnata valemiga

$$IL = 5 + 15 \log_{10} \left(\frac{\sqrt{2\pi N}}{\tanh \sqrt{2\pi N}} \right). \quad (2.110)$$

See valem kipub N -i väikeste väärtuste korral ülehindama sumbuvalt, kuid suuremate väärtuste korral annab mõistlikud tulemused (Joonis 2.17).



Joonis 2.17. Müratõkke summutav mõju (dB) sõltuvalt Fresneli arvust $N = 2\delta/\lambda$.

Müraatõkete akustiline tõhusus sõltub paljudest praktilistest asjaoludest, sealhulgas:

- Müraatõkke seina pikkusest. Difraktsioon saab toimuda nii ümber otste kui ka üle tõkke.
- Peegeldavate objektide olemasolust lähedal (hooned, äärepoolne tõke, sõiduk ise). Need võivad viia peegeldunud helini, mis suurendab heliallika kõrgust ja vähendab barjääri tõhusust. Seda saab leevendada helineelava materjali kasutamisega tõkke allikapoolsel küljel või tõkkepinna kaldega.
- Helineelava materjali kasutamisest müraatõkke ülaseras. See võib vähendada sõltuvalt tõkke paksusest difrakteerunud heli 2-4 dB.
- Kõik tõkkes või selle all olevad avad kahjustavad efektiivsust, eriti kõrgetel sagedustel.
- Heliallika üksikasjad (geomeetria, helisageduste jaotus) võivad olla olulised. On selge, et kõrgsageduslikke allikaid kaitstakse tõhusamalt kui madalsageduslikke allikaid. Kõrgemasuvald müra allikaid, näiteks kõrgemale tõstetud veoautode väljalastetorusid või rongide katusele paigaldatud seadmeid, kaitseb müraatõke vähem kui maapinna lähedal asuvaid müra allikaid, näiteks rattaid.
- Maapinna topograafiast ja akustilisest takistusest. Pehmel pinnal võib tõke põhjustada mõnel sagedusel helitaseme tõusu. Tõkke täielik arvutus hõlmab peegeldunud allikate panust maapinnast tulenevate peegelduste tõttu nii allika kui ka vastuvõtja poolel.
- Tuule suunast ja kiirusest. Turbulents, eriti tõkke ülaosas, võib põhjustada difraktsiooni suurenemist geomeetrilise varju piirkonnas.

Keskkonnamüra vähendamiseks ning müraataseme suurenemise vältimiseks koostatakse tiheasustusega piirkondade välisõhu strateegilisi mürakaarte. Välisõhu strateegilise mürakaardi tulemuste alusel koostatakse tegevuskava müra leviku ulatuse, kriitilise taseme ja inimeste tugeva häirituse vähendamiseks.

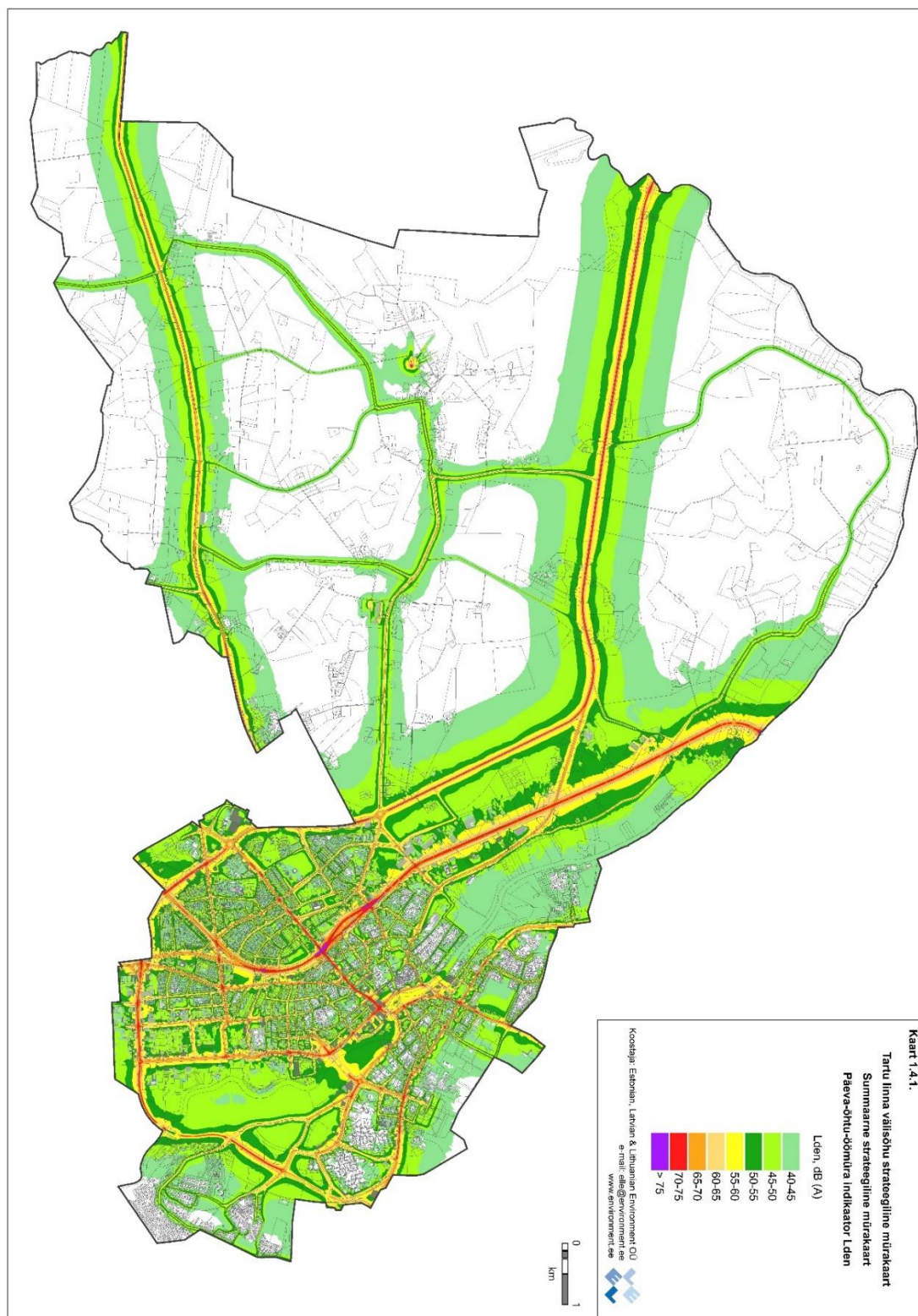
Strateegilised mürakaardid koostatakse arvutuslikul teel arvestades müraallikate ajalist ja ruumilist jaotust.

Välisõhus leviva müra strateegilise kaardistamise abil püütakse hinnata müra häirivust, tehes kindlaks kõrgete müraatasemetega piirkonnad, ning püütakse luua tingimused vaiksete piirkondade määramiseks, eesmärgiga neid säilitada.

Välisõhu strateegilise mürakaardi koostamisel kasutatakse Euroopa Liidu päeva-, öhtu- ja öömüraindikaatoreid.

Müraasemed esitatakse järgmiste liikide kaupa: maanteeliiklus, raudteeliiklus, tööstusala ja summaarne müra.

Joonisel 2.18 ja 2.19 on Tartu Linnavalitsuse loal esitatud Tartu linna strateegiline mürakaart (ööpäeva summaarne müra) [14].



Joonis 2.18. Tartu strateegiline mürakaart (ööpäeva summaarne müra). Allikas [14].



Joonis 2.19. Tartu strateegilise mürakaardi (ööpäeva summaarne müra) fragment [14].

2.6. Ülesanded

- 2.1. Meditsiinilises diagnostikas kasutatakse pehmete kudede ebakorrapärasuse uurimiseks ultraheli sagedusega 5,00 MHz. Kui suur on sellise helilaine lainepikkus õhus, kui heli kiirus on 343 m/s? Kui heli kiirus koes on 1800 m/s, siis milline on selle laine lainepikkus koes? (69 μm ; 3,6 cm)
- 2.2. Pringlid (*Phocoena phocoena*) kiirgavad navigeerimiseks helilaineid. Kui kiiratava helilaine lainepikkus on 4,5 cm ja heli kiirus vees on $v = 1530$ m/s, siis milline on helilaine periood? (0,29 μs)
- 2.3. Temperatuur Sahara kõrbes võib ulatuda 56,0 °C-ni. Kui suur on heli kiirus õhus sellel temperatuuril? (365 m/s)
- 2.4. Õhus leviva helilaine rõhu amplituud on 0,5 Pa. Kui suur on helilaine intensiivsus? (88 dB)
- 2.5. Kalamees märkas, et õngekork tegi lainetel 10 sekundiga 20 võnget, laine kahe naaberharja vahe oli aga 1,2 m. Kui suur on lainete levimise kiirus? (2,4 m/s)
- 2.6. Inimene kuulis äikese ajal müristamist 19 s pärast välku. Kui kaugel lõi välku? Heli levimiskiirus õhus on 340 m/s. (6,5 km)
- 2.7. Inimkõrv suudab kahte heli teineteisest eristada, kui nendevaheline ajavahemik ei ole väiksem kui 0,1 sekundit. Kui suur on helipeegeldava takistuse väikseim kaugus, mille korral on veel kuulda kaja? (17 m)
- 2.8. Madalaima meeshääle lainepikkus õhus on 4,3 m, kõrgeima naishääle lainepikkus aga 25 cm. Leida nende vastavad võnkesagedused. (79 Hz; 1360 Hz)
- 2.9. Töötava mootoriga sõiduauto müra on 75 dB, veoauto müra 80 dB. Kui suur on autode summaarne müra (81,2 dB)
- 2.10 8-tunnine kokkupuude heliga, mille intensiivsuse on 90,0 dB võib põhjustada kuulmiskahjustusi. Kui suur energia mõjutab selle aja jooksul 0,80 cm läbimõõduga kuulmekilet? (14 mJ)

3. ELEKTRINÄHTUSED

3.1. Maa magnetväli

Magnetväli on füüsikaline väli, mis avaldub jõuna liikuvatele elektrilaengutele ja samuti magnetmomenti omavatele kehadele (sel juhul sõltumata nende liikumisolekust) (Joonis 3.1).

Magnetväli on vektorväli, mis tähendab, et välja iseloomustab igas tema punktis ja igal hetkel vektori väärtus, seega tema suurus (see näitab, kui suurt jõudu väli avaldab) ja suund (mis suunas jõud mõjub).

Magnetvälja mõju suurust iseloomustatakse magnetilise induktsiooni vektoriga $\mathbf{B}$. Magnetiline induktsioon ehk magnetvälja tihedus väljendab jõudu, mida magnetväli avaldab liikuvatele elektrilaengutele, täpsemalt nende magnetmomendile. See jõud $\mathbf{F}$ on võrdeline laengu suurusega q ning laengu kiiruse $\mathbf{v}$ ja magnetilise induktsiooni $\mathbf{B}$ vektorkorrutisega

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (3.1)$$

Magnetilise induktsiooni mõõtühik SI-süsteemis on tesla (tähis T).

Magnetvälja jõujooned on kujutletavad või joonestatud jooned, mis määravad välja igas punktis magnetvälja (või magnetvoo) suuna. See ühtib jõujoone puutujaga selles punktis ja on suunatud välja lõunapooluse poole. Seega on väli suunatud sinnapoole, kuhu osutab proovimagneti (kompassi magnetnõela) põhjapoolus. Väljatugevus on võrdeline proovimagnetile mõjuva pöördemomendiga, kui see on oma stabiilsest asendist teatava nurga võrra ära pööratud. Magnetväli on seda tugevam, mida tihedamalt on väljajooni selles kohas.



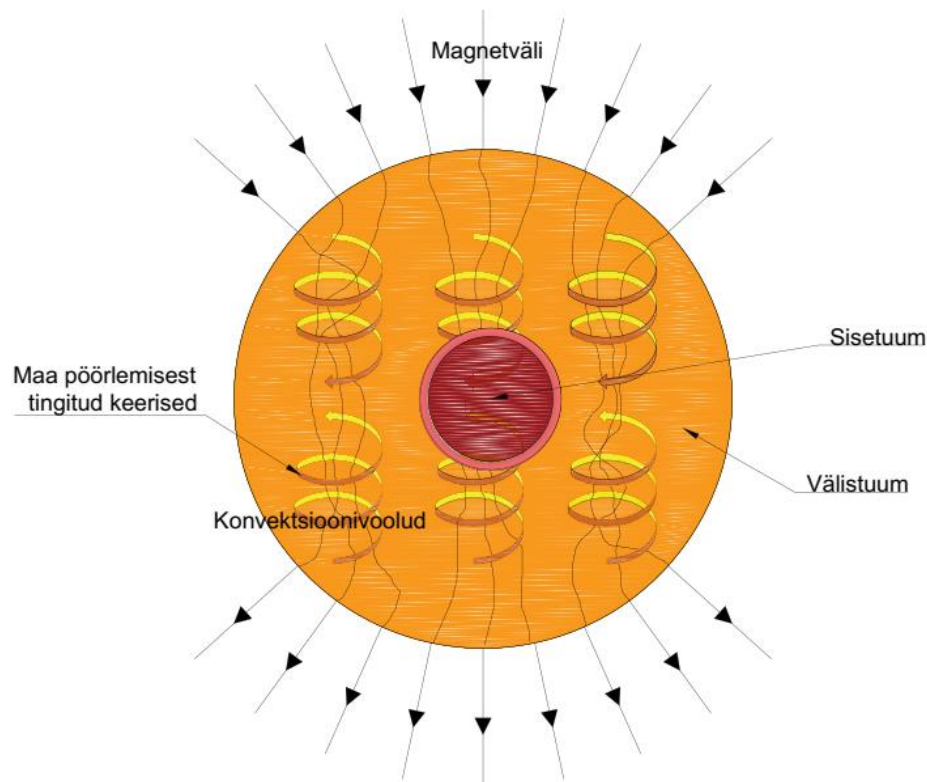
Joonis 3.1. Osakeste liikumine magnetväljas.

3. ELEKTRINÄHTUSED

Magnetostaatilises väljas ei ole võimalik eraldada üksikut poolust (monopoolust), nii nagu elektrostaatikas positiivset ja negatiivset poolust. Magnetvälja jõujoontel pole algust ega lõppu, nad sulguva näiteks läbi püsimagneti või suunduvad lõpmatusse, seetõttu on tegemist allikavaba ehk pööriselise väljaga.

Magnetväljal on palju kasutusalasid, seda nii kauges minevikus kui ka tänapäeval. Maa magnetvälja on juba sajandeid kasutatud navigeerimisel.

Maa magnetväli, tuntud ka kui geomagnetväli, on magnetväli, mis ulatub Maa sisemusest kosmosesse, kus see interakteerub päikesetuulega, Päikesest lähtuva laetud osakeste vooga. Magnetvälja tekitavad elektrivoolud, mis on tingitud sularaua ja nikli segu konveksioonivoolude liikumisest Maa välistuumas: need konveksioonivoolud on põhjustatud sisetuumast väljuvast soojusest, looduslikust protsessist, mida nimetatakse geodünamoks (Joonis 3.2).



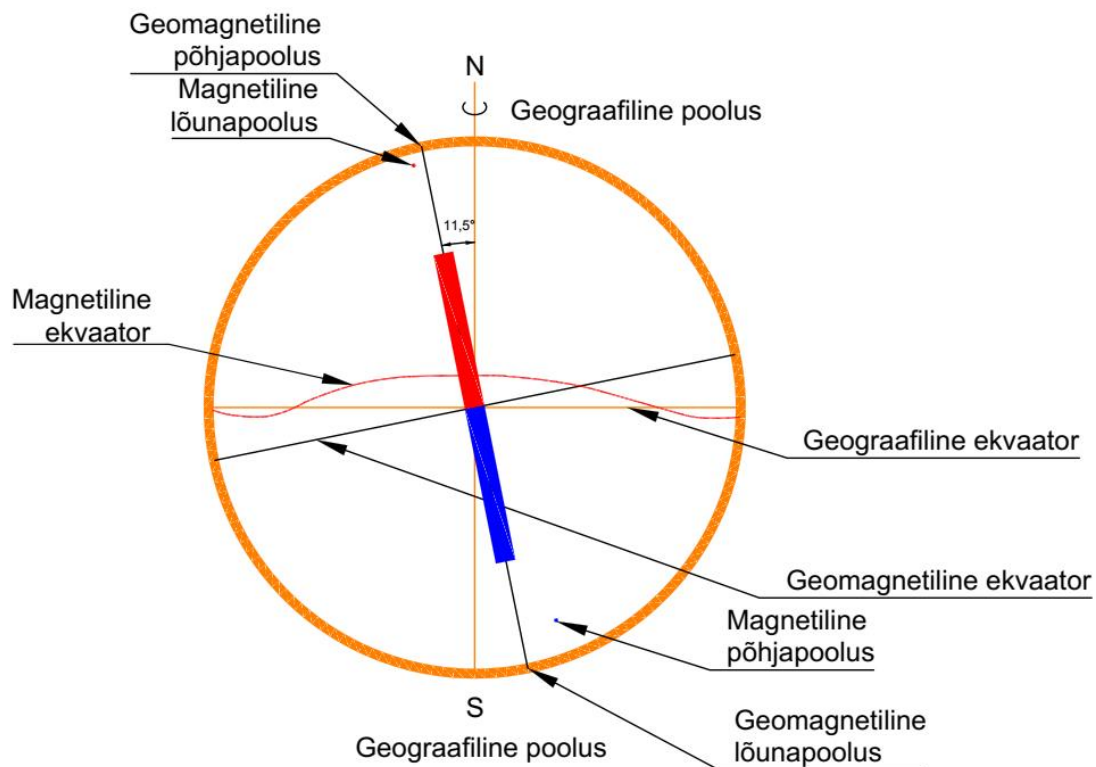
Joonis 3.2. Maa magnetvälja tekitava geodünamo skeem.

Maa sisetuumala läbimõõt on umbes 2400 km. Tema temperatuur on umbes 5700 °C, seega on sisetuum peaaegu sama kuum kui Päikese enda pind. Kuna Maa ülejäänud kihid avaldavad survet, siis sisetuumas raud pole vedel. Välistuum on veel 2000 km paksune kiht, mis koosneb rauast, niklist ja muudest vedelas olekus olevatest metallidest. Seda seetõttu, et rõhk välistuumas on madalam, mistõttu kõrged temperatuurid põhjustavad metallide sulamist. Välistuumala temperatuuri, rõhu ja koostise erinevused põhjustavad sulametalli nn konveksioonivoolusid. Kui külmem, tihedam aine vajub, hakkab soojem, väiksema tihedusega

aine tõusma. Kuna Maa pöörleb ümber oma telje, siis liikumisele mõjub Coriolise jõud, mille tulemusena tekivad keerised, mis segavad sulametallega.

Põhiliselt rauast koosneva vedeliku pidev liikumine ongi see, mis tekitab elektrivooge, mis omakorda tekitavad magnetvälju. Elektriliselt laetud metallid läbivad neid magnetvälju ja tekitavad jätkuvalt omaenda elektrivoolusid. Nii tekkinud tsükkel on pidev. Sellist tsüklit nimetatakse geodünaamikaks.

Maa magnetvälja tugevus selle pinnal jääb vahemikku 25–65 μT . Ligikaudselt kujutab seda magnetdipooli väli, mis on praegu Maa pöörlemistelje suhtes umbes 11° nurga all, nagu oleks läbi Maa keskpunkti selle nurga all tohtu püsimagnet (Joonis 3.3). Maa magnetpoolus on punkt, kuhu koonduvad Maa magnetvälja jõujooned. Maal on kaks magnetpoolust – Maa geomagnetiline põhjapoolus ja Maa geomagnetiline lõunapoolus. Geomagnetiline põhjapoolus esindab tegelikult Maa magnetvälja lõunapoolust ja vastupidi, geomagnetiline lõunapoolus vastab Maa magnetvälja põhjapoolusele (kuna vastassuunalised magnetpoolused tõmbuvad).



Joonis 3.3. Maa poolused.

Geomagnetilised poolused on antipodaalsed punktid, kus kõige paremini sobiva magnetdipooli telg lõikub Maa pinnaga. See teoreetiline dipool on samaväärne võimsa varrasmagnetiga Maa keskmes ja on Maa pinnal oleva magnetvälja kirjeldamisel parimaks lähenduseks. Seevastu tegeliku Maa magnetpoolused ei ole antipodaalsed; see tähendab, et joon, millel nad asuvad, ei läbi Maa keskpunkti (Joonis 3.3).

3. ELEKTRINÄHTUSED

Maa geomagnetiline põhjapoolus on Maa kujuteldava pöörlemistelje ja selle pinna tinglik ristumispunkt põhjapoolkeral, milles Maa magnetväli on suunatud selle pinna suhtes 90° nurga all. Maa magnetilisel ekvaatoril on magnetväljal ainult horisontaalne komponent.

Kui magnetiline põhja- ja lõunapoolus asuvad tavaliselt geograafiliste pooluste lähedal, liiguvad need aeglaselt ja pidevalt kuid piisavalt aeglaselt, et tavalised kompassid jääksid navigeerimiseks kasulikuks. Ebaregulaarsete ajavahemike järel, keskmiselt mitusada tuhat aastat, Maa magnetväli pöördub ja vastavalt põhja- ja lõunapoolus vahetavad kohti.

Magnetosfäär on ionosfääri kohal asuv piirkond, mille määrab Maa magnetvälja ulatus kosmoses. See ulatub mitmekümne tuhande kilomeetri kaugusele kosmosesse, kaitstes Maad päikesetuule laetud osakeste ja kosmiliste kiirte eest, mis muidu eemaldaksid atmosfääri ülemisi kihte.

Maa magnetväli suunab kõrvale suurema osa päikesetuulest, mille laetud osakesed hävitaksid sealhulgas Maad kahjuliku ultraviolettkiirguse eest kaitsva osoonikihi.

3.2. Elektrilist olekut kirjeldavad suurused

Ioonid liiguvad atmosfääri elektriväljas kiirusega w , mis on võrdeline elektrivälja tugevusega E piki elektrivälja jõujooni sõltudes veel iooni massist, laengust ja vaba tee pikkusest:

$$w = uE, \quad (3.2)$$

kus koefitsient u on iooni liikuvus.

Atmosfääri elektrivälja iseloomustab igas tema punktis potentsiaal V . Elektrivälja potentsiaal on füüsikaline suurus, mis võrdub mingisse elektrostaatiliselt välja punkti asetatud elektrilaengu potentsiaalse energia W_p ja laengu suuruse q suhtega

$$V = W_p/q. \quad (3.3)$$

Elektrivälja tugevus E on potentsiaali muutumise kiirus ruumis

$$E = -\frac{\partial V}{\partial s}. \quad (3.4)$$

Elektrijuhtivus G on füüsikaline suurus, mis iseloomustab seda, kui suur on elektriahela võime juhtida elektrivoolu. Alalisvoolu puhul

$$G = 1/R, \quad (3.5)$$

kus R on takistus.

Erijuhtivus on füüsikaline suurus, mis iseloomustab kvantitatiivselt aine või materjali võimet elektrivoolu juhtida. Erijuhtivus σ on defineeritud võrdetegurina voolutiheduse J ja elektrivälja tugevuse E vahel

$$J = \sigma E. \quad (3.6)$$

Voolutihedus J võrdub elektrivoolu tugevuse I ja elektrijuhi ristlõikepinna pindala A jagatisega:

$$J = I/A. \quad (3.7)$$

Pinge on füüsikaline suurus, mis iseloomustab kahe punkti vahelist elektrivälja potentsiaalide erinevust ning näitab, kui palju tööd A tuleb teha ühiklaengu ümberpaigutamiseks ühest punktist teise:

$$U_{21} = V_2 - V_1 = A/Q, \quad (3.8)$$

kus Q on positiivne punktlaeng ja A on töö, mille elektriväli teeb selle laengu ümberpaigutamiseks. Elektripinge on skalaarne suurus.

Läbilöögitugevus E_l on aine elektrilist tugevust iseloomustav suurus, mis arvuliselt võrdub pingega U , mille korral ühikulise paksusega ainekihis tekib läbilööki:

$$E_l = U/d, \quad (3.9)$$

d on dielektrikukihi paksus.

3.3. Globaalne elektriahel

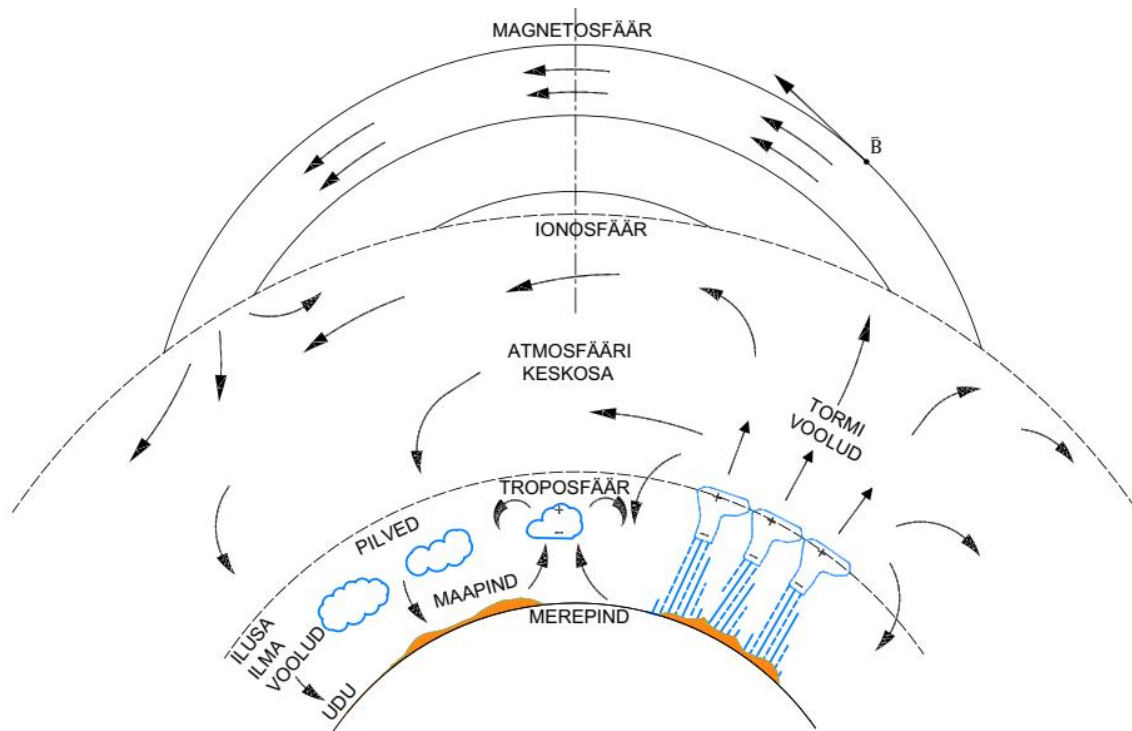
Juba üle kahe sajandi on teada, et Maa ning selle atmosfäär on peaaegu püsivalt elektrifitseeritud. Maapinnal on negatiivne laeng ning kogu pinna kohal asuvas atmosfääris on jaotunud võrdne ja vastupidine positiivne laeng. Hea ilmaga on maapinnal elektriväli tavaliselt 100–300 V/m; sellel väljal on ööpäevaseid, hooajalisi ja muid ajalisi muutumisi, mis on põhjustatud paljudest erinevatest teguritest. Atmosfääril on mõõdukas elektrijuhtivus, mis suureneb kõrgusega, seda juhtivust tekitab ja säilitab peamiselt kosmilise kiirte põhjustatud ionisatsioon. Maapinna lähedal on elektrijuhtivus piisavalt suur selleks, et hajutada mistahes elektriväljad vaid 5–40 minutiga, seetõttu peab kohalikku elektrivälja hoidma mingi peaaegu pidev vooluallikas.

Alates 1920. aastatest on äikesetorme peetud globaalses vooluringis domineerivaks generaatoriks. Enamik pilve-maa välkudest kannab negatiivse laengu maapinnale ja tormi punktlaendusvoolud kannavad positiivse ruumilaengu atmosfääri. Lisaks on sademed ja muud konvektsioonivoolud ning nii lineaarsed kui ka mittelineaarsed juhtivusvoolud, mida tuleb arvesse võtta, kui püütakse mõista äikesetormi ajal laengu ülekandumist maapinnale. Äikese elektriline struktuur on keeruline, kuid sageli vaadeldakse seda lihtsa vertikaalse elektridipoolina.

Maapinnalähedase atmosfääri elektrijuhtivus ilusa ilmaga on suurusjärgus 10–14 S/m ja see suureneb peaaegu eksponentsiaalselt kõrguseni 60 km. Peamised laengukandjad kuni 60 km kõrguseni on väikesed positiivsed ja negatiivsed ioonid, mida tekitavad peamiselt kosmilised kiired. Kõrgemal kui 60 km muutuvad vabad elektronid laengukandjatena olulisemaks ja nende suur liikuvus põhjustab järsu juhtivuse tõusu kogu mesosfääris. Üle 80 km muutub juhtivus anisotroopseks geomagnetvälja mõjul ja Päikese kiirguse mõjul toimuvate fotoionisatsiooniprotsesside tõttu esinevad suured ööpäevased kõikumised.

3. ELEKTRINÄHTUSED

Atmosfääri piirkonda kõrgemal kui 60 km nimetatakse tasanduskihiks ja seda peetakse tavaliselt isopotentsiaalpinnaks ja globaalse juhtivuse ülemiseks piiriks. Laengud voolavad äikesetormidest üles sellesse kihti, kus need levivad kiiresti üle kogu maailma. Ülemaailmsed äikesetormid säilitavad tasanduskihi ja pinna potentsiaalide erinevuse 200–600 kV – Maa-ionosfääri potentsiaali. See potentsiaalide erinevus omakorda tekitab elektrivoolu allapoole, mis on ilusa ilmaga piirkondades suurusjärgus $2 \cdot 10^{-12} \text{ A/m}^2$.



Joonis 3.4. Globaalne elektriahel.

Tänapäeval on veel palju üksikasju, mis vajavad selgitamist äikesetormide kui generaatorite rolli kohta globaalses vooluringis (Joonis 3.4), sealhulgas seda, kuidas need nähtused sõltuvad näiteks tormide dünaamikast, arenguastmest, välgusagedusest, sademete intensiivsusest ja pilvede kõrgusest. Ionosfääri potentsiaali ööpäevaste muutuste, elektrivälja või õhk-maa elektrivoolu ning äikesetormide sageduse ülemaailmsete hinnangute vaheliste seoste uurimine on väga aktuaalne. Paljud elektrilised protsessid interakteeruvad globaalses vooluringis.

Globaalne vooluahel hõlmab vastastikust elektrilist vastasmõju kõigi atmosfääripiirkondade vahel. Siin vaatame lihtsalt mõningaid näiteid, mis illustreerivad põhiprotsesse ja mõningaid olulisi nende omavahelisi seoseid. Kosmilised kiired on planetaarse piirikihi peamine ionisatsiooniallikas, aga maapinna lähedal tekitavad ionisatsiooni ka mullapinnalt väljuvate looduslike radioaktiivsete gaaside lagunemine ja otse pinnalt eralduv kiirgus. Radioaktiivsetest allikatest tulenev ionisatsioon sõltub pinnase tüübist ja pinnastruktuurist ning meteoroloogilisest hajumise kiirusest. See ionisatsioon väheneb tavaliselt kõrgusega kiiresti ja umbes 1 km kõrgusel on selle panus kogu ionisatsiooni väiksem kui kosmiliste kiirte oma. Muud ionide allikad planetaarses piirkihis hõlmavad välku, elektrifitseerimist koskede, ookeanilainetuse ja tehnilike pihustite tõttu, samuti mitmesuguseid põlemisprotsesse, elektrilahendusi või koroonavoolusid, mis tekitavad alati, kui ümbritseva elektrivälja tugevus

ületab läbilöögiläve, aga ka hõõrdeprotsesse, mis on seotud vulkaanilise aine väljapaiskumisega, aga ka tolmu ja lume liikumisega.

Olulist rolli väikeste ionide neelajatena mängivad pilved ja muud aerosoolid, muutes seeläbi ionide jaotust. Mõned atmosfääri aerosoolid on hügrokoopseid ja osakeste suurus suureneb suhtelise õhuniiskuse korral. Suure õhuniiskuse korral tekivad udu- ja pilvepiisad, mis põhjustavad atmosfääri elektrijuhtivuse suurt langust. Kuna elektrijuhtivuse vähenemine võib olla udu eelkäija, võib elektriliste mõõtmiste abil olla võimalik udu tekke prognoose parandada. Turbulentne transport ja konveksioon planetaarses piirkihis on olulised protsessid, mis reguleerivad atmosfääri, geosfääri ja biosfääri vahelist impulsi, soojuse ja niiskuse vahetust. Need protsessid mõjutavad keskmist tuuleprofiili, temperatuuri vertikaalset jaotust, veeauru, aerosoolide ja ionide jaotumist kogu troposfääris. Turbulentne segunemine ja konveksioon võivad takistada radioaktiivsete ainete kogunemist maapinna lähedale ja hajutada aerosooli troposfääris suuremale kõrgusele. Planetaarse piirkihi elektriprotsessid on keerulised, väga muutlikud ja hõlmavad tohutul hulgal ruumi- ja ajaskaalasid. Elektrilised muutujad reageerivad paljudele madalama atmosfääri protsessidele, kuid neil on tavaliselt vähe mõju nähtustele, millele nad reageerivad. Planetaarses piirkihis põhjustavad laengutiheduse kohalikud turbulentsed kõikumised ajas muutuva elektrivälja, mis on suurusjärgus võrreldav globaalse äikesetormi aktiivsuse poolt säilitatava elektriväljaga või on isegi suurem. Kuna planetaarne piirkihit on atmosfääri suurima takistusega piirkond, siis just see kiht ja ka generaatorid juhivad globaalses ahelas voolusid.

3.4. Äike

Kuigi valdav osa pilvedest moodustub ja hajub ilma sademeid või välku tekitamata, võivad need siiski olla nõrgalt elektrifitseeritud. Mõnes pilves elektrifitseerumine intensiivistub konvektiivse liikumise suurenedes ning tugev elektrifitseerumine algab tavaliselt siis, kui toimub pilve kiire vertikaalne ja horisontaalne areng ning sademete intensiivistumine. Enamik välkudest Maal tekivad rünk-sajupilvedes, mis on tugevalt konvektiivsed ja sisaldavad nii ülejahtunud vett kui ka jääd. Harva tekib välke ka mõningates soojades pilvedes.

Pilvede elektrifitseerumise protsesse võib vaadelda kahel ruumilisel skaalal toimuvana: protsessid mikroskaalal viivad lõpuks elektriliselt laetud jää- ja veeosakeste tekkeni, seejärel toimub erinevate laengute eraldumine, mis tekitab suures mahus positiivset ja negatiivset laengut ning lõpuks välku. Mikroskaalaliste protsesside hulka kuulub ionipaaride loomine, mis tekivad üksikute pilve- ja sademeosakeste kokkupõrkel. Suurema pilveskaala protsessid on mõjutatud sademetest või intensiivsest konveksioonist või nende kahe kombinatsioonist. Pilve arengu käigus koguneb nii pilve üla- kui alaosa järjest suurem elektrilaeng. Koos laengute kasvuga kasvab ka elektrivälja tugevus. Ühel hetkel ületab see kriitilise piiri, siis tekibki sädelahendus ehk välk. Esimene välk areneb äikesepilves ongi tavaliselt pilve tipu ja alaosa vaheline ehk pilvesisene välk. Hiljem võib äikesepilve negatiivselt laetud alaosa indutseerida maapinnal piisavalt suure positiivse laengu. Sel juhul hakkavad pilve alaosa ja maapinna vahel tekkima pilv-maa välgid.

3. ELEKTRINÄHTUSED

Välg on suur elektrilahendus, mis tekib Maa atmosfääris ja mille kogupikkus võib olla kümneid kilomeetreid või rohkem (Joonis 3.5). Keskmiselt toimub maailmas igas sekundis atmosfääris umbes 50–100 elektrilahendust. Suurema osa välkudest tekitavad äikesepilved, kusjuures üle poole kõigist välkudest jääb pilvedesse. Suurem osa teadmistest välgu füüsika kohta on pärit siiski pilv-maa (PM) välkude uurimisest. Enamik pilv-maa välke neutraliseerib tõhusalt negatiivse laengu pilves.

Enamik PM elektrilahendustest algab pilves, kus on suur positiivse ja negatiivse ruumilaengu kontsentratsioon. Mõnekümne millisekundi jooksul tekib läbilöök, mis levib horisontaalselt ja allapoole ning mida nimetatakse laskuvaks liidriks. Kui laskuva liidri mis tahes haru ots jõuab maapinna lähedale, põhjustab pinna lähedal tekkiv suur elektriväli ühe või mitu ülespoole levivat laengut. Kui ülespoole suunatud elektrilahendus puutub kokku langeva liidriga, algab esimene tagasilöök. Tagasilöögil tekib atmosfääris ionisatsioonikanal, mis algab maapinnast või selle kohal ja levib väga suure kiirusega ülesse. Tagasilöök on tavaliselt välgu eredaim faas. Maksimaalne elektrienergia, mis hajub tagasilöögil, on suurusjärgus sada miljonit vatti kanali meetri kohta, kusjuures kanali temperatuur on mitukümmend tuhat kraadi. Välgukanali kiirel paisumisel tekib lööklaine ja sellest saab alguse müristamine, mille omadused sõltuvad välgu läbilöögi olemusest ja atmosfäärikeskkonnast.

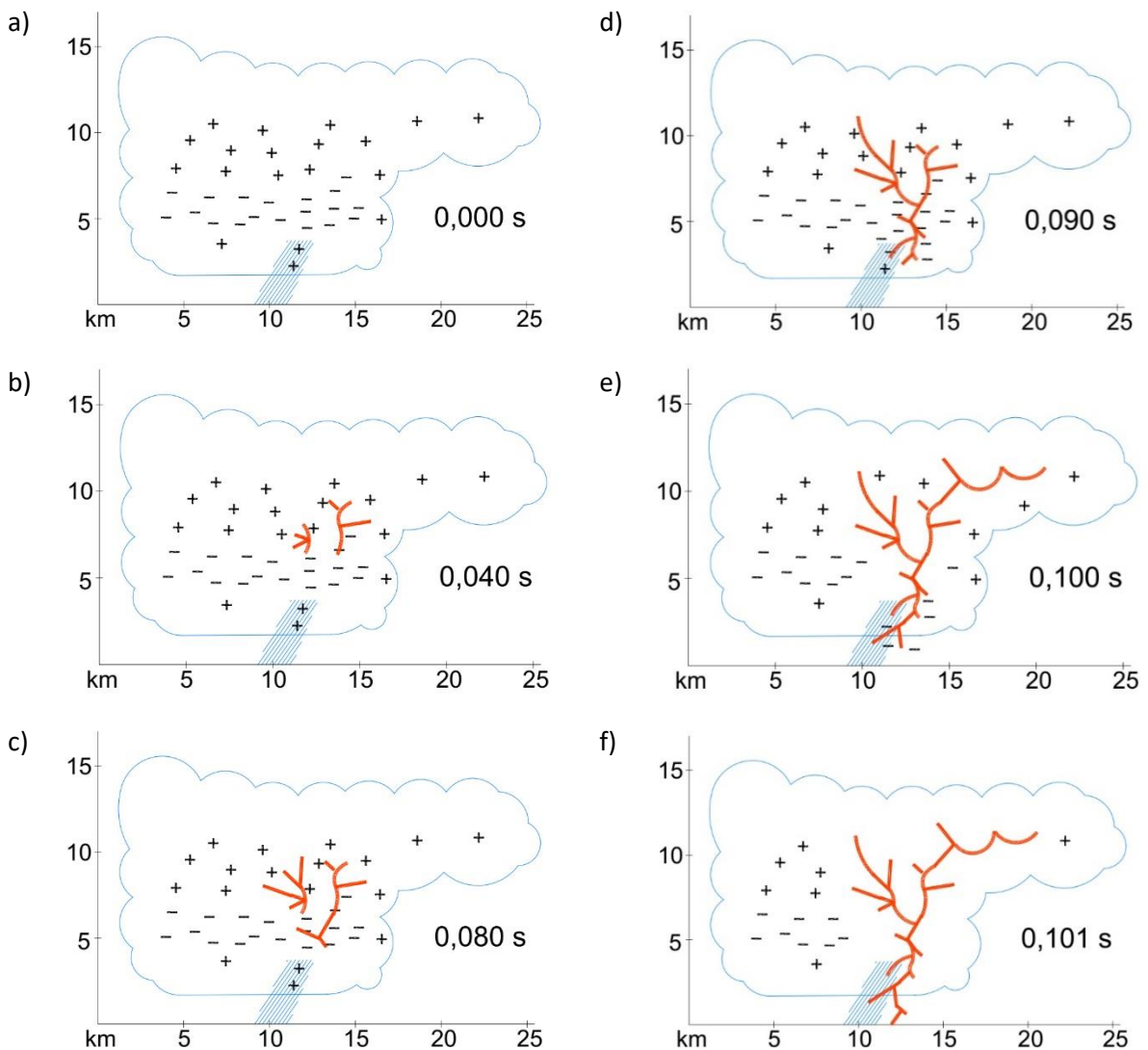
Tagasilöögi voolud neutraliseerivad tõhusalt suurema osa juhtkanali laengust. Pärast 40–80 millisekundilist pausi tekitab enamik PM-sähvatusi uue välgu, mis levib peamiselt mööda eelmist tagasilöögikanalit ja käivitab järgmise tagasilöögi. Enamik välgusähvatusi sisaldab kahte kuni nelja tagasilööki, millest igaüks mõjutab erinevat pilvelaengut. Äikesepilve ja maapinna vahel esineb õhu elektrijuhtivuses alati väiksemaid erinevusi. Iga laskuva liidri samm toimub eelistatult suunas, kus õhu elektrijuhtivus on suurem. Kui maapinnani leitakse teistsuguse tee kui eelmine löök, siis tegelikult lööb välg maasse rohkem kui ühes kohas ja on hargnenud välimusega.



Joonis 3.5. Äike Annemasses – Yann'i foto – CC BY-SA 4.0 [16].

Üles- ja allapoole suunatud õhuvoolud ning pilve- ja sademeosakeste vahelised vastasmõjud eraldavad pilves positiivseid ja negatiivseid laenguid. Need protsessid viivad tavaliselt liigse positiivse laengu pilve ülemisse ossa ja jätavad alumisse ossa negatiivse laengu. Negatiivne laeng koondub tavaliselt kõrgustele, kus atmosfääri temperatuur on vahemikus -10°C kuni -20°C (st suviste äikesetormide korral 6–8 km kõrgusel merepinnast ja talvise tormiga 1–3 km kõrgusel), see kõrgus jääb tormi arenedes muutumatuks. Positiivseid laenguid leidub sõltuvalt tormi intensiivsusest vahemikus -25°C kuni -60°C ja see temperatuurivahemik jääb tavaliselt 8 ja 16 km kõrgusele merepinnast.

Tüüpilise pilv-maa välgu ajal toimuvate protsesside lihtsustatud skeemid on toodud Joonistel 3.6, 3.7 ja 3.8.



Joonis 3.6. Laskuv liider ja esimene tagasilöök pilv-maa välgusähvatuses.

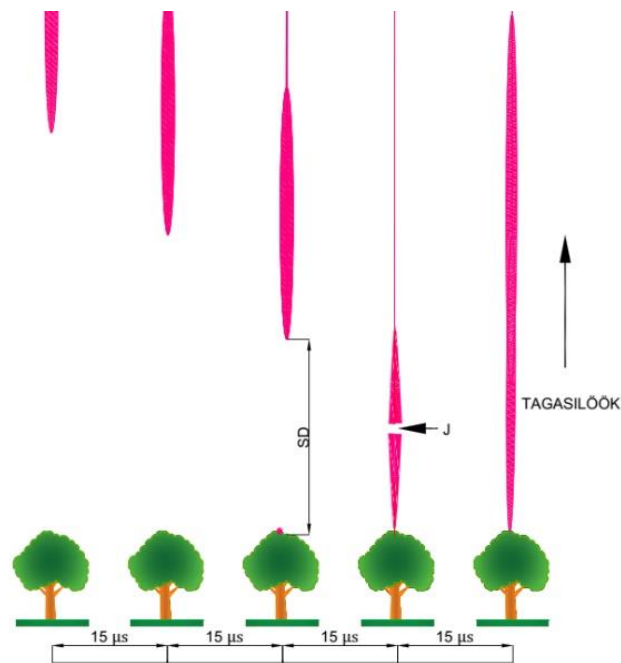
Joonis 3.6 a) näitab eeldatavat pilvelaengu jaotust vahetult enne välgu algust. Peaaegu alati algab pilv-maa välk pilves protsessiga, mida nimetatakse esialgseks läbilöögiks. Esialgse läbilöögi asukoht pole tegelikult teada, kuid see võib alata positiivse ja negatiivse laengu piirkondade vahelisest kõrge väljatugevusega piirkonnast, nagu on näidatud Joonisel 3.6 b).

3. ELEKTRINÄHTUSED

Esialgne läbilöök käivitab mõnekümne millisekundi pärast väga hargnenud elektrilahenduse, mis levib horisontaalselt ja allapoole ning mida nimetatakse laskuvaks liidriks. Laskuv liider on visandatud Joonistel 3.6 c) ja d) ning see protsess vähendab tõhusalt negatiivset laengut maapinna suunas. Laskuva liidri üksikud sammud on 30–90 m pikkused ja toimuvad 20–100 μs intervalliga.

Kui laskuva liidri mis tahes haru ots satub maapinnale lähedale, muutub elektrivälja tugevus vahetult pinna kohal väga suureks ja see põhjustab ühe või mitu ülespoole suunatud tagasilööki maapinnast (Joonis 3.7). Tühjenemislaengud levivad ülespoole kuni üks või mitu jõuab välgukanalini, see juhtub tavaliselt harilikult mõnekümne meetri kõrgusel pinnast. Kui kontakt tekib, algab esimene tagasilöök. Tagasilöök on põhimõtteliselt intensiivne positiivne ionisatsioonilaine, mis algab maapinnast või vahetult selle kohal ja levib mööda juhtkanalit umbes kolmandiku valguse kiirusest (Joonis 3.6 f)). Tagasilöökide tippvoolud ulatuvad mõnest kuni sadade kiloampriiteni, tüüpiline väärtus on umbes 40 kA. Need voolud neutraliseerivad tõhusalt suurema osa juhtkanali- ja osa pilvelaengust. Tagasilöögist hajuv tippvõimsus on umbes suurusjärgus 10^8 vatti kanali meetri kohta, kusjuures kanali maksimaalsed temperatuurid on vähemalt 30 000 K.

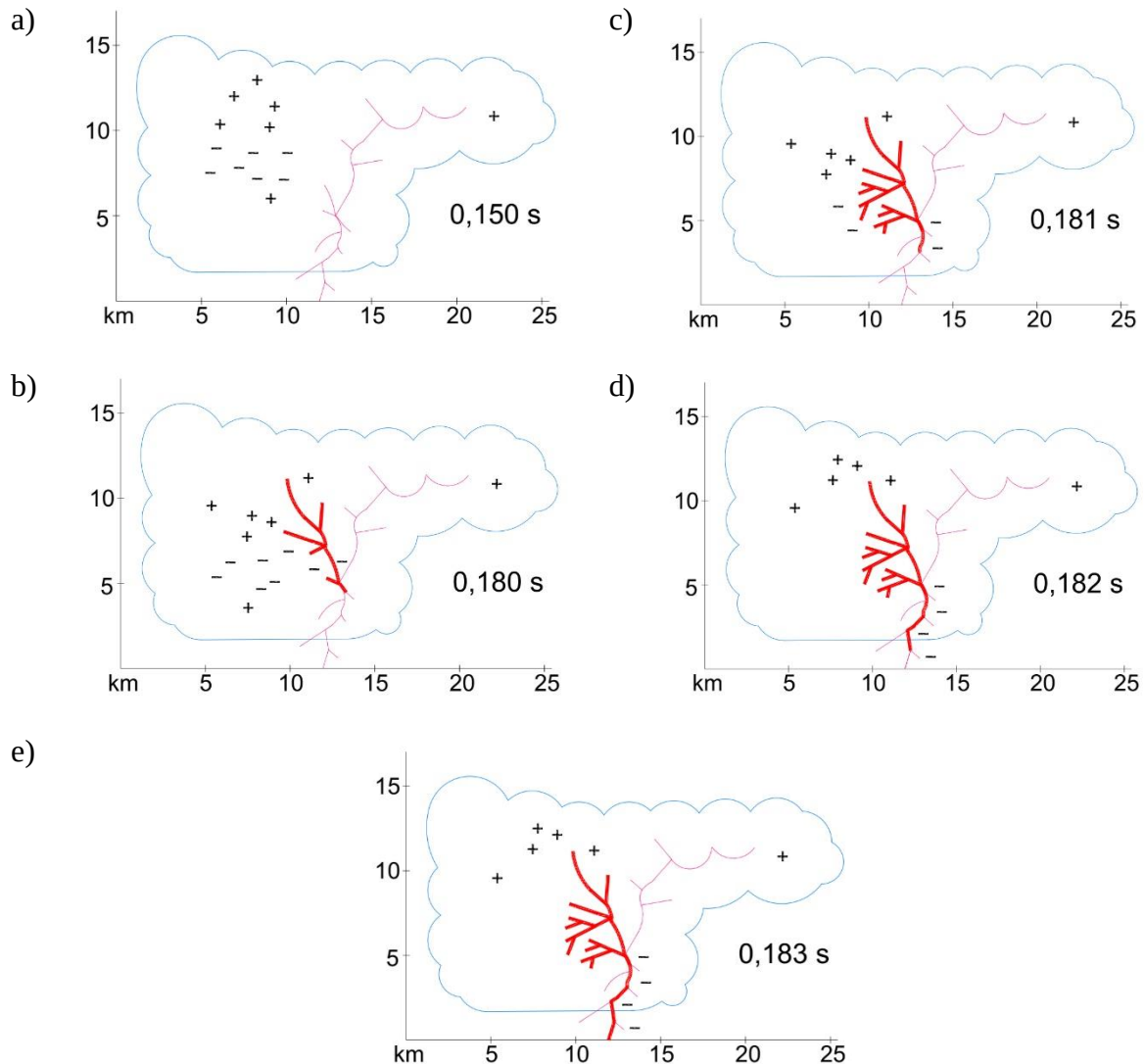
Laskuva liidri paar viimast sammu ja tagasilöögi algust on illustreeritud Joonisel 3.7. Kaugust välguga tabatava objekti ja liidri tipu vahel, kui tühjenemislahendus algab nimetatakse löögikauguseks (LK) ja see on välgukaitses oluline mõiste.



Joonis 3.7. Laskuv liider ja tagasilöök maapinnalt.

Pärast 40–80 millisekundi pikkust pausi tekitab enamik pilve-maa välgusähvatusi uue liidri, mis levib piki eelnevat tagasilöögikanalit ja käivitab järgneva tagasilöögi. Enamik välke sisaldab kahte kuni nelja tagasilööki ja igaüks neist mõjutab erinevat pilvelaengu mahtu.

Joonisel 3.8 on kujutatud skeem sekundaarse välgu uuest liidrist ja sellele järgnenud tagasilöögist. Visuaalselt näib välg sageli värelevat, kuna inimsilm suudab lihtsalt ühendada erinevate löökide vahelised ajavahemikud. 20–40 protsendil kõigist pilv-maa sekundaarsetest sähvatustest levib välg ainult osas eelmisest tagasilöögikanalist ja loob seejärel teise kanali maapinnani. Sellistel juhtudel lööb välg tegelikult maad mitmes kohas ja kanalil on iseloomulik hargnenud välimus, mida võib näha fotodel (Joonis 3.5).



Joonis 3.8. Sekundaarse välgu ja tagasilöögi areng.

3.5. Ülesanded

- 3.1. Elektrivälja tugevus Maa pinna lähedal on 130 V/m, väli on suunatud Maa tsentri poole. Mitu kompenseerimata elektroni on keskmiselt Maa pinna igal ruutsentimeetril? ($1,44 \cdot 10^6$)
- 3.2. Pilvepiisal raadiusega 10 μm on laeng $500 \cdot e$ (elementaarlaeng $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$) asub vertikaalses elektriväljas $E = 150 \text{ V/m}$. Leida piisale mõjuva raskusjõu ja elektrilise jõu suhe. (3400)

3. ELEKTRINÄHTUSED

- 3.3. Milline peaks olema elektrivälja tugevus pilves, et tasakaalustada raskusjõud, mis mõjub pilvepiisale raadiusega $5\ \mu\text{m}$ ning laenguga $300 \cdot e$? ($3,2 \cdot 10^5\ \text{V/m}$)
- 3.4. Atmosfääri elektrivälja tugevus muutub aasta jooksul $80\ \text{V/m}$ (juuli) kuni $280\ \text{V/m}$ (veebruari). Kuidas muutub elektrivälja energia ruumtihedus suvest talveni? (väheneb 12,25 korda)
- 3.5. Hinnanguliselt on summaarne vool Maa pinnani $1600\ \text{A}$. Leida takistus atmosfääri ja Maa vahel, kui potentsiaalide vahe on $300\ \text{kV}$. ($187,5\ \Omega$)
- 3.6. Atmosfäär võib kõrgemal kui $20\ \text{km}$ lugeda suure elektrijuhtivuse tõttu isopotentsiaalpinna. Leida kerakondensaatori, mille moodustab maapind ja atmosfäär kõrgusel $20\ \text{km}$, mahtuvus. ($226\ \mu\text{F}$)
- 3.7. Leida kerakondensaatori, mille moodustab maapind ja atmosfäär kõrgusel $20\ \text{km}$, laeng, kui potentsiaalide vahe on $250\ \text{kV}$. ($56,5\ \text{C}$)
- 3.8. Milline peab olema potentsiaalide vahe kuivas õhus $2\ \text{km}$ kõrgusel oleva pilve ja maapinna vahel, et tekiks välg? Kuiva õhu läbilöögitugevus on $3 \cdot 10^9\ \text{V/km}$. ($6 \cdot 10^9\ \text{V}$)
- 3.9. Kui suur on välgu, mis kestab $30\ \mu\text{s}$, võimsus, kui voolutugevus on $25\ \text{kA}$ ning välg tekib potentsiaalide vahel $1 \cdot 10^9\ \text{V}$? ($2,5 \cdot 10^{13}\ \text{W}$)
- 3.10 Kosmilise kiirguse elektron liigub kiirusega $7,5 \cdot 10^6\ \text{m/s}$ risti Maa magnetväljaga, mille magnetiline induktsioon on $1,0 \cdot 10^{-5}\ \text{T}$. Kui suur on ringi raadius, mida mööda ta liigub? ($4,3\ \text{m}$)

4. RADIOAKTIIVSUS, TUUMAENERGIA

4.1. Elementaarosakesed

Elementaarosakesteks nimetatakse mikroosakesi, mis võtavad füüsikalistest protsessidest osa kui jagamatu tervik. Kuna teadmised elementaarosakestest pidevalt uuenevad, siis elementaarosakeste hulk on muutuv suurus. Elementaarosakesi üheks iseloomustavaks omaduseks on võime muunduda ühest osakesest teiseks, seega ei saa neid vaadelda kui meid ümbritseva maailma püsivaid „ehituskive“. Elementaarosakesi iseloomustatakse tavaliselt järgmiste suurustega: mass, elektrilaeng, sisemine omapöörlemishulk ehk spinn ja keskmine eluiga.

Elementaarosakeste massi all mõeldakse nende seisumassi m_0 ehk massi tingimusel, kui osakese kiirus $v = 0$. Juhul, kui $v \neq 0$, on osakese mass

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \quad (4.1)$$

kus $c = 2,9979 \cdot 10^8$ m/s on valguse kiirus vaakumis.

Seisumassiks nimetatakse elementaarosakese või mõne muu süsteemi vähimat võimalikku massi.

Vastavalt Einsteini relatiivsusteooria valemile $E = mc^2$ on iga keha energia ja mass omavahel seotud, seega energiat omava (näiteks liikuva) elementaarosakese mass on suurem kui täiendavat energiat mitteomava elementaarosakese mass. Kuna liikumine on suhteline, siis liikumise puhul tuleb muidugi arvestada taustsüsteemiga, mille suhtes seda vaadeldakse. Vähimat võimalikku energiat omava elementaarosakese mass ongi tema seisumass.

Seisumassi alusel jagunevad elementaarosakesed seisumassiga ja seisumassita osakesteks. Osakesed, millel seisumass puudub, ei saa "paigal olla" ning nad liiguvad alati valguse kiirusega. Kõige tuntum seisumassita osake on foton. Seisumassiga osakesi ei saa jälle vastavalt relatiivsusteooriale valguse kiirusega liikuma sundida.

Elementaarosakese seisumass võrdub ka energiaga, mida on vaja selle osakese "loomiseks" ja mis vabaneb, kui osake annihileerub ehk hävib.

Elementaarosakeste seisumassi (aga ka tegelikku massi) mõõdetakse energiaühikutes elektronvoltides (eV), kuna nii on lihtsam leida osakese tegelikku massi (seisumass + osakese energia). Üks elektronvolt on energia, mille saavutab elektron, kui ta läbib elektriväljas potentsiaalide vahe üks volt – $1 \text{ eV} = 1,601 \cdot 10^{-19} \text{ J}$. Tavaliselt on osakeste massid suurusjärgudes megaelektronvolt (MeV) ja gigaelektronvolt (GeV). Elementaarosakesi energiaga kuni 10^9 eV loetakse keskmise energiaga osakesteks, suure energiaga osakeste energia on suurem kui 10^9 eV.

4. RADIOAKTIIVSUS, TUUMAENERGIA

Elementaarosakeste mõõtmed on suurusjärgus 10^{-15} m. Tuumafüüsikas ja osakeste füüsikas on kasutusel niisama suur ühik fermi nime all (tähisteks f või F). SI-süsteemis on kasutusel pikkusühik femtomeeter ($1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$).

Elementaarosakesed võivad olla positiivset või negatiivset laengut kandvad või neutraalsed. Elementaarosakeste elektrilaengut mõõdetakse tavaliselt elementaarlaengutes $e = 1,601 \cdot 10^{-19} \text{ C}$. Elektroni laeng on $-e$, prootoni laeng $+e$. Elementaarosakeste laeng on enamasti $+e$ või $-e$, kuid mõne elementaarosakese laeng on isegi e täiskordne. Kaasaja teadmiste kohaselt ei ole elektrilaeng e absoluutväärtuselt väikseim laeng.

Spinn on elementaarosakese impulsimoment, mis pole seotud osakese kui terviku liikumisega. Spinn on vektor, mille absoluutväärtus S avaldub valemiga

$$S = \hbar \sqrt{s(s+1)}, \quad (4.2)$$

kus $\hbar = h/2\pi$ on taandatud Plancki konstant ($h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$ on Plancki konstant) ja s on spinni kvantarv, mille väärtus võib olla mittenegatiivne poolarv või täisarv ($0, 1/2, 1, 3/2, 2, \dots$). Mõnedel spinni omavatel elementaarosakestel on ka spinnmagnetmoment. Need osakesed käituvad välises magnetväljas nagu väikesed magnetid pöördudes ja võttes välja suhtes vastava asendi. Osakesi klassifitseeritakse nende spinni väärtuste järgi. Sellist klassifikatsiooni kasutatakse seetõttu, et osakeste spinn mõjutab tugevalt osakeste käitumist statistilises mehaanikas. Poolarvulise spinniga osakesed alluvad Fermi-Diraci statistikale ning neid nimetatakse fermionideks. Fermionide hulka kuuluvad näiteks elektron, prooton ja neutron. Fermionide süsteemide olekufunktsioonid peavad identsete osakeste vahetamise suhtes olema antisümmeetrilised, mis tähendab, et olekufunktsioon peab kahe identse osakese vahetamisel muutma oma märki. Selle omaduse järgi ei saa osakesed jagada sama kvantolekut – piirang, mida tuntakse Pauli keeluprintsiibi nime all. Täisarvulise spinniga osakesed alluvad Bose-Einsteini statistikale ning neid nimetatakse bosoniteks. Bosonite hulka kuuluvad näiteks footonid. Bosonite süsteemide olekufunktsioonid peavad identsete osakeste vahetamise suhtes olema sümmeetrilised. See asjaolu lubab bosonitel samu kvantolekuid jagada. Bosonite arv antud olekus võib olla suvaline.

Eluea alusel jagatakse elementaarosakesed stabiilseteks ja mittestabiilseteks. Footon, elektron ja prooton on tuntumad stabiilsed osakesed. Enamik elementaarosakesi laguneb iseeneslikult teatud aja jooksul, mis võib olla väga erinev ($10^3 \text{ s} - 10^{-24} \text{ s}$). Lagunemise tulemusena tekivad teised elementaarosakesed, mis võivad olla nii stabiilsed kui ka mittestabiilsed. Ei saa väita, et mittestabiilsed osakesed koosnevad stabiilsetest osakestest, sest üks ja sama osake võib laguneda mitmel erineval viisil. Kui võtta arvesse ka väga lühikese elueaga (10^{-24} s) osakesi, siis on kaasajal tuntud elementaarosakeste arv väga suur. Peaaegu kõikidele elementaarosakestele vastab antiosake, millel on sama mass, spinn ja eluiga nagu antud osakesel, kuid elektrilaeng ja teised laengutüüpi suurused on võrdvastupidised. Näiteks on elektroni elektrilaeng $-e$, tema antiosakesel positronil aga $+e$.

Elementaarosakeste omavahelistel pörkumistel toimuvad nende muundumised uuteks osakesteks. Kõik need muundumised toimuvad aga kõiki jäävusseadusi rangelt järgides.

Footon on elektromagnetvälja energiat kandev neutraalne elementaarosake, mille seisumass on null – footon eksisteerib ainult valguse kiirusega liikudes. Footoni spinnkvantarv $s = 1$. Footonit nimetatakse ka kvandiks, nähtava valguse puhul kasutatakse samuti nimetust valguskvant. Nimetuse kvant all oleks korrektsem mõista footoni energiat $\varepsilon = h\nu$, kus h on Plancki konstant ja ν monokromaatilise elektromagnetlaine sagedus. Footoni impulss $p = mc = \frac{h\nu}{c}$, kus m on footoni liikumismass ja c valguse kiirus vaakumis. Footonid, mille energia on suurem kui 1,02 MeV, võivad muunduda elektron-positronpaariks. Võimalik on ka vastupidine nähtus, milles elektron ja positron kohtudes annihileeruvad (hävivad) ning nende asemele tekib kaks või kolm footonit.

Elektron (tähis e^-) on negatiivset elementaarlaengut kandev stabiilne elementaarosake, mille spinnkvantarv $s = 1/2$ ning mass $m_e = 9,109 \cdot 10^{-31}$ kg. Elektron on aine põhiline struktuurielement kuuludes kõikide aatomite koosseisu, moodustades aatomituuma ümbritseva elektronkatte. Aatomite elektronkatted määravad aatomite ja molekulide keemilised, optilised ja elektrilised omadused, aga ka enamuse tahkete kehade omadustest. Vabad elektronid võivad tekkida termoemissiooni, fotoemissiooni, beetalagunemise või elektron-positronpaari tekkimise tulemusel.

Loomulikes tingimustes (beetakiirgus) ning ka tehiskes protsessides, kus elektronkimpe kasutatakse, liiguvad elektronid valguse kiirusele lähedaste kiirustega. Elektroni energia beetakiirguses võib olla kuni 1 MeV.

Positron (tähis e^+) on elektroni antiosake, mille spinn ja mass on sama kui elektronil. Positron tekib koos elektroniga footoni muundumisel elektron-positronpaariks, raskemate elementaarosakeste lagunemisel või tehisradioaktiivsete ainete beetakiirgusena. Positron on küll stabiilne osake, kuid tavalises aines tema eksisteerimisaeg on suhteliselt väike, sest ta hävib kohtudes elektroniga, mille tagajärjel tekib kaks γ –footonit.

Positroni avastas ameerika füüsik C. D. Anderson kosmilises kiirguses 1932. aastal.

Prooton (tähis p) on positiivse elementaarlaenguga stabiilne elementaarosake, mille spinnkvantarv $s = 1/2$ ning mille mass on 1836 korda suurem elektroni massist $m_p = 1836 \cdot m_e$. Prooton on vesinikuaatomi kerge isotoobi tuumaks ning koos neutroniga aatomituumade koostisosaks. Prootonite arvu aatomituumas nimetatakse selle elemendi (aatom) laenguarvuks. Protoni efektiivne raadius on $0,8 \cdot 10^{-15}$ m ning tal on elektromagnetiline struktuur.

Neutron (tähis n) on elektrilaenguta (neutraalne) elementaarosake, mille spinnkvantarv $s = 1/2$ ning mass on natuke suurem prootoni massist $m_n = 1838,6 \cdot m_e$. Vaba neutron on ebastabiilne osake keskmise elueaga umbes 10^3 s. Ta laguneb spontaanselt prootoniks ja elektroniks, lagunemisel tekib veel antineutriino.

Neutronid moodustavad koos prootonitega kõik aatomituumad. Neutroneid ja prootoneid kui aatomituuma moodustavaid osakesi nimetatakse nukleonideks. Nukleonide vahel on intensiivne vastasmõju, mida nimetatakse tugevaks interaktsiooniks.

4. RADIOAKTIIVSUS, TUUMAENERGIA

Stabiilses tuumas on prootonite ja neutronite vahel liikuv tasakaal (ühed nukleonid muunduvad pidevalt teisteks), mistõttu neutronide arv tuumas ei muutu. Tuuma neutronit loetakse stabiilseks, see stabiilsus on siiski näiv stabiilsus.

Neutron avastati 1932. aastal. Neutroni efektiivne raadius on $0,8 \cdot 10^{-15}$ m ning tal on elektromagnetiline struktuur. Neutroni antiosake on antineutron.

Neutriino (tähis ν) on väikese massiga ($m_\nu < 10^{-4} \cdot m_e$, kuid selle täpne suurus on alles selgitamisel) osake, mille spinnkvantarv $s = 1/2$. Neutriino iseärasus on selles, et tema vastasmõju ülejäänud osakestega toimub väga väikese intensiivsusega. Sellist vastasmõju nimetatakse nõrgaks interaktsiooniks.

Neutriinod tekivad tuumareaktsioonides nõrga vastasmõju tulemusena. Suurimaks neutriinode allikaks on Päikesel toimuvad tuumareaktsioonid, kuid samamoodi tekivad neutriinod ka kosmilise kiirguse tõttu, tuumajaamades ning ka maakooses olevate radioaktiivsete elementide lagunemisel. Näiteks elektronneutriinod tekivad beetalagunemisel, kui neutron muundub prootoniks või vastupidi.

Neutriino on elektriliselt neutraalne, ta ei reageeri ei tugeva vastasmõju ega elektromagnetilise vastasmõju kaudu, vaid ainult gravitatsiooniliselt või nõrga vastasmõju kaudu. Gravitatsioonijõud on äärmiselt nõrk (elementaarosakeste protsesside korral enamasti praktiliselt olematu). Nõrga vastasmõju protsesside toimumise tõenäosus on väga väike, seetõttu neutriinod üldjuhul ainega ei interakteeru ning neid on väga raske tuvastada või nende olemasolu eksperimentaalselt mõõta. Näiteks on neutriino vaba tee pikkus pliis ligikaudu valgusaasta.

Neutriino olemasolu ennustas W. Pauli 1930. aastal ja neutriino avastati katseliselt 1956. aastal.

Kvargid on elementaarosakesed, mis osalevad tugevas vastastikmõjus. Neutronid ja prootonid koosnevad kvarkidest ja kuna elektronid (mis on leptonid ehk nullist erineva laenguga elementaarosakesed, mis alluvad Fermi-Diraci statistikale) on samuti fundamentaalosakesed, siis võib öelda, et kvargid ja leptonid on praegu teadaolevalt aine vähimad ja jagamatud osakesed.

Kvargid omavad värvilaengut ning osalevad seetõttu tugevas vastastikmõjus. Tulenevalt tugeva vastasmõju eripärast ei saa kvargid eksisteerida üksinda, vaid peavad moodustama liitosakese, mille värvilaeng on neutraalne. Selliseid liitosakesi nimetatakse hadroniteks. Hadroneid on kahte tüüpi: barüonid, mis koosnevad kolmest kvargist (või kolmest antikvargist); mesonid, mis koosnevad kvargist ja antikvargist. Hadroni saavad moodustada kvargid, mille värvilaeng annab kokku neutraalse (valge). Kvarke hoiab hadronis koos tugev vastasmõju. Et värvilaenguid on kolm (punane, sinine ja roheline) ja igale värvilaengule vastab antivärvilaeng (antipunane, antisinine ja antiroheline), siis moodustavad neutraalse liitosakese kas kolm erineva värvilaenguga kvarki või värvilaengu ja selle antivärvilaenguga kvargid.

Kvarke on 6 tüüpi: u-, d-, s-, c-, b- ja t-kvargid (inglisekeelsetest sõnadest *up* (üleval), *down* (all), *strange* (veider), *charm* (sarm), *bottom* (põhi), *top* (tipp)). Meid ümbritsevas tavaaines esinevad üksnes u- ja d-kvargid, teisi on täheldatud vaid kiirendites väga kõrgetel energiatasemetel

suhteliselt lühikese aja jooksul. u-kvargi elektrilaeng on $+2/3 e$ ja oletatav mass $1,5...4 \text{ MeV}/c^2$; d-kvargi laeng $-1/3 e$ ja mass $4...8 \text{ MeV}/c^2$. Lisaks vastab igale kvargile sama massi, kuid vastupidiste laengutega antikvark.

4.2. Aatomituum

Aatmituumad koosnevad prootonitest ja neutronidest. Kui tähistada tähega Z mingi elemendi X järjenumbrit elementide perioodilisuse süsteemis ning tähega A elemendi massiarvu ehk prootonite ja neutronide arvu summat, siis sisaldab tuum Z prootonit ning $A - Z$ neutronit. Niisuguses tähistuses esitatakse elementi X kujul A_ZX .

Arv Z määrab ära tuuma positiivse laengu elementaarlaengutes. Massiarv A on aatommassile kõige lähedasem täisarv. Aatommass ehk suhteline aatommass on kas keemilise elemendi või selle isotoobi ühe aatomi mass aatommassiühikutes (amü). Alates 1961. a kasutatakse aatommassiühikuna süsinikuühikut, mis on $1/12$ süsiniku isotoobi ${}^{12}\text{C}$ aatomi massist.

Ühe ja sama elemendi aatomite massid võivad olla erinevad. Erineva aatommassiga sama aine aatomeid nimetatakse selle aatomi isotoopideks. Isotoopide aatomituumad erinevad neutronide arvu poolest. Isotoopide olemasolu seletab paljude elementide keskmise aatommassi erinevust täisarvust. Näiteks argoon (Ar) koosneb kolmest isotoobist ${}^{36}_{18}\text{Ar}$, ${}^{38}_{18}\text{Ar}$ ja ${}^{40}_{18}\text{Ar}$, tema keskmine aatommass on 39,9. Kõikide elementide puhul, millel on mitu stabiilset isotoopi, on nende isotoopide protsentuaalne suhe kõikides seda elementi sisaldavates keemilistes ühendites ühesugune.

Tänapäeval tuntakse üle 2000 kõikide elementide isotoobi. Paljud neist on ebastabiilsed ja neid looduses ei esine. Stabiilsete isotoopide arv on ka üsna suur. Paarisnumbriga elementidel on isotoope rohkem kui paaritu numbriga elementidel.

Ühe ja sama elemendi isotoobid on ühesuguste keemiliste omadustega, sest elektronkatete ehitus on neil ühesugune. Isotoopide füüsikalised omadused on erinevad. Erinevad omadused on ka ainetel, mille koosseisu üks või teine antud elemendi isotoop kuulub. Eriti märgatavad on erinevused kergete elementide puhul. Näitena vaatleme tavalist (kerget) ja rasket vesinikku ning tavalist ja rasket vett.

Tavalise vesiniku (prootiumi) aatomi tuumaks on üks prooton, tema massiarv on 1 ning tähiseks ${}^1_1\text{H}$. See on vesiniku stabiilne isotoop. Raske vesiniku (deuteeriumi) tuum sisaldab lisaks ühele prootonile veel ühte neutronit (massiarv 2, tähis ${}^2_1\text{H}$ ehk ${}^2_1\text{D}$). Need on vesiniku stabiilsed isotoobid, looduses on neist esimest 99,986% ja teist 0,0145%.

Peale nende kahe teatakse veel ülrasket vesinikku (tritiumi), mille tuum koosneb ühest prootonist ja kahest neutronist (${}^3_1\text{H}$ ehk ${}^3_1\text{T}$). See isotoop on ebastabiilne (poolestusajaga 12,62 aastat) ning looduses teda ei esine.

Looduslik vesi sisaldab 99,98% kerget (H_2O) ning 0,02% rasket (D_2O) vett. Raske vee omadused erinevad tunduvalt kerge vee omadustest (Tabel 4.1).

4. RADIOAKTIIVSUS, TUUMAENERGIA

Peale selle on raskel veel mõned muud eriomadused. Nii näiteks hukuvad raskes vees mikroorganismid kiiresti. Vee elektrolüütilisel lagundamisel laguneb kerge vesi, seega rikastub ülejäänud vesi tema raske komponendiga.

Tabel 4.1. Kerge ja raske vee omadused.

Omadus	H ₂ O	D ₂ O
Tihedus 20 °C juures (kg/m ³)	998,2	1105,6
Suurim tihedus	3,98 °C juures	11,6 °C juures
Sulamistemperatuur normaalarõhul	0 °C	+3,82 °C
Keemistemperatuur normaalarõhul	100 °C	101,4 °C
Sisehõõrdeegur 20 °C juures (Pa · s)	$1,006 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$
Pindpinevustegur 20 °C juures (N/m)	$7,38 \cdot 10^{-2}$	$7,28 \cdot 10^{-2}$

Aatomi A_ZX tuum koosneb Z prootonist (massiga m_p) ning $A - Z$ neutronist (massiga m_n), aga tuuma kogumass m_X ei ole võrdne prootonite ja neutronite masside summaga olles viimasest natuke väiksem:

$$Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n > m_X. \quad (4.3)$$

Masside vahet

$$\Delta m = m_p + (A - Z) \cdot m_n - m_X \quad (4.4)$$

nimetatakse massidefektiks. Seega iseloomustab iga tuuma massidefekt Δm .

Relatiivsusteooria alusel kehtib massi ja energia vahel järgmine seos

$$\Delta E = \Delta m \cdot c^2, \quad (4.5)$$

kus c on valguse kiirus vaakumis. Seega mõõdab massidefekt Δm energiahulka, mis tekib selle tuuma moodustamisel prootonitest ja neutronitest. See energia on tuuma seoseenergia.

Prootoni mass on $1,672621777(74) \times 10^{-27}$ kg ehk energieetiliselt $938,272046(21)$ MeV/ c^2 .

Neutroni mass on $1,674927351(74) \times 10^{-27}$ kg ehk energieetiliselt $939,565378(21)$ MeV/ c^2 .

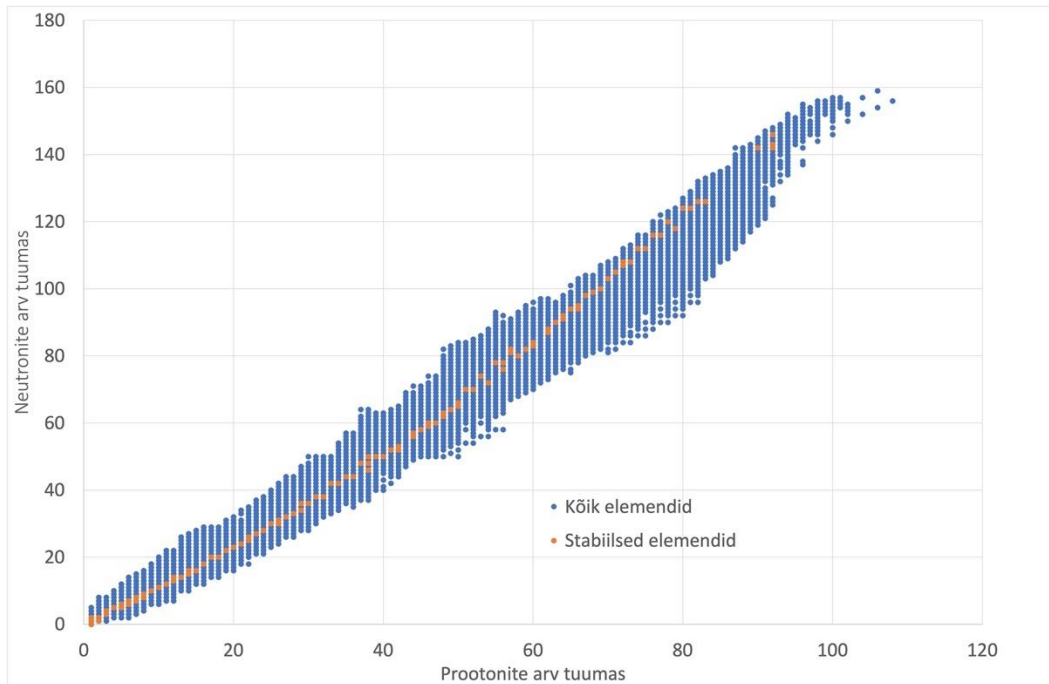
Võrdluseks on elektroni mass $0,511$ MeV. Prooton on neutronist kergem umbes 2,5 elektroni massi jagu.

Tuuma seoseenergiat ühe nukleoni kohta

$$f = \frac{\Delta E}{A} \quad (4.6)$$

nimetatakse tuuma eriseoseenergiaks. Enamiku tuumade puhul $f = 8,5$ MeV. Võrreldes seda energiat keemilistes reaktsioonides vabaneva energiaga ($2\text{---}3$ eV ühe reaktsioonisündmuse kohta), siis on näha, et tuumareaktsioonides vabanev energia on miljoneid kordi suurem.

Looduses leiduvad aatomid on kas stabiilsed või ebastabiilsed. Aatom on stabiilne, kui tuuma moodustavate osakestevahelised jõud on tasakaalus. Aatom on ebastabiilne (radioaktiivne), kui need jõud on tasakaalust väljas, kui tuumas on liigset siseenergiat. Aatomi tuuma ebastabiilsus võib tuleneda neutronite või prootonite liigsusest. Radioaktiivne aatom püüab saavutada stabiilsust, väljutades nukleoneid (prootoneid või neutroneid), aga ka teisi osakesi või vabastades energiat muul kujul. Joonisel 4.1 on esitatud erinevate elementide (sh isotoopide) neutronite ja prootonite arvu omavaheline seos.



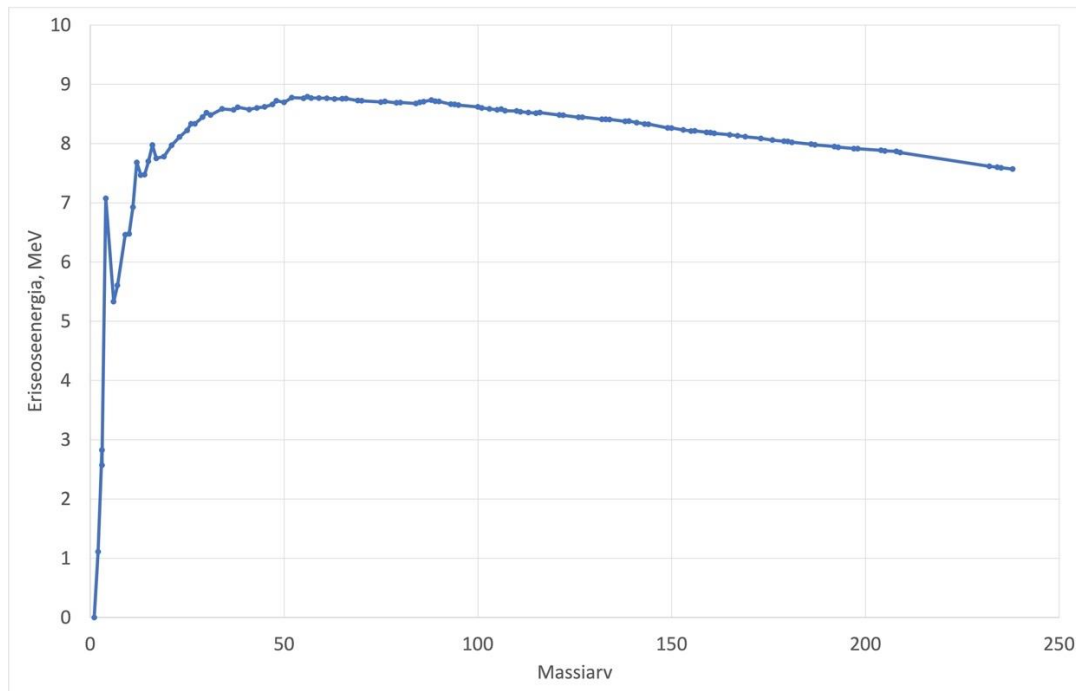
Joonis 4.1. Erinevate elementide neutronite ja prootonite arvu omavaheline seos.

Tuumade stabiilsus pole otseses seoses seoseenergiaga, vaid eriseoseenergiaga. Mida suurem on eriseoseenergia, seda stabiilsem on aatomituum. Joonisel 4.2 on esitatud eriseoseenergia f sõltuvus tuuma massiarvust A . Jooniselt on näha, et kõige stabiilsemad on keskmise raskusega tuumad. Kui toimub raskete tuumade muundumine keskmise raskusega tuumadeks (sellist nähtust nimetatakse tuumade lõhustumiseks), siis protsess kulgeb eriseoseenergia kasvu suunas ehk stabiilsuse suunas. Seega raskete tuumade lõhustumisel vabaneb energia. See ongi tuumaenergeetika teoreetiliseks aluseks. Jooniselt 4.2 näeme, et väikeste massiarvude puhul massiarvu suurenemisel eriseoseenergia kasvab. Seega kergete tuumade liitumisel vabaneb energia.

Termotuumareaktsioonid on kergete tuumade ühinemisreaktsioonid, mille kulgemiseks on vaja ülikõrget temperatuuri, sest tuumad peavad pörkel lähenema teineteisele tuumajõudude mõjupiirkonda. Sellised reaktsioonid kulgevad tähtedel ja vesiniku- ehk termotuumapommis.

Kuna aatomituumad koosnevad positiivselt laetud prootonitest ja laenguta osakestest – neutronitest, siis ei saa neid osakesi liitvateks jõududeks olla elektrostaatiliselt jõud. Prootonite vahel mõjuvad tõukejõud peaksid hoopis tuuma „ära lõhkuma“. Tuuma kooshoidvaks jõuks on tugev tuumajõud, mis on vahendatud kiire vastastikuse kahekvargiliste (1 tavakvark + 1 antikvark) mesonite vahetusega. Nende mesonite laengud on +1, 0 või -1 mille mass on umbes

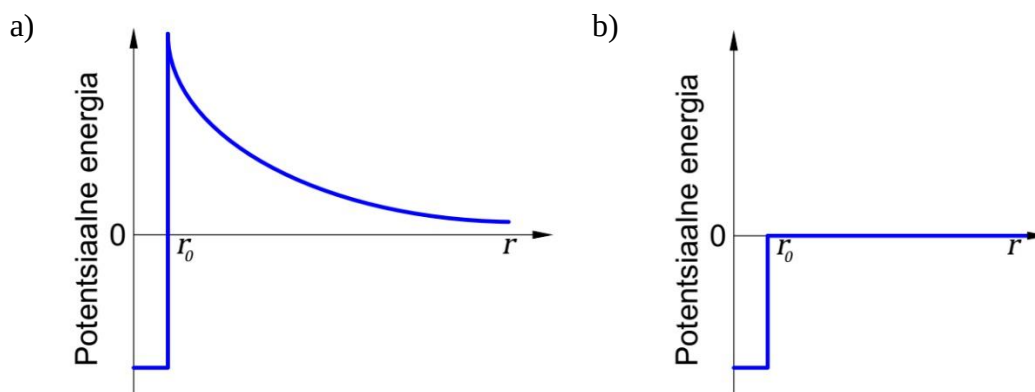
kuuendik prootoni või neutroni massist. Prootonite omavaheline tõukumine sama laengu tõttu on mesonite vahendatud tõmbejõust 137 korda nõrgem. Samas laengust sõltuv jõud on lõputu ulatusega kasvades lähenedes eksponentsiaalselt, aga tugev tuumajõud hakkab prootoneid tuumale ligi tõmbama alles tuumast umbes prootoni diameetri kaugusel. Tuumajõud on ühesugused nukleonpaarides prooton-prooton, prooton-neutron ja neutron-neutron. Summaarne jõud kahe prootoni vahel on muidugi nende elektrostaatilise tõukejõu võrra väiksem, mis on väike võrreldes tuumajõududega.



Joonis 4.2. Eriseoseenergia sõltuvus tuuma massiarvust.

Tuumajõude iseloomustab see, et nad mõjuvad ainult väga väikestel kaugustel, mis ei ületa tuuma mõõtmeid. Joonisel 4.3 on kujutatud lihtsustatud mudelina nukleonisüsteemide prooton-prooton (a) ja prooton-neutron (b) potentsiaalne energia tuumas, mille määravad nukleonide vahel mõjuvad jõud. Prootonite vahel (a) hakkab mõjuma elektrostaatiline tõukejõud juba küllaltki suurtel kaugustel r mistõttu on nende potentsiaalne energia positiivne kuni osakesed lähenevad kauguseni r_0 , kus järsult tekib väga suur tõmbejõud, mis ületab tunduvalt elektrostaatilise tõukejõu sellel kaugusel. Seetõttu muutub potentsiaalne energia järsult negatiivseks.

Süsteem aatomituum-prooton on sarnane süsteemiga prooton-prooton, ainult elektrostaatilised jõud on nii mitu korda suuremad, kui palju on tuumas prootoneid ning tuumajõud kaugusel $r < r_0$ nii mitu korda suuremad, kui palju on tuumas prootoneid ja neutroneid kokku. Seetõttu on süsteemi aatomituum-prooton potentsiaalse energia sõltuvus sarnane Joonisel 4.3 a) kujutatuga. Prootoni potentsiaalne energia aatomituumas on negatiivne ning selle tõttu on prooton tuumaga väga tugevasti seotud. Joonisel 4.3 a) on kujutatud prootoni potentsiaalse energia sõltuvust kaugusest. Seda kõvera osa, mis ülalpool abstsissitelge nimetatakse potentsiaalibarjääriks, sest ta näitab energia väärtust, mida prooton peab omama, et ületada tuuma sisenemiseks või tuumast väljumiseks vajalik barjäär.



Joonis 4.3. Nukleonide potentsiaalne energia aatomituumas (lihtsustatud mudel): a) süsteem prooton-prooton; b) süsteem prooton-neutron.

Nukleonisüsteemi prooton-neutron puhul elektrostaatilised tõukejõud puuduvad, seega kaugemal kui r_0 puudub potentsiaalne energia täielikult ning kaugustel $r < r_0$, kus mõjuvad tuumajõud (tõmbejõud), on potentsiaalne energia negatiivne - Joonis 4.3 b). Sellist potentsiaalse energia sõltuvust kaugusest nimetatakse potentsiaaliauguks. Samasugune on neutroni ja aatomituuma potentsiaalse energia sõltuvus kaugusest. Tuumast väljumiseks peab neutron omama energiat, mis on määratud potentsiaaliaugu sügavusega. Tuuma sisenemiseks pole aga neutroni energia väärtusel mingit tähtsust.

Suurust r_0 loetakse aatomituuma raadiuseks. Tuuma tegelikud mõõtmed sõltuvad temas sisalduvate nukleonide arvust A . Eksperimentide tulemuste analüüsimisel on saadud seaduspärasus:

$$r_0 = 1,25 \cdot 10^{-15} \cdot A^{1/3} \text{ m}, \quad (4.7)$$

ehk aatomituuma raadius on võrdeline kuupjuurega massiarvust.

Kuna massiarvude A väärtused on vahemikus 1 kui 240, siis on aatomituumade raadiused suurusjärgus 10^{-15} m. SI-süsteemis on 10^{-15} m = 1 fm (femtomeeter), tuumafüüsikas on kasutusel niisama suur ühik fermi (tähis fm, ka f või F).

Aatomituuma tiheduse hindamiseks võib lihtsustatult lugeda tuuma kerakujuliseks, seega tuuma tiheduse ρ saame arvutada järgmiselt:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{1,67 \cdot 10^{-27} \cdot A}{\frac{4}{3} \cdot \pi \cdot (1,25 \cdot 10^{-15})^3 \cdot A} = 2,04 \cdot 10^{17} \text{ kg/m}^3. \quad (4.8)$$

Siit näeme, et kõikide aatomituumade tihedus on ühesugune ning väga suur.

4.3. Looduslik radioaktiivsus

Prantsuse füüsik Becquerel avastas 1896. aastal, et uraani soolad saadavad välja nähtamatut kiirgust, mis sarnaselt valgusega mõjutab fotomaterjale. Seda nähtust uurisid põhjalikumalt Marie ja Pierre Curie, nende ettepanekul hakati nähtust nimetama radioaktiivsuseks. Kiirgust

4. RADIOAKTIIVSUS, TUUMAENERGIA

hakati nimetama radioaktiivseks kiirguseks. Uuringutega selgitati välja, et radioaktiivseid kiiri on kolme liiki, neid tähistatakse kreeka tähtedega α , β ja γ .

α -kiirgus on oma olemuselt nn α -osakeste voog. α -osake on heeliumi aatomituum ${}^4_2\text{He}$, mis koosneb kahest prootonist ja kahest neutronist, seega on massi poolest neli korda suurem „massiivsetest“ elementaarosakestest nagu seda on prooton p (${}^1_1\text{H}$) või neutron n . Kuna niisugune osake kiiratakse välja aatomituumast, siis toimub järgmine tuuma ${}^A_Z\text{X}$ lagunemisprotsess:



milles tekib uus tuum ${}^{A-4}_{Z-2}\text{Y}$.

Näiteks toimub järgmine lagunemine:



α -osakeste kiirused radioaktiivses kiirguses on väga erinevad, seetõttu on nende energiad ka erinevad. Õhus liikudes põrkub α -osake kokku gaasimolekulidega ning ioniseerib neid. Ioniseerimiseks kulub mingi hulk energiat (keskmiselt kulub ühe ionipaari tekitamiseks 34 eV). Kui α -osakese energia on kulutatud, siis „leiab“ ta kaks elektroni ning muutub heeliumi aatomiks. α -osakese teepikkus õhus (l) sõltub õhu tihedusest, seetõttu määratakse see standardtingimustel (0 °C ja 100 kPa). Erinevate ainete tuumadest kiiratavatel α -osakestel on l väärtused üsna erinevad jäädes vahemikku 2,6 cm kuni 11,5 cm.

α -osakeste kiirused (v) tuumast väljumisel on suurusjärgus 10^7 m/s ning sellele vastavad energiad (E) on suurusjärgus mõni megaelektronvolt (Tabel 4.2).

Tabel 4.2. α -osakeste omadused.

Aine	Õhus läbitav teepikkus, cm	Kiirus, m/s	Energia, MeV
${}^{238}_{92}\text{U}$	2,7	$1,42 \cdot 10^7$	4,2
Ra	3,3	$1,52 \cdot 10^7$	4,8
${}^{212}_{84}\text{Po}$	8,5	$2,05 \cdot 10^7$	8,8

Iga radioaktiivne aine kiirgab välja mitu rühma α -osakesi. Ühte rühma kuuluvate osakeste energiad on lähedased. Eri rühmade osakeste energiad võivad tunduvalt erineda. Üks rühm (põhirühm) on tavaliselt kõige intensiivsem.

Vedelikes ja tahketes ainetes on α -osakeste teepikkus väga väike. α -osakesed on väikese läbitungimisvõimega. Näiteks pidurdab juba tavaline paberileht α -kiirguse täielikult.

β -kiired on väga kiirete elektronide või positronide voog. β -osakese tähis on seetõttu e^- või e^+ . β -kiirgus väljub aatomituumadest. Kuna aga aatomituumas püsivate osakestena elektrone ega positrone ei esine, siis tuuma lagunemine toimub ühena järgmistest protsessidest:

- Elektronidest koosnev beetakiirgus tekib β^- -lagunemisel. β^- -lagunemine toimub juhul, kui neutron (n^0) muutub prootoniks (p^+), kiirates elektroni (e^-) ja antielektron-neutriino ($\bar{\nu}$)

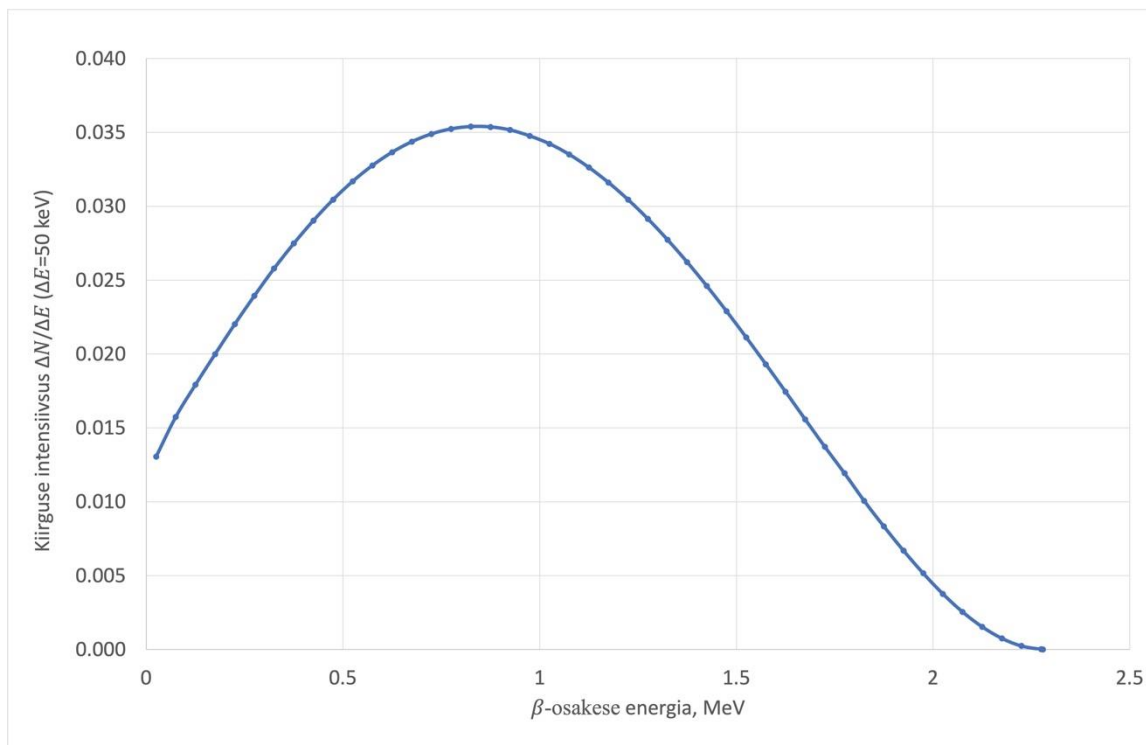
$$n^0 \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}. \quad (4.11)$$

- Positronidest koosnev beetakiirgus tekib β^+ -lagunemisel. β^+ -lagunemine toimub juhul, kui proton (p^+) muutub neutroniks (n^0) kiirates positroni e^+ ja electronneutriino (ν)

$$p^+ \rightarrow n^0 + e^+ + \nu. \quad (4.12)$$

Kuna β^+ lagunemine vajab toimumiseks lisaenergiat, siis reeglina on β^+ -kiirgus väiksema intensiivsusega kui β^- -kiirgus. Beetalagunemise tulemusena võib aatomituum jääda ergastatud olekusse. Tuuma tagasipöördumine põhiolekusse toimub läbi gammakvandi kiirgamise, mistõttu beetakiirgusele võib kaasneda gammakiirgus.

β -osakeste kiirused võivad olla väga suured ulatudes kuni $0,999 \cdot c$, kus c on valguse kiirus vaakumis. β -osakeste energia on väga suur ulatudes kuni 10 MeV. Erinevalt α -osakestest on β -osakeste energiaspekter pidev. See tähendab, et sama aine tuumad saadavad välja igasuguse kiirusega (ja seega ka igasuguse energiaga) β -osakesi, alates nullist kuni E_0 -ni, mis iseloomustab antud ainet. Joonisel 4.4 on esitatud ütriumi $^{90}_{39}\text{Y}$ β -kiirguse normeeritud energiaspekter. Kõigi β -aktiivsete ainete korral on energijaotus pidev, ühe maksimumiga ning kindla piiriga suurte energiatega juures. Pidev energijaotus tuleneb sellest, et kiirgusel vabanev energia jaguneb kahe osakese (e^- ja $\bar{\nu}$ või e^+ ja ν) vahel.



Joonis 4.4. Ütriumi $^{90}_{39}\text{Y}$ β -kiirguse normeeritud energiaspekter. Maksimaalne energia $E_0 = 2279,2$ keV.

β^- -lagunemine toimub järgmise skeemi kohaselt



Näiteks konkreetselt toimub lagunemine



Tänu osakeste suurtele kiirustele ja suhteliselt väikesele massile on β -kiired märksa suurema läbitungimisvõimega kui α -kiired. Samas siiski, läbides ainet, põrkuvad nad kokku aine osakestega ja annavad nendele ära oma energia ehk β -kiirgus neeldub aines. Aatomiga kokku põrganud β -osakesed võivad neelduda aatomi elektronkattes tekitades negatiivse iooni või pidurduda aatomi elektronkatte negatiivses elektriväljas. Viimasel juhul annab β -osake osa oma liikumise energiast üle aatomi elektronkatte elektronidele (ergastades neid), kuid ise aatomiga ei ühine. Seega β -kiirguse neeldumisel aine ioniseerub, kusjuures energia kulu ioniseerimisele kasvab elektroni kiiruse (energia) kahanedes. Näiteks kui elektroni energia on 0,8 kuni 1,0 MeV, tekitab ta õhus standardtingimustel 1 cm pikkusel teel 50 ionipaari, aga kui energia on 0,2 MeV, on tekkinud ionipaaride arv 100, aga energiaga 0,02 MeV elektron tekitab juba kuni 500 paari ioone.

β -kiirguse läbitungimisvõimet iseloomustab järgmine näide. Kui β -osakeste energia on 2 MeV, siis see kiirgus neeldub täielikult õhukihis paksusega 8 m, alumiiniumis 3 mm, pliis 1 mm paksuses kihis.

β -kiirguse neeldumist aines kirjeldab valem

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu d}, \quad (4.15)$$

kus I_0 ja I on vastavalt aine kihile paksusega d langeva ja sellest väljuva kiirguse intensiivsus, μ - neeldumistegur, mis iseloomustab ainet antud energiaga β -osakeste puhul.

Tihti kasutatakse neeldumise iseloomustamiseks teguri μ asemel aine kihi paksust, milles kiirguse intensiivsus väheneb kaks või e korda tähistades neid vastavalt $d_{1/2}$ ja $d_{1/e}$.

Valemist (4.15) saame

$$d = \frac{\ln \frac{I_0}{I}}{\mu}, \quad (4.16)$$

millest järeldeb

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} \quad (4.17)$$

ja

$$d_{1/e} = \frac{1}{\mu}. \quad (4.18)$$

γ -kiired on väga väikese lainepikkusega (ehk väga suure sagedusega) elektromagnetlained. γ -kvantide energia väärtused on suurusjärgus 10^5 eV. γ -kiirgus kaasneb α - või β -lagunemisega. Radioaktiivsel lagunemisel tekkinud uus tuum kiirgab γ -kvandi juhtumil kui see tuum on tekkemomendil ergastatud olekus ehk omab normaalolekuga võrreldes lisaenergiat. Just

γ -kvandi tekkimine näitab seda, et aatomituumal võib olla mitu energetilist olekut. Kui ühele neist vastaks tuuma energia E_1 ning teisele madalamale olekule energia E_2 , siis üleminekul ühest olekust teise kiirgab tuum välja kvandi, mille sagedus on

$$\nu = \frac{E_1 - E_2}{h}, \quad (4.19)$$

kus $h = 6,62607015 \cdot 10^{-34}$ Js on Planki konstant.

γ -kvandi kiirgamine ei ole ainuke võimalus tuuma ergastusenergia äraandmiseks. On võimalik, et aatomituum annab oma ergastusenergia ära aatomi sisekihi elektronile, mille tulemusena viimane eemaldatakse aatomist. Niisugust nähtust nimetatakse sisekonversiooniks ja kiirgunud elektroni konversioonielektroniks.

4.4. Radioaktiivse lagunemise seadus

Uuringud näitavad, et isoleeritud radioaktiivse aine aatomite arv kahaneb ajas eksponentseaduse järgi. Igasugused välismõjud (rõhk, temperatuur, elektri- või magnetväli) ei muuda protsessi kiirust. Seega aatomite lagunemine toimub iseeneslikult ehk spontaanselt. Samuti ei olene lagunemise kiirus sellest, kas aine esineb puhtal kujul või keemilise ühendina. Seega on radioaktiivsus just aatomituumade omadus ja võib defineerida järgmiselt: radioaktiivsus on aatomituumade spontaanne lagunemine.

Aatomituumade lagunemise tõenäosust nimetatakse radioaktiivse lagunemise konstandiks (λ , ühik 1/s).

Olgu aja alghetkel ($t = 0$) radioaktiivsete tuumade arv N_0 ning tuumade arv ajahetkedel t ja $t + dt$ vastavalt N ja $N + dN$. Kuna λ on tuuma lagunemise tõenäosus ajaühikus, siis ajavahemiku t kuni $t + dt$ vältel laguneb $\lambda \cdot N \cdot dt$ tuuma. Seega saame

$$dN = -\lambda \cdot N \cdot dt, \quad (4.20)$$

kus miinusmärk tähendab, et $dN < 0$.

Võrrandi (4.20) võib ümber kirjutada kujul

$$\frac{dN}{N} = -\lambda \cdot dt. \quad (4.21)$$

Integreerides valemi (4.21) mõlemat poolt

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt \quad (4.22)$$

saame

$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (4.23)$$

Saadud tulemus on kõikide radioaktiivsete ainete lagunemisseadus, igal ainel on oma radioaktiivse lagunemise konstant λ .

4. RADIOAKTIIVSUS, TUUMAENERGIA

Sageli kasutatakse aine radioaktiivsuse iseloomustamiseks mitte lagunemiskonstanti vaid poolestusaega T , mis on ajavahemik, mille jooksul lagunevad pooled preparaadis olevatest radioaktiivsetest aatomitest. Arvestades, et ajahetkel $t = T$ peab $N = N_0/2$, saame valemist (4.23) järgmise seose

$$\lambda \cdot T = \ln 2. \quad (4.24)$$

Asendades valemis (4.23) lagunemiskonstandi λ poolestusaja T kaudu saame lagunemisseaduse (4.23) esitada uuel kujul

$$N = N_0 e^{-\frac{t}{T} \ln 2} = N_0 \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{t}{T}}. \quad (4.25)$$

Tuntud radioaktiivsete ainete poolestusajad on vägagi erinevad. Näiteks on raadiumi isotoobi $^{226}_{88}\text{Ra}$ poolestusaeg 1600 aastat, aga polooniumi isotoobi $^{214}_{81}\text{Po}$ poolestusaeg 164 μs .

Tihti on radioaktiivse aine lagunemisproduktid samuti radioaktiivsed. Seega on enamasti radioaktiivses preparaadis mitu radioaktiivset ainet korraga. Vanades preparaatides, kus lähteaine ja tema lagunemisproduktid on pikemat aega „koos eksisteerinud“, tekib nn radioaktiivne tasakaal. Tasakaal seisneb selles, et laguneva sekundaaraine aatomite arv on võrdne samas ajavahemikus primaarainest tekkivate sekundaaraine aatomite arvuga

$$N_1 \lambda_1 = N_2 \lambda_2. \quad (4.26)$$

Radioaktiivse tasakaalu puhul on iga produkti hulk preparaadis püsiv seni, kuni märgatavalt ei muutu lähteaine hulk. Nii püsivad tasakaalus 1 g raadiumi (Ra) ja $6,51 \cdot 10^{-6}$ g radooni (Rn).

1 g raadiumis laguneb 1 s jooksul $3,7 \cdot 10^{10}$ tuuma. Suurus $3,7 \cdot 10^{10}$ 1/s oli kasutusel radioaktiivsete preparaatide aktiivsuse ühikuna kürii. SI süsteemi ühik radioaktiivse preparaadi aktiivsuse mõõtmiseks on bekrell (tähis Bq). 1 Bq vastab ühe tuuma lagunemisele sekundis.

Õhu ja vee radioaktiivsus on tavaliselt põhjustatud radooni sisaldusest nendes. Välisõhus on radooni radioaktiivsus väike – tavaliselt 5–20 bekrelli kuupmeetris.

4.5. Radioaktiivsed ained looduses

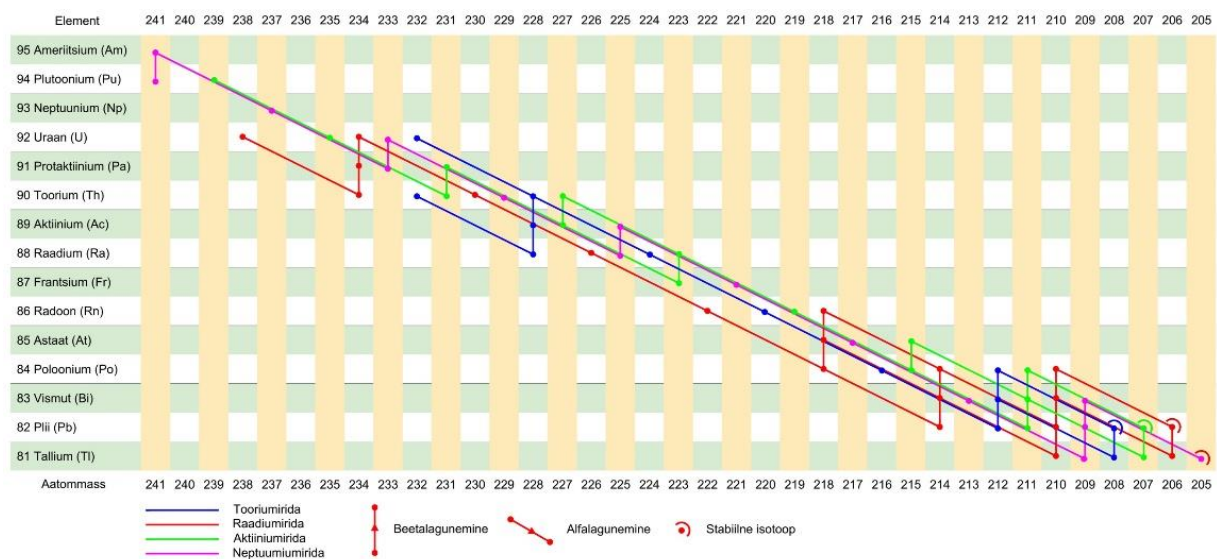
Elemendi massiarv ehk nukleonide arv tuumas muutub α -lagunemisel nelja võrra väiksemaks ja jääb β -lagunemisel muutumatuks. Järelikult ei saa radioaktiivsel lagunemisel muutuda massiarvu A jääk neljaga jagamisel. Arvuga neli jagamisel on neli erinevat jääki, mistõttu on olemas ka neli radioaktiivset rida.

Radioaktiivsed elemendid moodustavad neli rida (perekonda). Need on:

1. Uraanirida. Selle rea lähtelemendiks on $^{238}_{92}\text{U}$, mille poolestusaeg $T = 4,51 \cdot 10^9$ aastat ning lõpp-produktiks stabiilne plii $^{206}_{82}\text{Pb}$.
2. Tooriumirida, mis algab $^{232}_{90}\text{Th}$ -st ($T = 1,39 \cdot 10^{10}$ aastat) ja lõpeb $^{208}_{82}\text{Pb}$, mis on ka stabiilne.

3. Aktiiniumirida. See rida algab uraani isotoobist $^{235}_{92}\text{U}$, mille poolestusaeg $T = 7,13 \cdot 10^8$ aastat ning lõpeb jälle stabiilse pliiga $^{207}_{82}\text{Pb}$. Rea nimetus tuleneb ajaloost, mil arvati, et rea algelemendiks on $^{227}_{84}\text{Ac}$.
4. Neptuuniumirida. Rea esimene liige on $^{237}_{93}\text{Np}$ mille poolestusaeg on 2,1 miljonit aastat ning lõpeb vismutiga $^{209}_{83}\text{Bi}$. Neptuuniumirida looduses ei leidu, sest selle liikmed on kõik lagunened stabiilseteks, mitteradioaktiivseteks elementideks. Küll aga on neptuuniumirea elemente tekkinud tuumareaktorites ja tuumapommide plahvatustes.

Radioaktiivsete ridade skeemid on toodud Joonisel 4.5 kuni Joonis 4.9. Iga radioaktiivsete rea puhul kehtib seaduspärasus, et tema kõikide elementide massiarv on avaldatav ühtse valemiga. Uraanirea puhul kehtib seos $A = 4n + 2$, tooriumirea puhul $A = 4n$, aktiiniumirea puhul $A = 4n + 3$, neptuuniumirea puhul $A = 4n + 1$, kus n on positiivne täisarv.



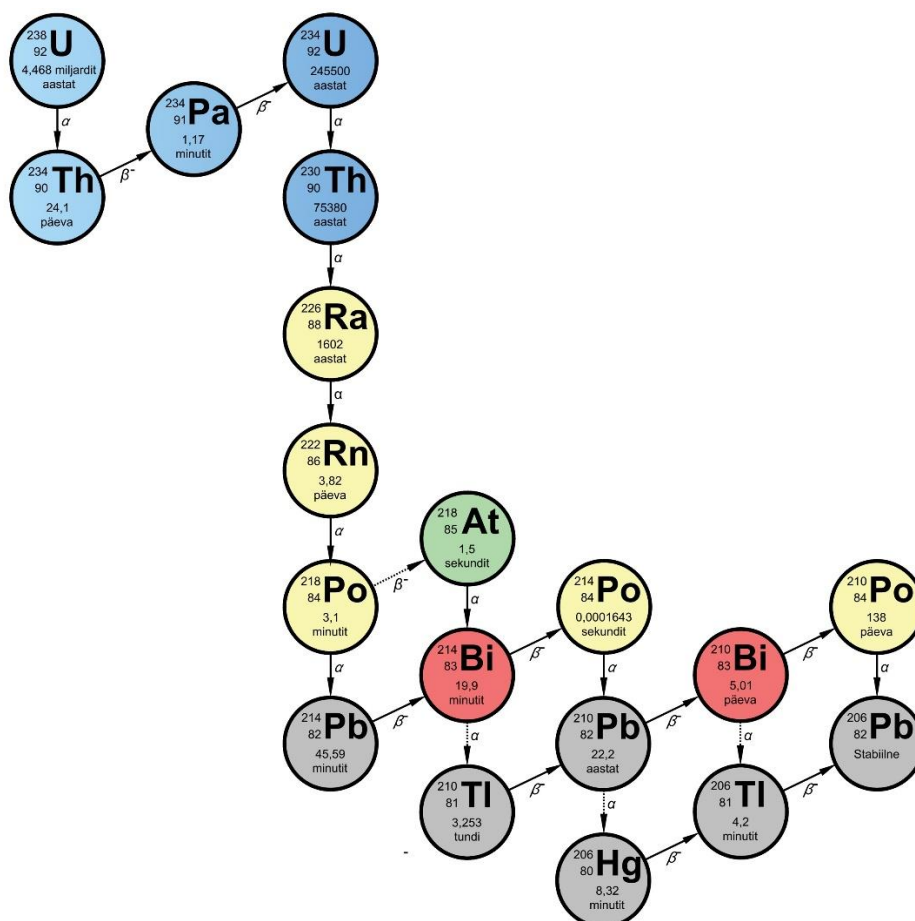
Joonis 4.5. Radioaktiivsete elementide read.

Kõikides radioaktiivsetes ridades paistavad silma veel hargnenud kohad. Näiteks uraanireas on $^{214}_{83}\text{Bi}$ võimeline muunduma α -lagunemisel $^{210}_{81}\text{Tl}$ -ks ja ka β -lagunemise teel $^{214}_{84}\text{Po}$ -ks. Ning edasi $^{214}_{84}\text{Po}$ α -lagunemisel ja $^{210}_{81}\text{Tl}$ ja β -lagunemise teel muunduvad mõlemad üheks ja samaks elemendiks $^{210}_{82}\text{Pb}$, mis on plii radioaktiivne isotoop.

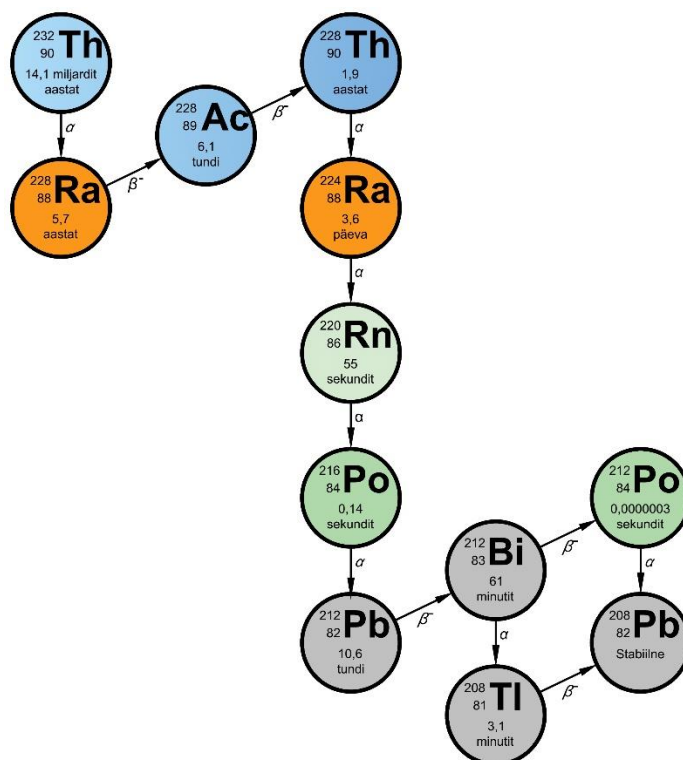
Kolm looduses esinevat rida algavad elementidest, millel on väga pikk poolestusaeg. See seletabki nende olemasolu maakoos. Kauges minevikus on nad tekkinud kergematest elementidest. Maakoos on nad hakanud lagunema saades sellega kõikide teiste radioaktiivsete elementide allikaks. Need kolm rida lõpevad plii mingi stabiilse isotoobiga. Tooriumi maagid sisaldavad plii puhtast isotoopi $^{208}_{82}\text{Pb}$. Uraanimaagid sisaldavad aga kahte plii isotoopi $^{206}_{82}\text{Pb}$ ja $^{207}_{82}\text{Pb}$, sest uraan ise esineb põhiliselt kahe isotoobina $^{238}_{92}\text{U}$ ja $^{235}_{92}\text{U}$, mis annavad alguse kahele reale.

Plii sisalduse järgi on võimalik määrata maakoorest võetud radioaktiivsete proovide vanust, sellega ka maakoore vanust.

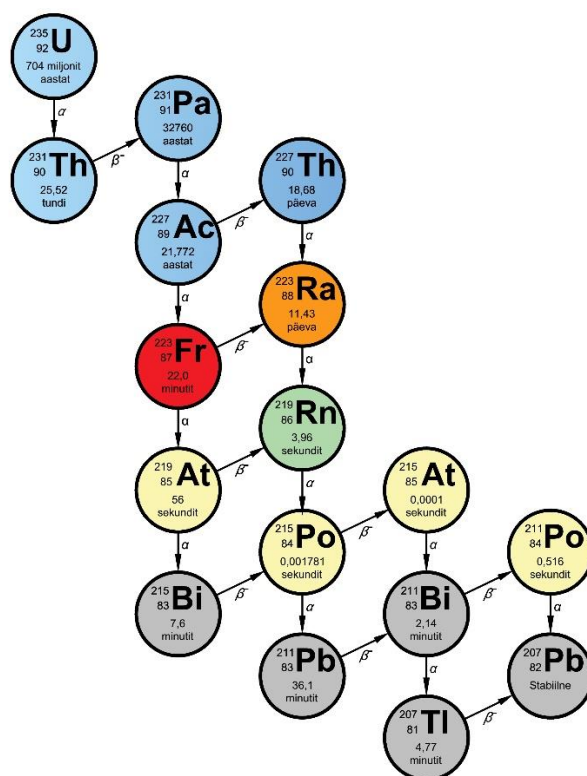
4. RADIOAKTIIVSUS, TUUMAENERGIA



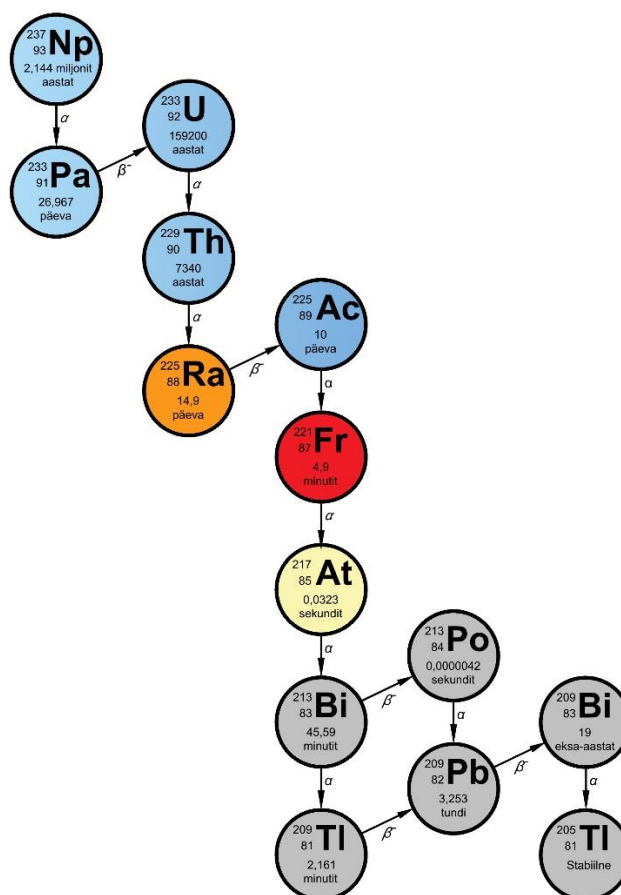
Joonis 4.6. Uraanirida.



Joonis 4.7. Tooriumirida.



Joonis 4.8. Aktiiniumirida.



Joonis 4.9. Neptuuniumirida.

4. RADIOAKTIIVSUS, TUUMAENERGIA

Peale mainitud radioaktiivsete elementide on looduses väga nõrgalt radioaktiivsed veel kaalium $^{40}_{19}\text{K}$ ($T = 1,4 \cdot 10^9$ aastat), rubiidium $^{87}_{37}\text{Rb}$ ($T = 4,8 \cdot 10^{10}$ aastat) ning samaarium $^{147}_{62}\text{Sm}$ ($T = 10^{11}$ aastat), $^{148}_{62}\text{Sm}$ ($T = 2 \cdot 10^{14}$ aastat) ja $^{152}_{62}\text{Sm}$ ($T = 1,7 \cdot 10^{11}$ aastat).

On teada veel paljude elementide radioaktiivseid isotoope, aga nad ei esine maakoores, neid saadakse kunstlikult. Nende poolestusajad on väikesed võrreldes Maa vanusega ($\approx 10^9$ aastat) ning seetõttu, kui nad isegi kunagi esinesid looduses, siis on nad jõudnud täielikult laguneda.

Bioloogia seisukohalt on huvipakkuv süsiniku radioaktiivne isotoop $^{14}_6\text{C}$, mida taimed saavad atmosfäärist süsihappegaasiga lisaks pinnasest ja veest saadavatele radioaktiivsetele ainetele. Süsiniku isotoop $^{14}_6\text{C}$ tekib atmosfääris lämmastikust kosmilise kiirguse neutronite mõjul:



Süsinik $^{14}_6\text{C}$ on β^- aktiivne ($T = 5600$ aastat) ning lagunedes muundub uuesti lämmastikuks:



Süsiniku ringkäigu tõttu looduses jääb elusorganismides $^{14}_6\text{C}$ mingi kontsentratsioon püsima. Elu lakkamisel süsinikku enam juurde ei tule ning selle isotoobi kontsentratsioon hakkab vähenema, mille järgi on võimalik määrata organismide jäänuste geoloogilist vanust.

Dosimeetria tegeleb radioaktiivsete kehade aktiivsuse ja erinevate kiirguste dooside mõõtmise ja arvutamisega.

Radioaktiivse keha aktiivsuse Q arvutamine põhineb järgnevale mõttekäigule. Olgu kehas N radioaktiivset tuuma, siis valemi (4.20) alusel on ajaühikus lagunevate tuumade arv λN , see ongi aktiivsus. Seega

$$Q = \lambda N. \quad (4.29)$$

Arvestades tuumade arvu N muutumist ajas kirjeldavat valemit (4.22) saame

$$Q = Q_0 e^{-\lambda t}, \quad (4.30)$$

kus $Q_0 = \lambda N_0$ on algaktiivsus. Valemist (4.22) tuleneb, et aktiivsus kahaneb ajas samuti eksponentseaduse järgi.

Kiirgusdoosid on füüsikalised suurused, mis iseloomustavad kiirguse mõju ainele. Ajaühikus mõjuvat doosi nimetatakse doosi võimsuseks. Eristatakse järgmisi doose: neeldumiskoos, kiiritusdoos ja ekvivalentdoos.

Neeldumiskoos (D) on aine massiühikus neeldunud kiirgusenergia hulk. SI-süsteemis on neeldumiskoosi ühik J/kg, mida nimetatakse greiks Gy):

$$1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}. \quad (4.31)$$

Kiiritusdoosi (ka ekspositsioonidoosi) mõistet kasutatakse ainult röntgen- ja γ -kiirguse puhul. Kiiritusdoosiks nimetatakse röntgen- või γ -kiirguse poolt kuivas õhus ionisatsiooni toimet massiühiku kohta tekitatud ühemärgiliste ionide laengut. SI-süsteemis on kiiritusdoosi ühik C/kg.

Katse näitab, et elusorganismide kiiritamisel tekkinud bioloogiline kahjustus on ühe- ja samasuguse neeldumiskoosi puhul erinevate kiirgusliikide puhul erinev. Suurust, mis näitab mitu korda on mingi kiirguse poolt tekitatud bioloogiline toime tugevam kui röntgen- või γ -kiirguse tekitatud bioloogiline toime samasuguse neeldumiskoosi korral, nimetatakse selle kiirguse kvaliteediteguriks (K). Mida ohtlikum on kiirgus, seda suurem on kvaliteeditegur K . Tulenevalt definitsioonist on röntgen- ja γ -kiirgusel $K = 1$. Katsed näitavad, et ka elektronide puhul on $K = 1$. Neutronite ja prootonitega kiiritamisel $K \cong 10$ α -osakestega kiiritamisel $K \cong 20$.

Kiirguse mõju elusorganismidele iseloomustatakse ekvivalentdoosi kaudu. Ekvivalentdoosiks (H) nimetatakse neeldumiskoosi ja kiirguse kvaliteediteguri korrutist

$$H = KD, \quad (4.32)$$

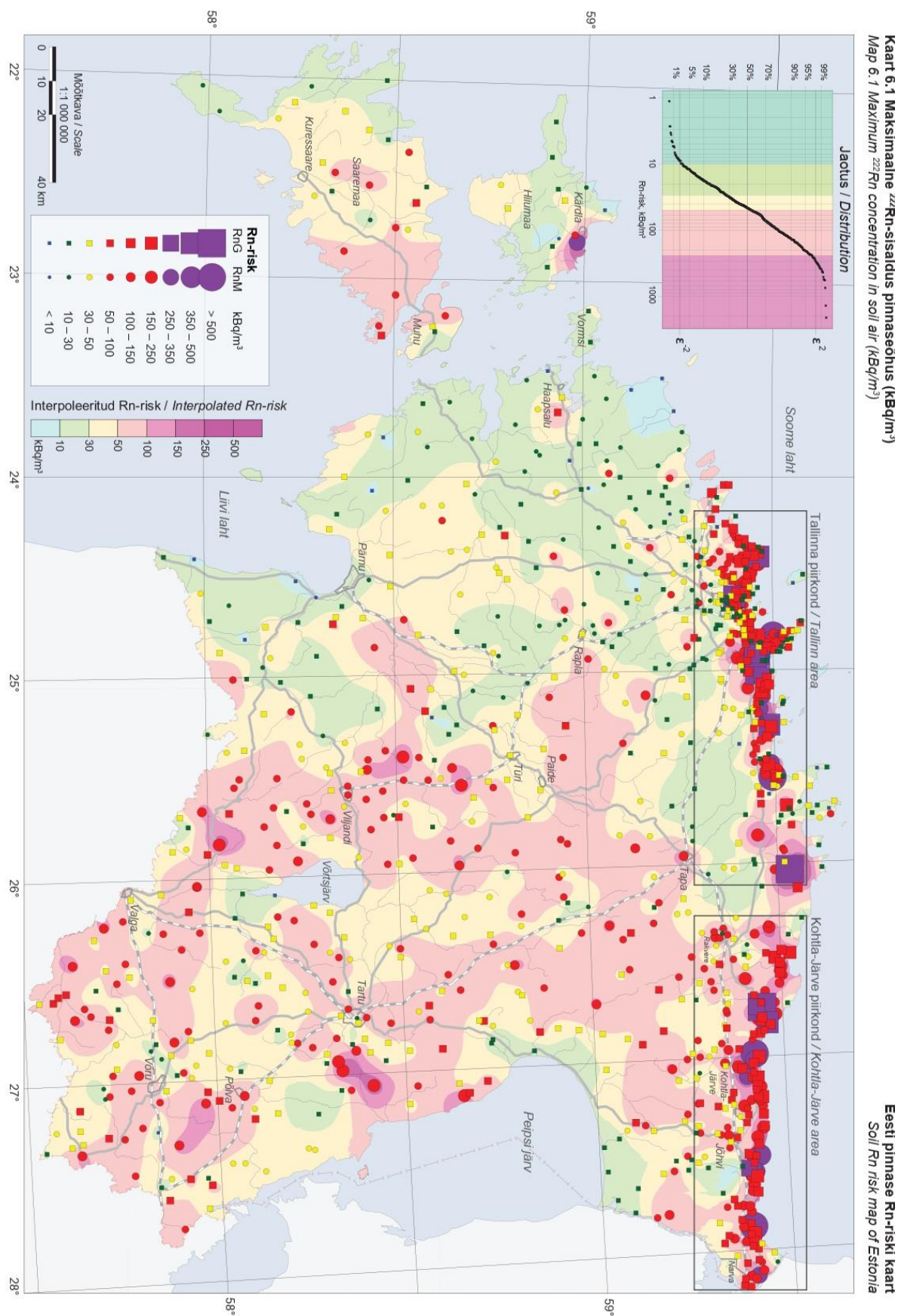
kus D on neeldumiskoos.

Ekvivalentdoosi ühik SI-süsteemis on siivert (Sv). Siivert on ekvivalentdoos, mille tekitab röntgen- või γ -kiirgus ($K = 1$) neeldumiskoosiga 1 Gy. Samas näiteks neeldumiskoosiga 1 Gy neutronikiirgus tekitab hoopis ekvivalentdoosi 10 Sv. Inimorganismile maksimaalselt lubatavaks aastaseks ekvivalentdoosiks, mis ei tekita olulisi tervisehäireid, on $5 \cdot 10^{-2}$ Sv.

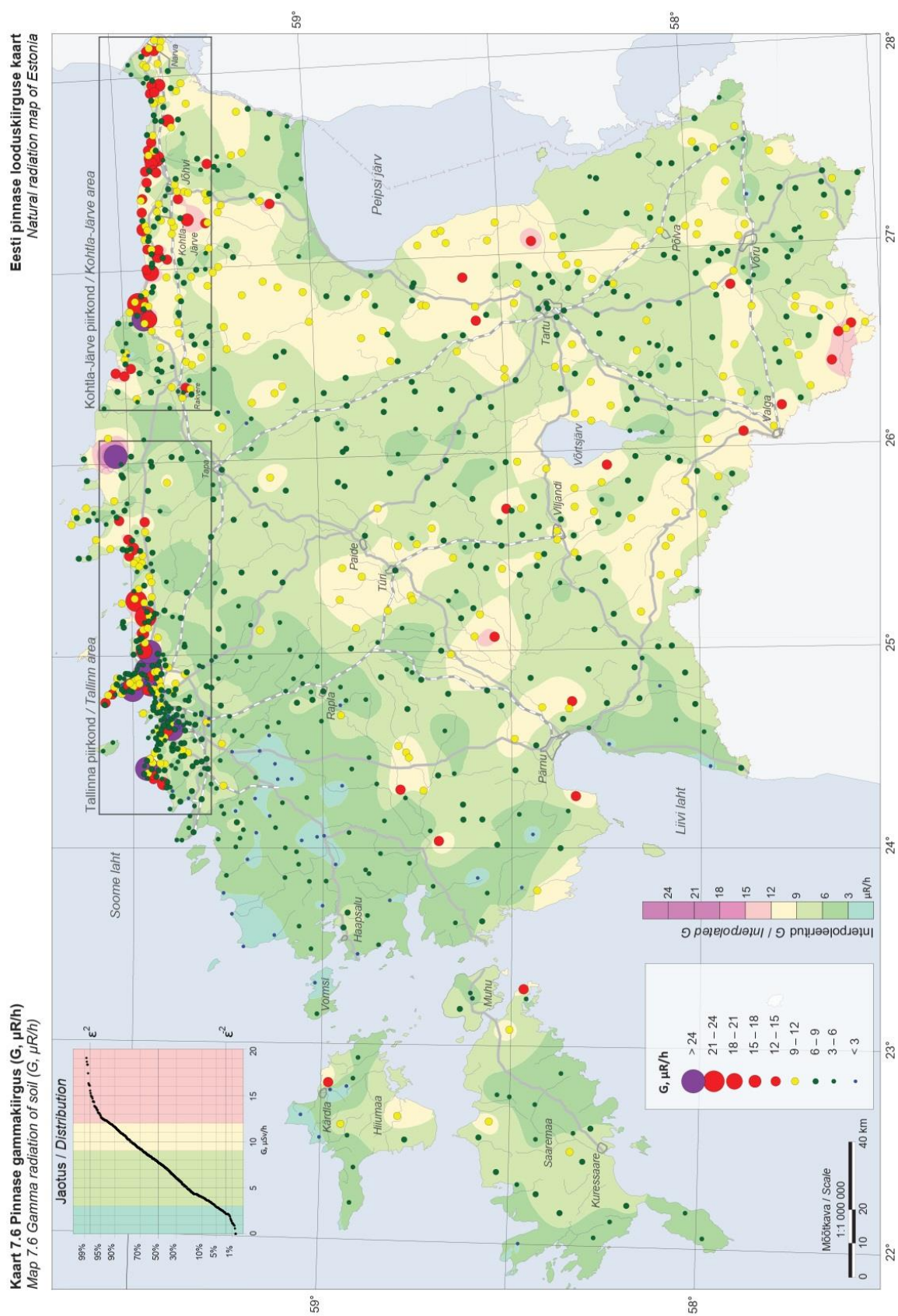
Radoon ^{222}Rn on radioaktiivne vääriskaas, loodusliku uraani isotoobi ^{238}U radioaktiivse lagunemise rea tütarisotoop, mille jätkuval lagunemisel kuni stabiilse plii ^{206}Pb moodustumiseni tekib järjestikku 7 lühiajalist, aga samuti kõrgradioaktiivset, kuid juba tahkes olekus esinevat isotoopi (^{218}Po , ^{214}Pb , ^{214}Bi , ^{214}Po , ^{210}Pb , ^{210}Bi , ^{210}Po). Radoon on kantserogeenne gaasina leviv element, mis võib koguneda ruumide siseõhku. Kui Rn-sisaldus ületab 300 Bq/m³ piiri, on tegemist juba kõrge Rn-riski tasemega. Ruumide siseõhu radooni põhiliseks allikaks on ehitiste all erinevatel sügavustel pinnases levivad uraani sisaldavad mineraalid. Viimastes tekkiv radoon satub ehitistesse koos teiste pinnases liikuvate gaasidega. Eesti territooriumi pinnaseõhus varieerub Rn-sisaldus enamasti 23–75 kBq/m³ piirides, kuid võib ületada kohati isegi 500 kBq/m³ piiri. Kõrge ja eriti kõrge Rn-riskiga alad on iseloomulikud Põhja-Eesti klindi vööndile Narvast Pakri saarteni, Kõrge Rn riskiga (>50 kBq/m³) alasid esineb ka Lõuna-Eestis (Luunja, Põlva, Tõrva, Viljandi jt piirkondades), harvemini hajutatult mujal Eestis. Joonisel 4.10 on esitatud Eesti pinnase Rn-riski kaart.

Kohati lisandub Eestis pinnaseõhu kõrgele radooni kontsentratsioonile ka kõrge looduskiirguse tase, mis on detailsemalt esitatud Joonisel 4.11. Kaardid Joonistel 4.10 ja 4.11 on avaldatud teoses [3] ning lisatud käesolevale õpikule Keskkonnaministeeriumi loal.

4. RADIOAKTIIVSUS, TUUMAENERGIA



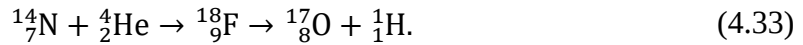
Joonis 4.10. Maksimaalne ^{222}Rn sisaldus pinnaseõhus Eestis [3].



Joonis 4.11. Eesti pinnase looduskiirguse kaart [3].

4.6. Tuumareaktsioonid

Tuumareaktsioone saab esile kutsuda kasutades osakesi, mille energia on piisav tuuma sisse tungimiseks. Esimese tuumareaktsiooni teostas Rutherford 1919. aastal pommitades lämmastikutuumi α -osakestega:



Hiljem on leitud, et on palju analoogilisi reaktsioone. Tuumareaktsiooni üldskeemi võib esitada kujul



kus A tähistab märklauatuumi, a pealelangevat osakest (elementaarosakest või teist tuuma). Tavaliselt on pommitava osakese mass väiksem märklauatuumi massist. Reaktsiooni tulemusena tekib tavaliselt üks suure massiga, teine aga väiksema massiga osake (vastavalt B ja b). Suure massiga osakese teepikkus märklauas on väike, väikese massiga osake tavaliselt väljub märklauast.

Tuumareaktsiooni, mis avaldub valemiga (4.34) märgitakse lühendatult sümboliga (a, b) . See näitab, et pommitatakse osakestega a , saadakse aga osakesi b . Reaktsioon (4.33) on selles tähistuses (α, p) -reaktsioon.

Energia jäävuse seadus reaktsiooni (4.34) kohta avaldub kujul:

$$m_A c^2 + m_a c^2 + W_a = m_B c^2 + m_b c^2 + W_B + W_b, \quad (4.35)$$

kus m ja W tähistavad vastavalt seisumassi ja kineetilist energiat ning indeksid näitavad osakest. Võrdus on kirjutatud taustsüsteemis, kus tuum A on paigal.

Tuumareaktsiooni soojusefektiks nimetatakse suurust Q , mis avaldub järgmiselt:

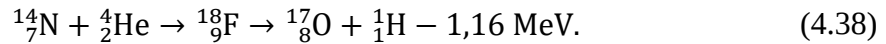
$$Q = W_B + W_b - W_a. \quad (4.36)$$

Kui $Q > 0$, siis tuumareaktsioonis vabaneb energia, kui aga $Q < 0$, siis energia neeldub. Positiivse soojusefektiga reaktsioone nimetatakse eksotermilisteks, negatiivse soojusefektiga reaktsioone endotermilisteks.

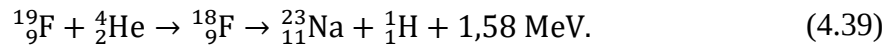
Arvestades valemit (4.35) saame järgmise seose

$$Q = (m_A + m_a - m_B - m_b)c^2. \quad (4.37)$$

Valem (4.37) näitab, et tuumareaktsiooni soojusefekt on määratud osalevate tuumade seisumasside poolt. Tuumade masside andmeid kasutades on võimalik suvalise tuumareaktsiooni soojusefekti arvutada. Näiteks reaktsiooni (4.33) puhul $Q = -1,16 \text{ MeV}$, mis tähendab, et selles reaktsioonis energia neeldub. Selle neeldunud energia arvel suureneb osakeste kogumass. Reaktsiooni (4.33) võib seega kirjutada detailsemalt nii:

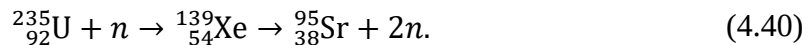


Teada on ka selliseid (α, p)-reaktsioone, milles eraldub energia, näiteks

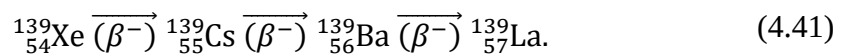


Kuni 1939. aastani teati niisuguseid tuumade muundumisi, kus tuum eraldab ühe või harvadel juhtudel mitu osakest ($\alpha, \beta, n \dots$) ning muundub ise kas naaberelemendi tuumaks või ainult sama elemendi teiseks isotoobiks.

1939. aastal avastati põhimõtteliselt uus muundumise protsess, kus raske aatomi tuum jaguneb kaheks killuks, mille massid on samas suurusjärgus. Sellist muundumist nimetatakse lõhustumiseks. Protsess avastati uraani kiiritamisel neutronitega:



Mõlemad tekkinud tuumad ${}^{139}_{54}\text{Xe}$ ja ${}^{95}_{38}\text{Sr}$ sisaldavad liialt palju neutroneid (kõige raskemad stabiilsed isotoobid on ${}^{136}_{54}\text{Xe}$ ja ${}^{88}_{38}\text{Sr}$), seetõttu on nad ebastabiilsed ning teevad läbi rea β^- -lagunemisi:

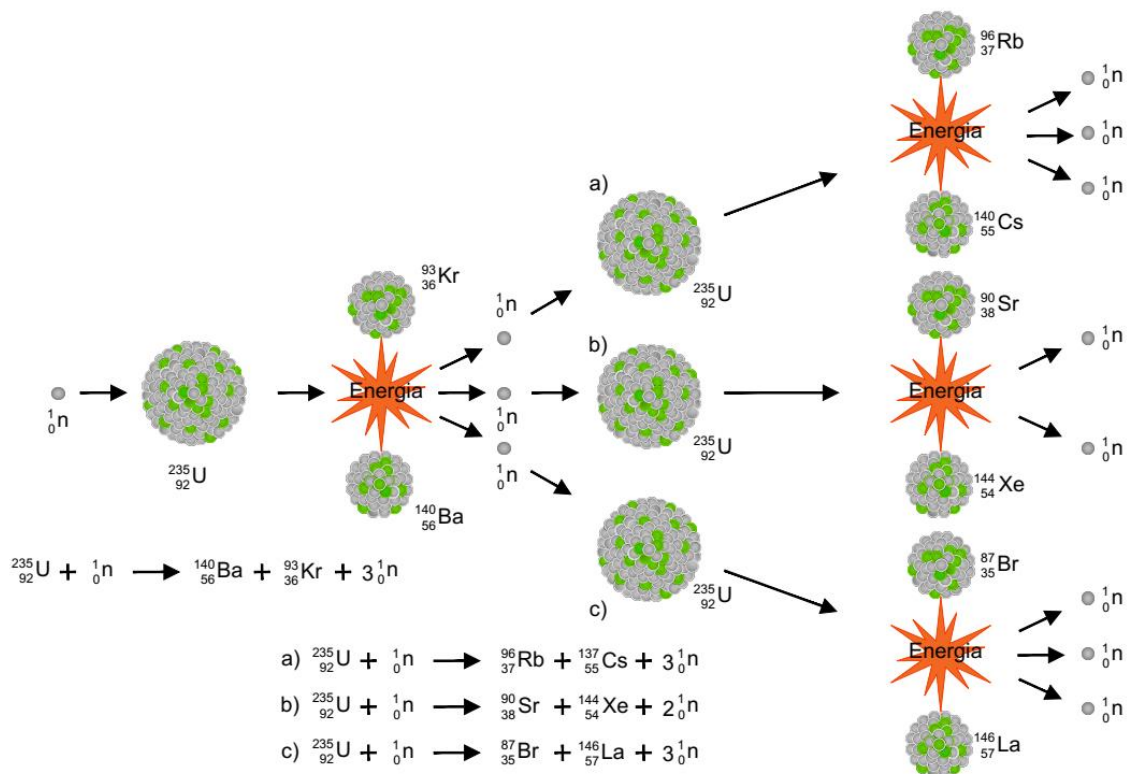


Valemis (4.40) toodud protsess pole ainus võimalik reaktsioon. Igal korral, kui neutron tungib ${}^{235}_{92}\text{U}$ tuuma, lõhustub see kaheks killuks, mis kuuluvad elementide perioodilisuse süsteemi keskmisse kolmandikku. Sellisel lõhustumisel vabaneb suur hulk energiat (~ 200 MeV iga tuuma kohta). Uraani isotoopidest on väikese kineetilise energiaga neutronite toimel võimalised lõhustuma ainult ${}^{235}_{92}\text{U}$ tuumad. Need 2 – 3 neutronit, mis vabanevad ühe tuuma lõhustumisel, võivad sattuda teistesse ${}^{235}_{92}\text{U}$ tuumadesse ja kutsuda esile nende lõhustumise. Nii saab alguse ja areneb ahelreaktsioon (Joonis 4.12). Seadet, milles tekitatakse juhitud aatomituumade lõhustumise ahelreaktsioon, nimetatakse tuumareaktoriks.

Ahelreaktsiooni käivitamiseks pole vaja uraani spetsiaalselt kiiritada neutronitega, sest Maa atmosfääris leidub alati mõni kosmiliste kiirte mõjul tekkinud neutron, mis kutsub esile esimese tuuma lõhustumise ja algatab lõhustumisahela. Siit tuleneb, et pole võimalik säilitada lõhustumisvõimelist uraani suuremates kogustes. Säilitatav kogus peab olema nii väike, et lõhustumisel tekkivad neutronid lendaksid enamuses ainst välja. Seega peab säilitatava aine mass olema väiksem nn kriitilisest massist, mille väärtus sõltub ka ainetüki kujust. Tuumkütuse kuju, millel on vähim kriitiline mass ja vähimad mõõtmed, on kera. Näiteks 17 cm diameetriga ${}^{235}_{92}\text{U}$ kera kriitiline mass on 52 kg.

Looduslikus uraanis on isotoopi ${}^{235}_{92}\text{U}$ ainult 0,72%, 99,275% on raskemat isotoopi ${}^{238}_{92}\text{U}$ ja väga vähe ka ${}^{235}_{92}\text{U}$ -ga sarnase lõhustumisvõimega ${}^{233}_{92}\text{U}$, millel tema vähesuse tõttu pole praktiliselt mingit tähtsust. Nendel põhjustel looduslikus uraanis ahelreaktsioon ei saa praktiliselt toimuda, kuna lõhustumisvõimelised tuumad, olles hajutatud aines ühtlaselt, paiknevad üksteisest nii kaugel, et lõhustumisel vabanevad neutronid ei taba teisi sarnaseid tuumi. Lõhustumise tekkimiseks ei ole vaja küll puhast ${}^{235}_{92}\text{U}$, vaid piisab ka mõneprotsendist selle isotoobi sisaldusest, et lõhustumisahel saaks tekkida.

4. RADIOAKTIIVSUS, TUUMAENERGIA



Joonis 4.12. $^{235}_{92}\text{U}$ lõhustumisel tekib kaks või kolm neutronit, millest igaüks on võimeline põhjustama teise tuuma lõhustumist, protsessi jätkudes tekib ahelreaktsioon.

1972. aastal avastati Aafrikas Gabonis Oklo lähedal uraanikaevandustes 16 looduslikku tuumareaktorit, mis töötasid aktiivselt peaaegu 2 miljardit aastat tagasi. Reaktorite töötamise algusajal oli 3% sealsest uraanist $^{235}_{92}\text{U}$. Nüüd on need juba seiskunud ja $^{235}_{92}\text{U}$ kontsentratsioon neis on väiksem kui see oli olnud "normaalses" looduslikes tingimustes. Tänapäeval sellised spontaansed tuumareaktsioonid enam toimuda ei saaks, sest $^{235}_{92}\text{U}$ tase looduslikus uraanimaagis on radioaktiivse lagunemise tõttu liiga madalale langenud.

Ahelreaktsiooni arengu määrab neutronite paljunemistegur k , ehk neutronite arv, mis tekkivad ühe lõhustumise esile kutsunud neutroni asemele ja kutsuvad esile uusi lõhustumisi. Kui $k = 1$, on protsess stabiilne, kui $k > 1$, areneb ahelreaktsioon edasi. Kui aga $k < 1$, siis ahelreaktsioon lõpeb.

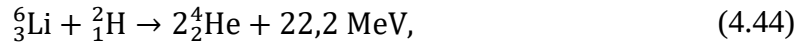
Tuumaenergia tootmiseks on vaja juhtida ahelreaktsiooni nii, et $k = 1$. Selleks kasutatakse reguleerimisvarda, mis neelavad tugevasti neutroneid. Tööstuslikes reaktorites toimub ahelreaktsioon aeglase, nn soojuslike neutronitega, mille kineetiline energia on $\sim 0,025$ eV. Neutronite aeglustamiseks kasutatakse sagedasti grafiiti, rasket vett või berülliumi. Neutronite energia väheneb nende elastsel põrkumisel aeglustavate ainete aatomituumadega.

Mitte ainult kõige raskemad, vaid ka kõige kergemad elemendid on võimalised muunduma nii, et seejuures vabaneb suures koguses energiat. Kui raskete elementide puhul vabaneb energia tuumade lõhustumisel, siis kergete elementide puhul on olukord vastupidine, energia vabaneb

tuumade liitumisel. Nii vabaneb energiat näiteks raske ja üliraske vesiniku muundumisel heeliumiks:



aga näiteks ka teistel juhtudel:



Termotuumaprotsessi käivitamiseks on oluline anda aatomituumadele energia, mis on piisav tuumaühinemist takistava Coulombi barjääri ületamiseks. See on keeruline protsess, kuna nii kõrge temperatuurini kuumutatud plasma kipub soojuspaisumise tõttu laiali valguma ning muutub liiga hõredaks, et toimuks tuumareaktsiooniks vajalikul määral kokkupõrkeid aatomituumade vahel. Coulomb'i barjäär (ka energiabarjäär) on aatomituumade ümber asuv barjäär, mis tekib tuumas asuva prootoni või prootonite positiivsete elektrilaengute tõttu. See sfäärilise kujuga tuuma energiabarjäär on piir, millest väljapoole jääb teiste positiivselt laetud osakeste suhtes tõukuv ala, sissepoole aga nukleone kokku siduv, kooshoidev tuumajõu ala. Coulomb'i barjäär on ligikaudu 0,1 MeV.

Soojusliku liikumise keskmisele energiale 0,1 MeV vastab temperatuur ligikaudu 10^9 K. Tuumade liitumine võib toimuda ka madalamatel temperatuuridel. See tuleneb sellest, et alati leidub tuumi, mille energia ületab märgatavalt soojusliikumise keskmise energia. Oma rolli võib mängida ka kvantmehaaniline tunneleffekt, mille puhul ka väiksema energiaga osake võib läbida potentsiaalbarjääri. Analüüsist on selgunud, et liitumisreaktsioonid võivad toimuda arvestatava intensiivsusega juba temperatuuril 10^7 K.

Kui liitumisreaktsioon on alanud, siis vabanenud energia põhjustab temperatuuri tõusu ja reaktsioon areneb kiirenevalt. Niisuguseid reaktsioone, mis ei kulge tavalistel temperatuuridel, kuid milles eraldub soojust, mis põhjustab temperatuuri tõusu ja sellega kaasnevat reaktsiooni intensiivistumist, nimetatakse termotuumareaktsioonideks.

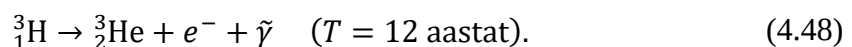
Rasket ja ülirasket vesinikku saadakse tuumareaktorites, milles tekitatakse aeglasi neutroneid, järgmistes reaktsioonides:



või



Triitium ${}^3_1\text{H}$ on radioaktiivne:



Lagunemisel tekkinud ${}^3_2\text{He}$ reageerib jälle neutroni mõjul andes uuesti triitiumi tuuma



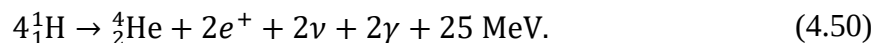
4. RADIOAKTIIVSUS, TUUMAENERGIA

Vesiniku raskete isotoopide tootmine on kulukas ja väga palju aega nõudev protsess.

Termotuumareaktor on seade, millega tekitatakse kontrollitud termotuumareaktsiooni. Seni ei ole ehitatud ühtegi pidevalt töötavat termotuumareaktorit, mis annaks välja rohkem energiat kui termotuumareaktsiooni esilekutsumiseks kulus.

Sõltuvalt plasma tihendamiseks kasutatavatest meetoditest võib termotuumareaktsioone tekitada mitmel eri viisil.

Gravitatsiooniliselt alalhoitud termotuumareaktsioon toimub tähtede sisemuses, kus vesinik põleb heeliumiks:



Tähe mass peab olema piisavalt suur, et gravitatsioonijõuga suruda kerged aatomituumad teineteisele piisavalt lähedale, et toimuks tuumade ühinemine. Sellist tüüpi termotuumareaktsioon toimub ka Päikese sees. See on praktiliselt kogu päikesesüsteemis tekkiva energia allikas. Päikese vesinikuvarud on nii suured, et kindlustavad päikesesüsteemi energia miljarditeks aastateks.

Tähtede termotuumareaktsioonid toimuvad aeglaselt tänu sellele, et tähtede sisemuses puudub piisavas koguses deuteriumi ${}^2_1\text{H}$. Selleks, et tekiks deuterium, peavad kaks vesiniku tuuma omavahel ühinema, et ühe vesiniku tuuma prooton saaks laguneda beetalagunemise tulemusena neutroniks. Kuna sellise protsessi toimumise tõenäosus on ülimalt madal, siis põlebki päike aeglaselt ega plahvata termotuumapommina.

Laetud osakestest koosnevat plasmat on võimalik kokku suruda ülitugeva magnetvälja abil. Lihtsaim meetod on kasutada solenoidi – pikka silindrit, mille ümber olevad magnetpoolid tekitavad silindriga paralleelse magnetvälja. Sellisel moel ei puutu plasma kokku toru seintega, kuid võib välja pääseda toru otstest. Silindri otste sulgemiseks on võimalik kasutada magnetpeegleid või kaotada lahtised otsad üldse ära – keerata solenoid "rõngasse" (toroidi). Esimesed sellised seadmed (tokamakid) ehitati 1950. aastate lõpus. Just tokamak reaktoris saavutati aastal 1968 esimest korda maapealne kontrollitud termotuumareaktsioon.

Tokamak reaktor koosneb toroidsest plasmakambrist, milles hoitakse kümnete miljonite kraadise temperatuuriga plasmat vaakumis ülitugeva magnetvälja abil. Selleks, et plasma ei jahtuks alla termotuumareaktsiooni tekitamiseks vajalikku temperatuuri ei tohi plasma puutuda vastu plasmakambri seinu. Samuti peab magnetväli olema piisavalt tugev, et suruda plasma kokku termotuumareaktsiooniks vajaliku tiheduseni.

Koos inertsiaalselt alalhoitud termotuumareaktsiooniga on magnetiliselt alalhoitud tuumareaktsioon põhiline uuritav juhitava termotuumareaktsiooni tekitamise võimalus tänapäeval.

Kolmas termotuumareaktsiooni tekitamise meetod on rakendada kiireid suure energia impulsse tuumkütuse tüki pinnale tekitades implosiooni, mis üheaegselt surub tuumkütuse kokku ning kuumutab seda. Kui temperatuur ja rõhk on piisavalt suured, siis tõuseb tuumaühinemise reaktsiooni tõenäosus piisavalt kõrgele, et enamus tuumkütusest põleb ära enne tüki

laialipihustumist. Sellist meetodit kasutatakse termotuumpommis, kus termotuuma-reaktsiooni sütikuks on tuumapommi plahvatusel tekkiv kiirgus.

Maaalmaruumist langeb Maale pidevalt ülisuure energiaga osakeste voog. Need osakesed on peamiselt prootonid ($\sim 90\%$) ja α -osakesed ($\sim 6\%$) ning nendele lisaks veel kergemate elementide aatomituumad. Nende osakeste energia on suurusjärgus 1 GeV, üksikute osakestel aga veel mitme suurusjärgu võrra suurem. See on nn kosmiline primaarkiirgus.

Jõudnud Maa atmosfääri, tekitavad need osakesed kosmilise sekundaarkiirguse, mille koostises on enamik tänapäeval tuntud elementaariosakesi.

Kosmilise primaarkiirguse intensiivsus on Maa atmosfääri ülemisel piiril 10^3 osakest/($\text{m}^2 \cdot \text{s}$). Maapinnal on laetud osakeste voog 200 osakest/($\text{m}^2 \cdot \text{s}$), kusjuures see sõltub Maa magnetvälja mõju tõttu geograafilisest laiuusest.

Primaarkiirguse ülisuure energiaga osakesed põrkuvad mitteelastselt atmosfääri ülemistes kihtides aatomite tuumadega tekitades sekundaarkiirguse. Maapinnast kuni 20 km kõrguseni on põhiliselt tegemist sekundaarkiirgusega, mis koosneb kahest komponendist. Üks nendest komponentidest on suhteliselt väikese läbitungimisvõimega nn pehme komponent, mis neeldub umbes 10 cm paksuses pliikihi. Ülejäänud osakeste läbitungimisvõime on väga suur, ta võib läbida meetrist ja paksematki pliikihti, see on sekundaarkiirguse kalk komponent, mis moodustab umbes 70% maapinnani jõudvast kosmisest kiirgusest.

Sekundaarkiirguse pehme komponendi moodustavad elektron-positronpaaride vood. Suure kiirusega liikuv laetud osake pidurdub möödudes aatomituumast ja kiirgab väga suure energiaga γ -kvandi. See omakorda, sattudes mõne tuuma lähedusse, muundub elektron-positronpaariks. Nende osakeste pidurdumisel tekib uuesti γ -kvant, jne. Selline muundumiste rida lõpeb siis, kui elektroni ja positroni pidurdumisel tekkiva γ -kvandi energia jääb nii väikeseks, et ta ei saa enam tekitada elektron-positronpaari (Joonis 4.13).

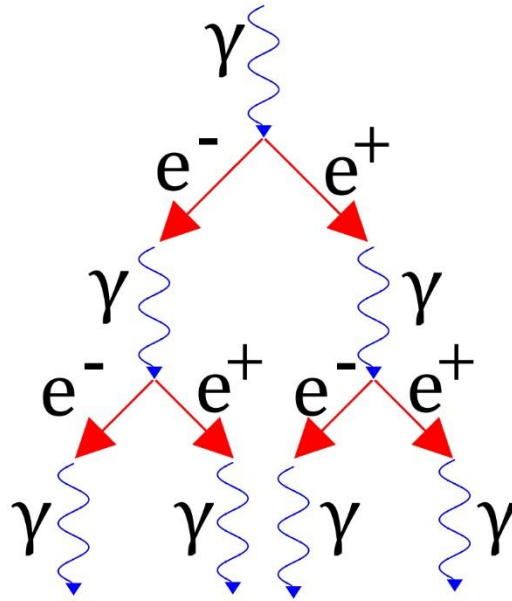
γ -kvandi energia minimaalne väärtus elektron-positronpaari tekitamiseks on

$$(h\nu)_{\min} = 2mc^2 = 1,02 \text{ MeV}, \quad (4.51)$$

kus m on elektroni ja ka positroni mass.

Kosmilise kiirguse kalgi komponendi moodustavad atmosfääri maapinna lähedases kihis peamiselt müüonid (tähis μ), mis tekitavad kõrgemates kihtides laetud π -mesonite (piionite) ja osaliselt ka K-mesonite (kaaonite) lagunemisel. Müüon on elektronisarnane elementaariosake, mis kuulub koos viie teise osakesega leptonite hulka. Piionid on kõige kergemad mesonid. Nad on nukleonidevaheliste tuumajõudude vahendajaks aatomituumas.

Atmosfääri ülemistes kihtides tekitavad ülisuure energiaga primaarsete kosmiliste osakeste mõjul tekkivad π -mesonid võivad kanda positiivset elementaarlaengut (π^+), negatiivset elementaarlaengut (π^-) või olla neutraalsed (π^0).



Joonis 4.13. Elektron-positronpaaride laviini tekkimine.

Laetud π -mesonite seisumass on 273 elektroni massi, nende keskmine eluiga on $\sim 10^{-8}$ s ja nad lagunevad müüoniteks ja neutriinodeks:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu, \quad (4.52)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}. \quad (4.53)$$

Neutraalsete π -mesonite seisumass on 264 elektroni massi ja nende keskmine eluiga on $\sim 10^{-16}$ s ning nad lagunevad peamiselt kaheks footoniks

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma. \quad (4.54)$$

Koos ülraskete osakeste hüperonidega (mille seisumass on suurem kui prootonil või neutronil) tekivad primaarsete kosmiliste osakeste mõjul veel K-mesonid. K-mesonid võivad samuti olla kas positiivse või negatiivse elementaarlaenguga või neutraalsed (K^+ , K^- , K^0). Nende osakeste seisumass on ~ 970 elektroni massi ja nende keskmine eluiga on $\sim 10^{-8}$ s ning nad lagunevad π -mesoniteks.

Müüonid on negatiivse või positiivse elementaarlaenguga metastabiilsed osakesed, mille seisumass on 207 elektroni massi ja nende keskmine eluiga on $\sim 10^{-6}$ s ning nad lagunevad järgmiselt:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \tilde{\nu}, \quad (4.55)$$

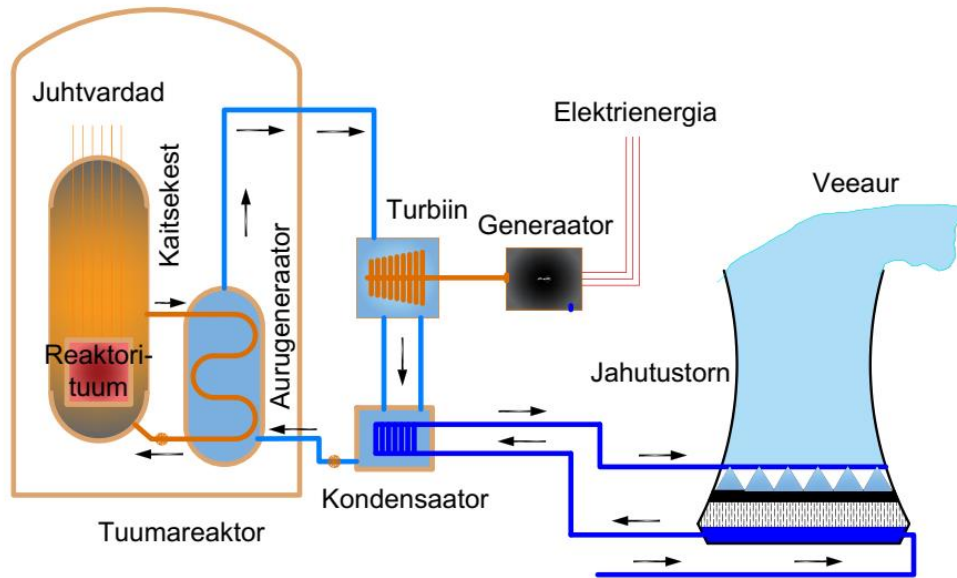
$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \tilde{\nu}. \quad (4.56)$$

Primaarse kosmilise kiirgus lähtub Päikeselt ja Galaktikast, sealhulgas kvasaritest ja supernoovadest.

4.7. Tuumaenergia kasutamine

Tuumaelektrijaam ehk aatomielektrijaam on selline elektrijaam, kus elektrienergiat saadakse tuumareaktoris aatomituuma lõhustumise tulemusel vabaneva soojusenergia arvel.

Tuumareaktoreid kasutatakse peamiselt tuumaelektrijaamades elektri, soojuse aga ka haruldaste isotoopide tootmiseks ning laevades jõuallikana (Joonis 4.14).



Joonis 4.14. Tuumaelektrijaama skeem.

Eesti lähiriikides on hulgaliselt tuumaelektrijaamu, näiteks Soomes on tuumajaamad Loviisas ja Olkiluotos (Joonis 4.15).

Tuumaelektrijaamades kantakse tuumareaktoris tekkinud soojus soojuskandja abil üle turbiinile, mis käitab elektrigeneraatorit. Võimalike soojuskandjate hulka kuuluvad näiteks vesi, gaas, sulasool või sulametall.

Tuumareaktori kõige olulisem osa on reaktorituum, mis koosneb tuumkütusest ja konstruktsioonidest tuumareaktsiooni juhtimiseks. Reaktorituum ülesandeks on tuumakütuse hoidmine nii, et tuumareaktsioonid ning soojusülekanne soojuskandjale toimuksid ettenähtud viisil. Tavaliselt kasutavad reaktorid kütuseks looduses laialt levinud uraani või muid tuumakütuseid, kuid ka näiteks tooriumkütust. Enamiku reaktorite reaktorituumas asetsevad kütuseelemendid kütusevarrastes.

Tuumenergia tootmisel on olulisimad osakesed neutronid. Neutronite abil toimuvad tuumareaktsioonid, mille käigus tekivad uued neutronid, mis omakorda põhjustavad uusi reaktsioone, et protsess saaks pidevalt toimida. Tuumareaktsioonide käigus tekkinud neutronid on väga suure energiaga. Tavalise uraani kasutamisel reaktorikütusena tuleb neutroneid aeglustada. Neutronite tõhusateks aeglustiteks on just kergete tuumadega ained nagu vesi, süsinik jne.

Neutroneid neelavaid materjale kasutatakse reaktori reguleervarrastes. Mida rohkem neelavat materjali tuumas on, seda vähem toimub tuumareaktsioone ja seda väiksem on võimsus.



Joonis 4.15. Olkiluoto tuumaelektrijaam.

Aurugeneraator on soojusvaheti, mis toodab küllastunud veeauru reaktoris eralduva soojuse arvel, mis edasi läheb turbiini. Reaktorist tulev vesi siseneb ja väljub aurugeneraatorist, aurugeneraatori torusid läbiv vesi kuumutab torude teise kontuuri soojuskandjat – vesi-aur, mis juhitakse turbiini elektrienergia tootmiseks.

Auruturbiini eesmärgiks on muundada aurus sisalduv soojus mehaaniliseks energiaks. Turbiini hoone on tavaliselt eemal reaktori hoonest, selline konstruktsioon on mõeldud kaitsmaks reaktorit turbiini purunemisel tekkivate kildude eest.

Tuumaelektrijaamas on oluline roll ohutussüsteemidel, millel on kolm põhilist ülesannet:

- peatada reaktor,
- hoida seda peatatud olekus,
- hoida ära radioaktiivse materjali levik keskkonda.

Kaitsekest on tavaliselt terasest või pliist konstruktsioon, mis ümbritseb reaktorit. Kaitsekest on kaitsekihiks radioaktiivse lekke eest.

Soojuskandjate eraldamine täidab samuti olulist rolli jaama ohutuse tagamisel, eraldades radioaktiivsed ja mitteradioaktiivsed jaama osad.

Juhtvardad on reaktori südamikus liigutatavad vardad, millel on suur võime neutroneid neelata, ilma et nad ise reageerima hakkaksid. Juhtvarraste liigutamisega kontrollitakse reaktori

töörežiimi ja hoitakse võimsust nõutaval tasemel. Varraste neeldumisvõime suureneb, mida sügavamale reaktori tuuma neid sisestatakse ning reaktori võimsus sellega väheneb.

Tuumaenergia arendamine on toimunud kolmes etapis, esialgsete prototüüpreaktorite arendamine leidis aset 1950-1960-ndatel (I generatsioon), tööstuslike reaktorite projekteerimine ja ehitamine 1970-1980-ndatel (II generatsioon) ning arenenenud kergveereaktorite väljatöötamine 1990-ndatel (III generatsioon).

Avalikkuse mure jaamade ohutuse üle peale Tšernobõli avariid ja muud probleemid on tinginud vajaduse tuumaenergeetika edasiseks arendamiseks. 21. sajandi algul hakati välja arendama uusi reaktoritüüpe, mida tuntakse IV generatsiooni reaktoritena. IV generatsiooni reaktorite väljatöötamise eesmärgiks on luua süsteemid, mis võimaldavad jätkusuutlikku energia tootmist, mis ei saasta õhku ning tagavad pika eluea ja kütuse ökonoomse kasutamise, mis oleksid ka ohutud.

Pärast põhjalikke uuringuid ja arutelusid on hulga tehnoloogiate seast välja valitud kuus, milles nähakse potentsiaali tuumaenergeetika edasisel arengul:

- naatriumjahutusega kiire reaktor (*sodium-cooled fast reactor – SFR*),
- ülekriitilise veega jahutatav reaktor (*supercritical water-cooled reactor – SCWR*),
- ülikõrgtemperatuurne reaktor (*very high temperature reactor – VHTR*),
- gaasjahutusega kiire reaktor (*gas-cooled fast reactor – GFR*),
- pliijahutusega kiire reaktor (*lead-cooled fast reactor – LFR*),
- sulasoolareaktor (*molten salt reactor – MSR*).

Kuna erinevate riikide vajadused on erinevad, siis tuleb IV põlvkonna süsteemide arendamisel lisaks elektri tootmisele arvestada nii reaktorite erinevaid suurusi kui ka puhta vesiniku, kaugkütte, magevee ja muude kasulike kõrvalsaaduste koostootmist.

Kõik kuus tehnoloogiat suudavad toota elektrit ning pakkuda kaugküttesoojust. Kõrgtemperatuursed reaktorid omavad kõrgemat termilist kasutegurit ning võimaldavad toota tõhusalt vesinikku ja pakkuda vajalikku soojusenergiat tööstusele. Kiirete neutronitega töötavad reaktorid võimaldavad juba kasutatud tuumkütust taaskasutada.

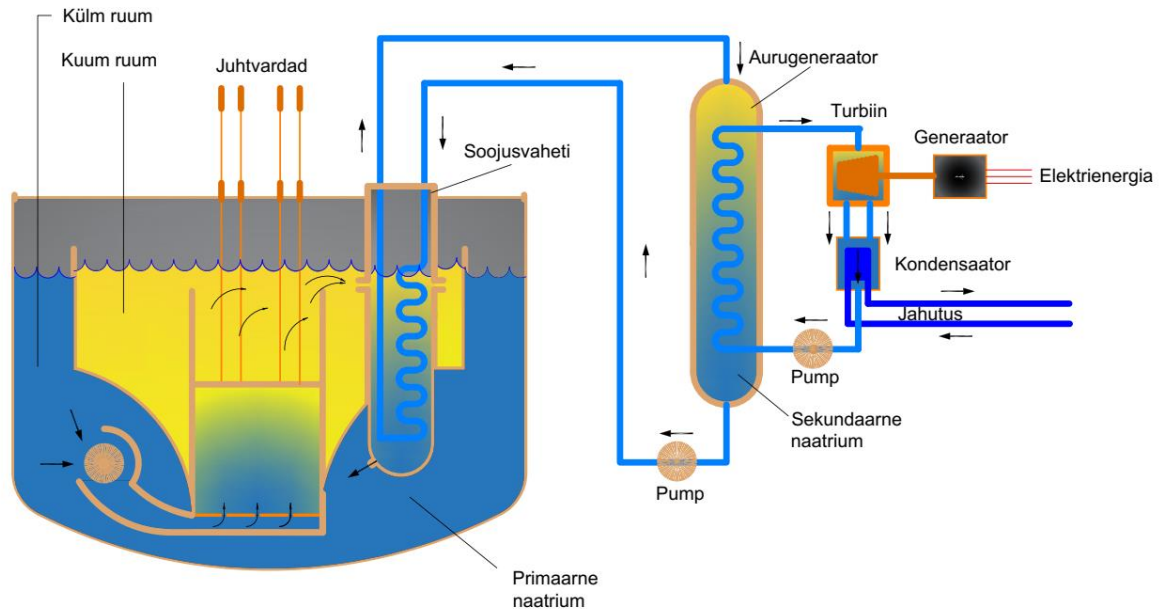
IV põlvkonna reaktorisüsteemid peavad olema paindlikud, et tagada elektrivõrgu stabiilsus ja kvaliteet ajas muutuva tarbimise ja tootmise tingimustes. Setõttu tekib ka suur vajadus suuremahuliste energia salvestamise lahenduste järele.

Vaatleme kahe perspektiivsema IV generatsiooni reaktori tehnoloogiat lähemalt.

Naatriumjahutusega kiire reaktor on nn basseini tüüpi reaktor, mida jahutatakse vedela naatriumiga (sulamistemperatuur 97,8 °C) (Joonis 4.16). Vedel naatrium on väga hea soojusjuhtivuse ja -mahutavusega aine, mistõttu on reaktori jahutamiseks vajalik naatriumi kogus oluliselt väiksem vee kogusest tüüpilises reaktoris. Tänu suurele termilisele inertsile on reaktor võimsuse kõikumiste suhtes vähetundlik ning tuuma jääksoojust on võimalik eemaldada vabatsirkulatsiooni abil suhteliselt pika aja jooksul. Reaktorituumas oleva naatriumi temperatuur ulatub temperatuurini 550 °C, mis võimaldab kasutada tavalisi materjale. Kuna

4. RADIOAKTIIVSUS, TUUMAENERGIA

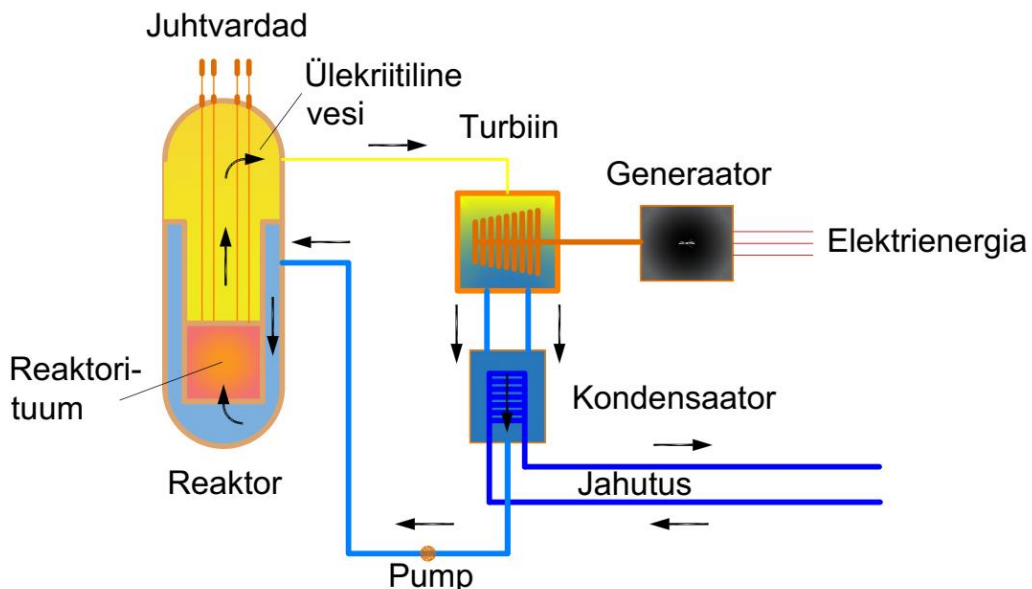
naatrium hakkab keema alles temperatuuril 880 °C, siis on reaktorianumas sisuliselt atmosfäärirõhk, mis lihtsustab oluliselt ohutussüsteeme.



Joonis 4.16. Naatriumjahutusega tuumareaktori (SFR) skeem.

Naatriumjahutusega reaktor on kiirete neutronitega reaktor, mis tähendab, et selles reaktoris on võimalik kütust juurde toota (nn paljundamine) ja kõrge radioaktiivsusega jäätmeid samal ajal energia tootmiseks „ära põletada”.

Ülekriitilise vee reaktor (SCWR) on vesireaktorite uus tehnoloogia, milles jahutusvesi on ülekriitilistel tingimustel ehk väga kõrge rõhu ja temperatuuriga (vee kriitiline punkt asub rõhul 22,1 MPa ja temperatuuril 347 °C) (Joonis 4.17).



Joonis 4.17. Ülekriitilise veega jahutatava reaktori (SCWR) skeem.

Tegemist on ühekontuurilise keevaveereaktoriga, kus reaktoris toodetud veeaur suunatakse otse turbiini. Ühekontuuriline lahendus ja kõrgem temperatuur võimaldavad lihtsustatud jaama ehitust ja kõrgemat termilist kasutegurit. Näiteks ei vaja SCWR spetsiaalseid auru töötlemise süsteeme, reaktorisisesid pumpasid (nagu keevaveereaktorites) ega soojusvaheteid (nagu surveveereaktorites). Samal ajal on kõrge rõhust ja temperatuurist tingituna reaktoris kasutatavatele materjalidele kõrgemad tehnilised nõuded.

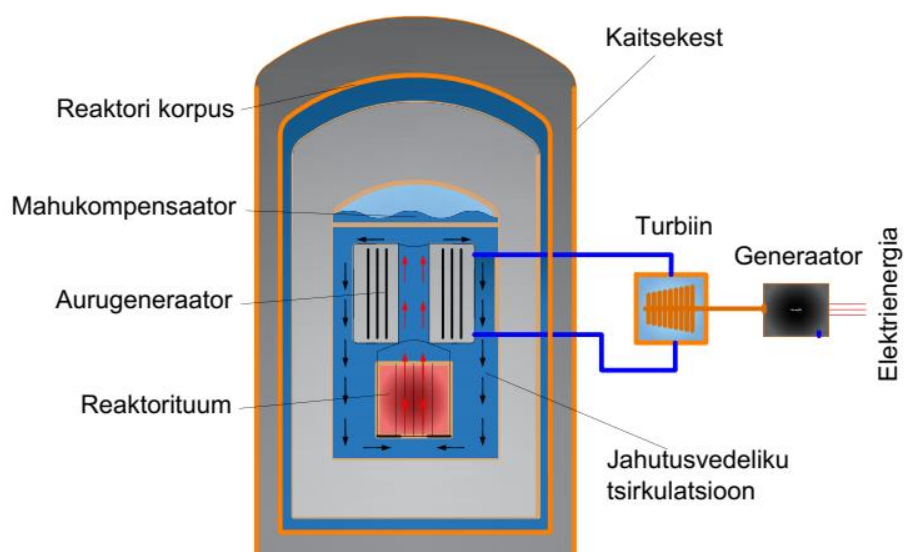
Ohutusnõuetest tulenevalt töötavad tänapäevased vesijahutusega tuumaelektrijaamad temperatuuridel, mis ei võimalda kasutegurit üle 33%. Ülekriitiline vesi aga, mida kasutatakse ka paljudes fossiilsetel kütustel (nt süsi, põlevkivi) töötavates elektrijaamades üle maailma, võimaldab termilist kasutegurit kuni 48%.

Passiivsed ohutussüsteemid sarnanevad kolmanda põlvkonna keevaveereaktorite omadega.

Sõltuvalt reaktori ehitusest ja kasutusvaldkonnast on kütusena võimalik kasutada nii rikastatud uraani, tooriumi kui ka uraani-plutooniumi seguoksiidi kütuseid.

Tänu kõrgele termilisele kasutegurile on SCWR põhiliseks ülesandeks ökonoomne ja ohutu elektri tootmine. Suurem efektiivsus võimaldab sama elektri hulga jaoks kasutada vähem kütust ja toota vähem jäätmeid.

Väikesed moodulreaktorid (*small modular reactor - SMR*) on määratluse järgi kuni 300 MW tootmisvõimsusega tuumareaktorid (Joonis 4.18). Moodulreaktorites on vähendatud keerukate süsteemide arvu, samal ajal tagades ning suurendades reaktori ohutust. Terved reaktorid, või valdav osa reaktorist ehitatakse tehases moodulitena ning transporditakse valmis moodulina lõppasukohta. Väikese moodulreaktori mõiste viitab ainult suurusele, võimsusele ja moodulkonstruktsioonile, mitte reaktori tüübile ja kasutatavale tuumaprotsessile. Väikeste moodulreaktorite disainid ulatuvad olemasolevate reaktoritüüpide vähendatud versioonidest IV põlvkonna skeemideni.



Joonis 4.18. Väikese moodulreaktori (SMR) skeem.

4. RADIOAKTIIVSUS, TUUMAENERGIA

Tuumareaktorite töökindluse ja turvalisuse tõus seoses uute tehnoloogiate väljatöötamisega on vähendanud oluliselt radioaktiivse saastumise ohtu, kuid tuumaenergia on ikkagi potentsiaalselt ohtlik selle radioaktiivsete jäätmete tõttu. Rahvusvaheliselt on kokku lepitud tingimused ja nõuded, mis peavad olema täidetud erinevate radioaktiivsete jäätmete käitlemisel ja nende hoiustamisel. Peamine eesmärk on kaitsta töötajaid ning elanikkonda ohtude eest, mis võivad tekkida jäätmete töötlemisel, transportimisel ning ladustamisel.

Radioaktiivseid jäätmeid liigitatakse seal leiduvate radionukliidide aktiivsuse alusel:

- vabastatud jäätmed - vabastamistasemetest väiksema radioaktiivsusega jäätmed, mida võib käidelda sarnaselt mitteradioaktiivsete jäätmetega;
- madala ja keskmise aktiivsusega radioaktiivsed jäätmed - asjad (seadmed, rõivastus), mida on kasutatud radioaktiivsete ainete käitlemispiirkonnas;
- looduslikku radioaktiivset materjali sisaldavad jäätmed - sisaldavad suures koguses madala kontsentratsiooniga looduses esinevaid radionukliide;
- kõrgaktiivsed jäätmed - tuumareaktorites kasutatud tuumkütus või kõrge aktiivsusega vedelik, mis tekib kütuse töötlemisel.



Joonis 4.19. Tunnel Olkiluoto tuumajäätmete hoidlasse.

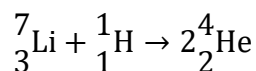
Kõrgaktiivsete jäätmete kogused moodustavad vaid väga väikse osa radioaktiivsetest jäätmetest, kuid nende ohtlikkus ning pikaajalisus muudab nende jäätmete hoiustamise

komplitseeritumaks. Kõige turvalisem pikaajaline lahendus nende tuumajäätmete ladustamiseks on sügaval maapõues, kus need võivad kõige tõenäolisemalt jääda puutumata võimalikest õnnetustest, tulekahjudest või maavärinatest.

Tuumajäätmed saavutavad loodusliku radioaktiivsustasemega samaväärse taseme sadade tuhandete aastatega, seega peavad jäätme hoidlad olema väga püsivad. Selleks rajatakse hoidlad sügavale pinnasesse. Näiteks Soomes on on arendamisel Olkiluoto tuumajaama lähedal kõrgradioaktiivsete jäätmete lõpphoidla, mis asub umbes 500 m sügavusel asuv maa-all graniitses pinnases (Joonis 4.19).

4.8. Ülesanded

- 4.1. Aatomituumade massiarv on 115 ja laenguarv on 48. Mitu neutronit ja mitu prootonit on selles tuumas? Millise elemendi tuum see on? (67; 48; kaadmium)
- 4.2. Radioaktiivse aine poolestusaeg on 10 aastat. Kui palju aega on selle aine tekke algusest möödunud, kui järele on jäänud 1/8 sellest ainest? (30 aastat)
- 4.3. Arvutage aine poolestusaeg, kui 8 päeva 6 tunni ja 20 minuti vältel tema aktiivsus langeb 888 GBq kuni 596 GBq. (14,4 päeva)
- 4.4. γ -kiirguse footon ($\lambda = 5 \cdot 10^{-13}$ m) muundub elektron-positronpaariks. Leida moodustunud osakeste kineetiliste energiatega summa. (1,46 MeV)
- 4.5. Mitu korda nõrgeneb ^{60}Co γ -kiirgus 250 mm paksuse raua läbimisel, kui neeldumistegur $\mu = 0,45 \text{ cm}^{-1}$. ($7,6 \cdot 10^4$)
- 4.6. Leida tuumareaktsioonil



vabanev energia. (17,34 MeV)

- 4.7. Kui palju energiat eraldub reaktsioonidel



(4,0 MeV; 6,4 MeV)

- 4.8. Leida ^{239}Pu α -lagunemisel eralduv energia. (5,25 MeV)
- 4.9. Tuumakütuse kasutamisel tuumaelektrijaamas eraldub ligikaudu 10^8 kJ energiat tunnis. Jaama kasulik võimsus on 5000 kW. Leidke tuumaelektrijaama kasutegur. (18%)
- 4.10. Kui suur on tuumaelektrijaama võimsus, mis kulutab ööpäevas 220 g $^{235}_{92}\text{U}$? Uraani $^{235}_{92}\text{U}$ tuuma lõhustumisel eraldub 200 MeV energiat. ($5,3 \cdot 10^4$ kW)

5. TAASTUVENERGIA

5.1. Hüdroenergia

Hüdroenergia ehk vee-energia on mehaanilise energia liik, mis vabaneb vee vabal langemisel raskusjõu mõjul.

Suur osa hüdroenergiast on jõgedes. Samuti on suur potentsiaalne vee-energia mägedes asuvatel veekogudel (liustikujärvedel).

Hüdroenergia muundatakse otse mehaaniliseks energiaks (nt vesiveskites) või elektrienergiaks hüdroelektrijaamades.

Hüdroelektrijaama võimsust P (vee potentsiaalse energia muutmisel elektrienergiaks) saab arvutada järgmisest seosest:

$$P = \eta \cdot \rho \cdot q \cdot g \cdot h, \quad (5.1)$$

kus η on kasutegur (tavaliselt vahemikus 0,75 kuni 0,95),

ρ – vee tihedus (1000 kg/m^3),

q – vooluhulk (m^3/s),

g – raskuskiirendus ($9,81 \text{ m/s}^2$)

h – vee langemiskõrgus (m).

Hüdroelektrijaam (Joonis 5.1.) on kolmest osast koosnev süsteem:

- elektrijaam;
- pais, mille abil kontrollitakse vee voolu;
- veereservuaar.

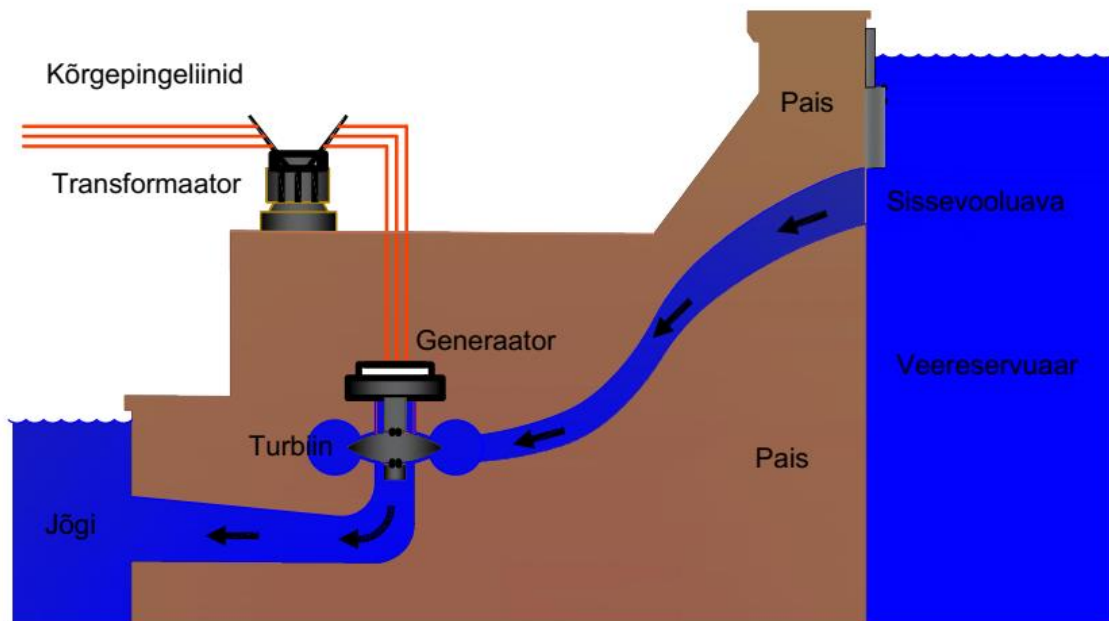
Vesi, mis voolab läbi paisu, paneb pöörlema turbiini. Turbiini pöörlemine paneb tööle generaatori, mis hakkab tootma elektrit.

Hüdroenergia on taastuvenergia. Jõe vooluhulk näiteks ei vähene sellest, kui jõe rajatakse hüdroelektrijaam. Samas võib hüdroenergia kasutamine tuua endaga kaasa maade ülejutamist veereservuaari rajamisel.

Hüdroelektrijaamades kasutavad generaatoreid hüdroturbiinid, mis muundavad vee langemise energia pöörlemise energiaks. Hüdroturbiinid jaotatakse reaktiiv- ja aktiivturbiinideks. Reaktiivturbiini tööratas pöörleb vees, talle kandub üle vee potentsiaalne ja kineetiline energia. Aktiivturbiini tööratas pöörleb õhus veejoa kineetilise energia varal.

Konkreetses kasutatava turbiini konstruktsioon sõltub sellest, kas seadet läbib veevool, mida tuleb järjepidevuse huvides hoida konstantsena, või sellest, kas pärast turbiini läbimist on võimalik saavutada vedeliku nulline kiirus.

Eestisse on rajatud märkimisväärne hulk hüdroelektrijaamasid, mis maailma mastaabis lahterduvad siiski mikro-hüdroelektrijaamade alla. Näiteks 2002.a. rekonstrueeriti Linnamäe elektrijaam (Joonis 5.2).



Joonis 5.1. Hüdroelektrijaama skeem.

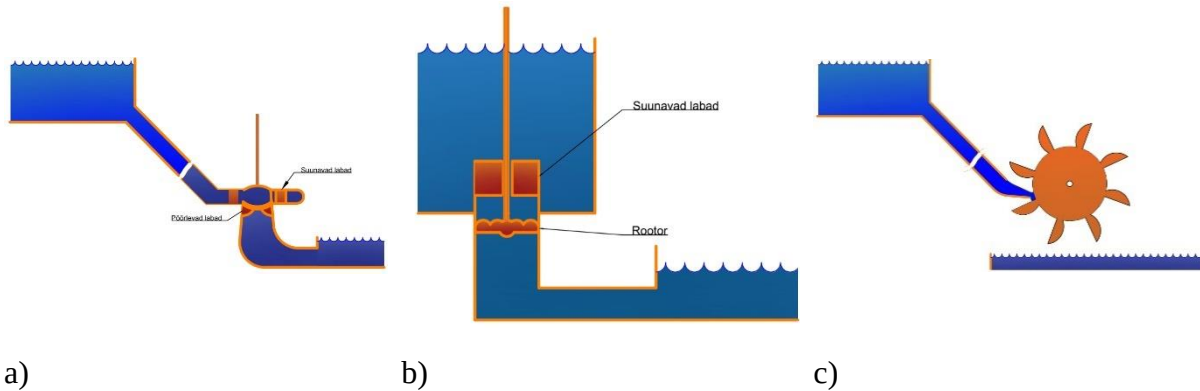


Joonis 5.2. Linnamäe hüdroelektrijaam Jägala jõel.

5. TAASTUVENERGIA

Hüdroelektrijaamades kasutatavate turbiinide põhitüübid on (Joonis 5.3):

- a) Francise ehk radiaalaksiaalturbiin - reaktiivturbiin, mis on maailmas enim levinud turbiinitüüp. Kasutatakse suurtel rõhkudel (kuni 700 m) ja võimsustel (1000 MW) (Joonis 5.4).
- b) Kaplani ehk pöörلابaturbiin on reaktiivturbiin, mida kasutatakse väikestel rõhkudel (kuni 50 m) ja võimsustel (kuni 150 MW).
- c) Peltoni- ehk koppturbiin on aktiivturbiin, mida kasutatakse eriti suure veerõhu ja väikese veehulga korral.



Joonis 5.3. Hüdroturbiinid: a) Francise turbiin, b) Kaplani turbiin, c). Peltoni turbiin.



Joonis 5.4. Francise turbiinid Blanda hüdroelektrijaamas. Blanda hüdroelektrijaam asub Blanda jõel Islandi mägismaa põhjaservas. Jaam hakkas elektrit tootma aastatel 1991–1992.

Blanda jaam on maa-alune jaam, mis asub umbes 230 meetri sügavusel maa all. Kolme Francise turbiini võimsus on 3 x 50 MW, tootmisvõimsusega 910 GWh aastas.

Peltoni turbiin on aktiivturbiin, neid kasutatakse suure veerõhu ja väikeste vooluhulkade korral, näiteks mägijõgedel, kus hüdroelektrijaama veereservuaar paikneb tavaliselt kõrgemal kui turbiinihoone. Aktiivturbiinide tööratas pöörleb õhus ja pannakse pöörlema suure kiirusega veejoa poolt. Kui turbiinilt väljavoolav vesi on suure kiirusega, siis jääb suur hulk vee-energiat kasutamata. Peltoni turbiini laba geomeetria on kujundatud nii, et vesi lahkub turbiinist väga väikese kiirusega, seega on tema disainiga võimalik kasutada peaaegu kogu vee-energiat. Pelton-turbiin toimib kõige paremini rõhukõrgustel 100–1800 m.

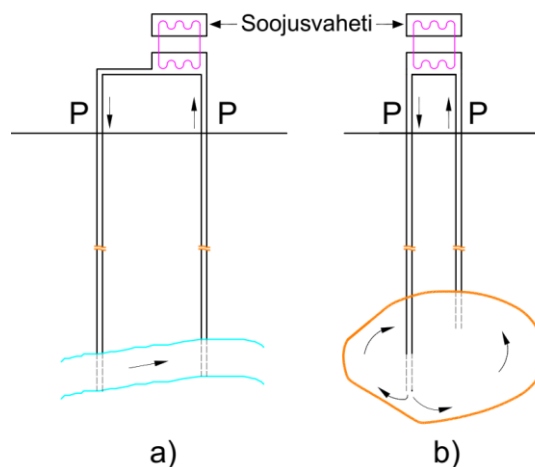
Kaplani ja Francise turbiinid on reaktiivturbiinid. Nendes turbiinides muudetakse vaid osa vee potentsiaalsest energiast kineetiliseks energiaks. Ülejäänud osa vee potentsiaalsest energiast muundub kineetiliseks energiaks tööratla labadevehelistes kanalites, millel on reaktiivdüüsi omadused. Reaktiivturbiinides ei mõju tööratla labadele vaid jõud, mida põhjustab vee voolamissuuna muutumine (nagu aktiivturbiinides), vaid ka reaktiivjõud.

5.2. Geotermaalenergia

Maa soojusenergia ehk geotermaalenergia on Maa sügavusest leviv soojusenergia, mis tekib radioaktiivsete elementide lagunemisel. Maa sisesoojus käivitab paljud geoloogilised protsessid, paneb liikuma laamad, mis omakorda põhjustab maavärinaid, mäestike teket jpm. Laamade äärealadel tõuseb tänu konveksioonivooludele Maa sisesoojus maakoorele väga lähedale.

Paljudes maailma piirkondades, kus maasisene temperatuur on eriti kõrge, muudetakse soojusenergia aga elektrienergiaks. Maa sisesoojusel töötavaid elektrijaamu on paljudes riikides. Suurimad geotermaalenergia tootjad on USA, Filipiinid ja Indoneesia.

Geotermaalenergia saamiseks puuritakse maasse sügavad augud, neisse pannakse torud, mis täidetakse vee või muu soojuskandjaga. Torudes pannakse vesi ringlema: maapinnalt suunatakse jahe vesi maa sügavamatesse kihtidesse, kus see soojeneb või isegi aurustub ning suundub tagasi maa pinnale soojusvahetisse.



Joonis 5.5. Geotermilise soojuse kasutamise võimalused: a) põhjaveekihi olemasolul; b) murdkivimi piirkonnas.

5. TAASTUVENERGIA

a)



b)



Joonis 5.6. Svartsengi geotermaalelektrijaam Islandil: a) välisvaade, b) generaatorisaal.

Enamikus piirkondades on geotermilised ressursid soojust sisaldavate kivimite või setete kujul, mille otsese kasutamise võimalus on väike. Kui põhjaveekiht läbib piirkonda, võib see koguda ümbritsevatest kihtidest soojust ja võimaldada märkimisväärset soojuse eraldamise kiirust, näiteks kahe augu abil, mis puuritakse pinnast põhjaveekihti ja eraldatakse üksteisest, nagu on näidatud Joonisel 5.5 a).

Kuum vesi (ei tekita palju auru, välja arvatud juhul, kui põhjaveekiht asub väga sügaval – mitu kilomeetrit – või kui selle temperatuur on erakordselt kõrge) pumbatakse või tõuseb oma rõhu mõjul ühest puuraugust pinnale ja pumbatakse uuesti läbi teise puuraugu tagasi. Suletud tsüklit kasutatakse selleks, et vältida reostust erinevate kahjulike keemiliste ainetega, mis sisalduvad tihti põhjaveekihtis. Soojusvahetist eraldatud soojust saab kasutada otse (nt kaugküttena) või kasutada elektri tootmiseks.

Kui soojust sisaldavas kivimis puudub põhjaveekiht soojusvahetuspinna loomiseks, siis võib kunstlikult sobivaid murde tekitada. Seda tüüpi võimalus on esitatud Joonisel 5.5 b). Vesi pumbatakse alla läbi ühe puuraugu, kus see soojeneb. Soojenenud vett või auru kasutatakse maapinnal elektrienergia tootmiseks.

Soojuse eraldamise kiirus on sageli suurem kui geotermiline voog kaevandamispiirkonda, mistõttu soojust eraldava piirkonna temperatuur langeb aeglaselt.

Kuigi geotermaalenergiat leidub ulatuslikul alal, kasutatakse seda vaid vähestes riikides: USA-s, Islandil, Itaalias, Prantsusmaal, Jaapanis, Uus-Meremaal jm. Märkimisväärselt suur on geotermaalenergia osa Islandi energiabilansis, moodustades umbes 40% (Joonis 5.6).

Geotermaalenergia tootmine on väga kulutõhus, usaldusväärne ja jätkusuutlik. Võrreldes fossiilkütustega, on maasisese energia kasutamise mõju keskkonnale väike.

5.3. Päikeseenergia

Ajalooliselt kõige levinuim ja otsesem päikeseekiirgusest saadava energia kasutusviis on ruumide kütmine ning vee soojendamine pealelangeva päikeseekiirguse toimel. Lisaks sellisele passiivsele päikeseenergia kasutamisele tuntakse ka aktiivseid päikeseenergia kasutamise süsteeme, milles päikeseenergia muudetakse muudeks energialiikudeks, enamasti elektrienergiaks.

Päikeseekiirgust muundatakse elektrienergiaks päikesepaneelide abil, mis koosnevad päikesemoodulitest. Moodulid ise on moodustatud päikeseelementidest ehk fotogalvaanilistest elementidest. Päikesepaneel koosneda ka ühestainsast moodulist.

Päikeseelement on fotoelektriline seadis, mis muundab neelatud valguskiirguse vahetult elektrienergiaks. Muundamine toimub pooljuhtmaterjalis moodustatud *pn*-siirdes. Vaatleme lähemalt erinevate materjalide elektrilisi omadusi sh pooljuhtides moodutatud *pn*-siiret.

5.3.1. Juhid ja pooljuhid

Kvantteooria kohaselt on elektronide energia mis tahes kristallis nii nagu aatomiski kvanditud. See tähendab, et ta võib omada ainult diskreetseid (lõplike vahemikega eraldatud) väärtusi, mida nimetatakse energiatasemeteks. Kristallis rühmituvad lubatud energiatasemed tsoonideks.

5. TAASTUVENERGIA

Iga aatomi igal elektronil on mingi kindel lubatud energia väärtus, st ta asetseb ühel lubatud energia-tasemetest. Aatomi põhi- ehk ergastamata seisundis on elektronide summaarne võimalik energia kõige väiksem. Elektronid alluvad Pauli keeluprintsiibile, mille kohaselt igas kvantsüsteemis võib igal energiatasemel samaaegselt asetseda ainult kaks elektroni.

Seni, kuni aatomid on üksteisest isoleeritud, ühtivad nende energiatasemete skeemid täielikult. Tasemete täitumine elektronidega toimub igas aatomis sõltumatult analoogiliste tasemete täitumisest teistes aatomites. Aatomite lähendamisel üksteisele ilmneb nende vahel järjest suurenev vastastikune mõju, mis põhjustab energiatasemete asendite muutumist. Iga üksiku, kõigi N aatomi jaoks ühesuguse energiataseme asemel tekib N üksteisele väga lähedal asetsevat, kuid mitte ühtivat taset. Seega lõhestub isoleeritud aatomi iga energiatase kristallis tihedalt üksteise lähedal asetsevaks N tasemeks, mis moodustavad võõndi ehk tsooni.

Lõhestumise määr ei ole kõikide tasemete jaoks ühesugune. Tasemed, millel asuvad kõige tuuma-lähedasemad (sisemised) elektronid, on häiritud vähem kui need, mida täidavad välised elektronid.

Joonisel 5.7 on näha, et sisemiste elektronidega täidetud tasemed lõhestuvad kristallis väga nõrgalt. Märgatavalt lõhestuvad vaid valentsielektronidega täidetud tasemed. Samamoodi lõhestuvad ka kõrgemad energiatasemed, mis aatomi põhiolekus elektronidega täidetud ei ole. Aatomite küllalt väikeste vahekauguste korral võib aset leida aatomi naabertasemetele vastavate tsoonide kattumine. Vastastikku üksteist mõjustavad aatomid moodustavad kvantsüsteemi, mis allub Pauli keeluprintsiibile. Järelikult $2N$ elektroni, mis täitsid mingisuguse taseme isoleeritud aatomites, asetuvad kristallis paarikaupa vastava tsooni N tasemele.

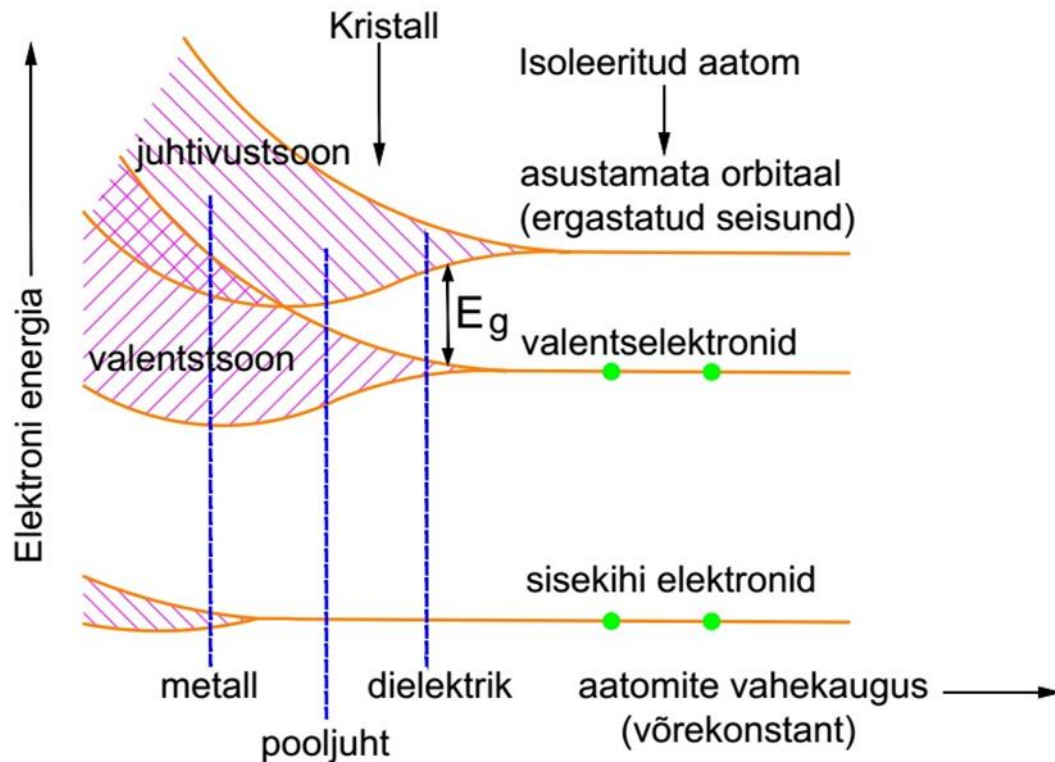
Vähelõhestunud tasemetest moodustunud madalamaid tsoone täidavad oma aatomiga tugevasti seotud elektronid. Need elektronid ega tsoonid meile edaspidi huvi ei paku.

Valentsielektronide lubatud energiaväärtustele vastavaid kristalli energiatsoone eraldavad vahemikud, mille ulatuses lubatud energiaväärtused puuduvad. Neid nimetatakse keelutsoonideks. Nii lubatud kui ka keelatud tsoonide laius ei sõltu kristalli mõõtmetest. Seega, mida rohkem aatomeid sisaldab kristall, seda tihedamalt paiknevad tasemed tsoonis. Lubatud tsoonide laius on ligikaudu mõni elektronvolt.

Absoluutse nulltemperatuuri juures peab kristalli energia olema minimaalne. Seetõttu täidavad valentsielektronid paarikaupa selle lubatud tsooni alumised tasemed, mis tekkisid tasemest, kus valentsielektronid asetsevad aatomi põhiseisundis (seda tsooni nimetatakse valentstsooniks). Veelgi kõrgemates lubatud tsoonides elektronid puuduvad. Sõltuvalt valentstsooni elektronidega täitumise astmest ja tsooni laiusest võib esineda kolm erinevat juhtu. Esimesel juhul täidavad elektronid valentstsooni üksnes osaliselt. Seetõttu piisab vaid väikese lisaenergia andmisest ($\sim 10^{-23} \dots 10^{-22}$ eV) ülemistel tasemetel asetsevatele elektronidele, et viia neid kõrgematele tasemetele.

Soojusliikumise energia (kT) on on 1 K juures umbes 10^{-4} eV. Absoluutsest nullist erinevatel temperatuuridel läheb osa elektrone kõrgematele tasemetele. Seetõttu võib elektriväli elektrone

kiirendada ja nad võivad saada väljaga vastassuunalise lisakiiruse. Niisuguse energiatasemete skeemiga kristall on metall.



Joonis 5.7. Elektronide energiatasemed sõltuvalt aatomite vahekaugusest.

Valentstsooni osaline täitumine on võimalik siis, kui aatomi viimasel tasemel asetseb ainult üks elektron või kui leiab aset tsoonide kattumine. Esimesel juhul täidavad N juhtivuselektroni paarikaupa ainult pooled valentstsooni tasemetest. Teisel juhul on tasemete arv juhtivustsoonis suurem kui N .

Kui sellisel juhul ületab juhtivuselektronide arv $2N$, ei saa nad hõivata selle tsooni kõiki tasemeid.

Kahel järgmisel juhul on valentstsooni kõik tasemed elektronidega täidetud – tsoon on hõivatud. Selleks, et suurendada elektronide energiat, tuleb neile anda energiahulk, mis ei ole väiksem keelutsooni laiuselt ΔW . Elektriväli elektronile sellist energiat anda ei suuda. Niisugustes tingimustes on kristalli elektrilised omadused määratud keelutsooni laiusel ΔW . Kui ΔW ei ole suur (mõni kümnendik elektronvolti), siis piisab soojusliikumise energiast, et viia osa elektrone ülemisse vabasse tsooni. Need on metalli valentselektronidega analoogilistes tingimustes. Vaba tsoon osutub nende jaoks juhtivustsooniks.

Samal ajal on võimalik elektronide üleminek valentstsoonis selle tsooni vabanenud ülemistele tasemetele. Niisugust ainet nimetatakse elektronpooljuhiks.

Kui keelutsooni laius ΔW on suur (mõni elektron-volt), ei suuda soojusliikumine paisata vabasse tsooni märgataval hulgal elektrone. Niisugusel juhul osutub kristall isolaatoriks.

Pooljuhid on saanud oma nimetuse sellest, et nende elektrijuhtivus on metallide ja isolaatorite vahepealne. Siiski ei ole pooljuhtidele iseloomulik mitte nende elektrijuhtivuse väärtus, vaid selle suurenemine temperatuuri tõustes.

Pooljuhid on ained, mille valentstsoon on elektronidega täielikult täidetud ja keelutsoon kitsas (puhtpooljuhtidel mitte üle 1 eV).

5.3.2. Pooljuhtide juhtivus

Eristatakse pooljuhtide oma- ja lisandjuhtivust. Omajuhtivus tekib elektronide üleminekul valentstsooni ülemistelt tasemetelt juhtivustsooni. Seetõttu tekib juhtivustsoonis teatud arv voolukandjaid – elektrone, mis täidavad tsooni põhja lähedasi tasemeid; koos sellega vabaneb niisama palju kohti valentstsooni ülemistel tasemetel. Selliseid elektronidest vabu kohti absoluutsel nulltemperatuuril täielikult täidetud valentstsooni tasemetel nimetatakse aukudeks. Elektronide jaotumine valents- ja juhtivustsooni tasemete järgi on määratud Fermi funktsiooniga

$$f(W) = \frac{1}{e^{(W-W_F)kT} + 1}. \quad (5.2)$$

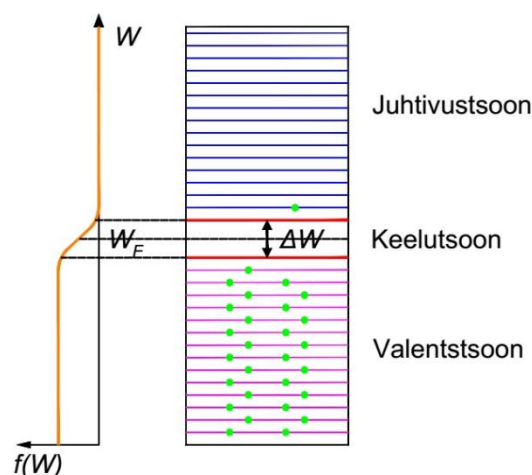
Siin W on vaadeldava taseme energia ja W_F - süsteemi parameeter, mida nimetatakse Fermi tasemeks.

Arvutused näitavad, et Fermi tase asetseb täpselt keelutsooni keskel. Järelikult erineb suurus $W - W_F$ juhtivustsooni üle läinud elektronide jaoks vähe keelutsooni poollaiusest.

Juhtivustsooni energia-tasemete elektronidega täitumise tõenäosust võib leida (arvestades, et $W - W_F = \Delta W/2$) seosest

$$f(W) \approx e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}. \quad (5.3)$$

Juhtivustsooni läinud elektronide arv on võrdeline tõenäosusega $f(W) \approx e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}$. Need elektronid, aga samuti nendega võrdses koguses moodustunud augud, ongi voolukandjad.



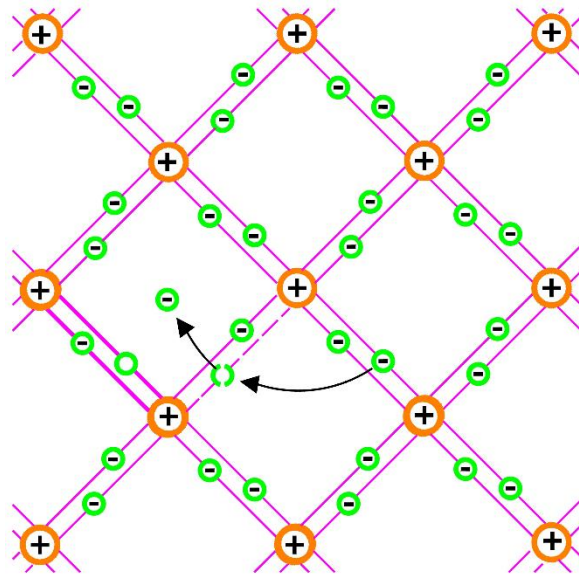
Joonis 5.8. Elektronide energiatasemed pooljuhis.

Et juhtivus on võrdeline voolukandjate arvuga, siis peab ta samuti olema võrdeline sama avaldisega. Seega suureneb pooljuhtide elektrijuhtivus temperatuuri tõustes kiiresti, alludes seadusele

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}, \quad (5.4)$$

kus ΔW on keelutsooni laius.

Tüüpilised pooljuhid on germaanium ja räni. Nende kristallvõres on iga aatom seotud temast võrdsel kaugusel asetseva nelja naaberaatomiga kovalentsete sidemete vahendusel. Tinglikult võib niisugust aatomite paigutust ette kujutada Joonisel 5.9 kujutatud tasapinnalise struktuurina.



Joonis 5.9. Aatomite paigutus pooljuhis.

Plussmärgiga ringikesed tähistavad positiivse laenguga aatomiosa (seda, mis jääb, kui eemaldada valentsielektronid), miinusmärgiga ringikesed – valentsielektrone, kaksikjooned – kovalentseid sidemeid.

Küllalt kõrge temperatuuril võib soojusliikumine hakata paare lõhkuma ja vabastada üksiku elektroni. Elektroni poolt vabastatud koht lakkab olemast neutraalne, tema lähikonnas tekib kompenseerimata positiivne laeng $+e$, st moodustub auk. Selle koha võib täita mõne naaberpaari elektron. Nii hakkab auk kristallis rändama nagu vabanenud elektrongi.

Kui vaba elektron kohtub auguga, siis nad rekombineeruvad (ühinevad). St, et elektron neutraliseerib augu positiivse laengu ja kaotab liikumisvabaduse senikauaks, kuni pole saanud kristallvõrelt energiat, mis on küllaldane tema vabastamiseks. Rekombinatsioon põhjustab vaba elektroni ja augu samaaegse kadumise. Energiatasemete skeemil (Joonis 5.8) vastab rekombinatsiooni-protsessile elektroni üleminek juhtivustsoonist ühele vabastest tasemetest valentstsoonis.

Seega toimub pooljuhis üheaegselt kaks protsessi: vabade elektronide ja aukude paarikaupa tekkimine ning nende paarikaupa kadumine – rekombinatsioon. Esimese protsessi tõenäosus

5. TAASTUVENERGIA

suureneb kiiresti koos temperatuuri kasvuga. Rekombinatsiooni tõenäosus on võrdeline nii vabade elektronide kui ka aukude arvuga. Järelikult vastab igale temperatuurile teatud kindel elektronide ja aukude tasakaaluline kontsentratsioon, mille väärtus muutub koos temperatuuriga sama seaduse järgi kui σ (5.4).

Välise elektrivälja puudumisel liiguvad juhtivus-elektronid ja augud kaootiliselt.

Elektrivälja mõjul lisandub kaootilisele soojusliikumisele suunatud liikumine: aukudel välja suunas ja elektronidel vastu välja suunda. Nii elektronide kui ka aukude suunatud liikumine põhjustab laengu ümberpaiknemise kristallis. Järelikult näib, nagu oleks omajuhtivus põhjustatud kahte tüüpi laengukandjatest: negatiivse laenguga elektronidest ja positiivse laenguga aukudest.

Omajuhtivus ilmneb piisavalt kõrgetel temperatuuridel kõikidel pooljuhtidel.

Lisandjuhtivus tekib siis, kui antud pooljuhi mõned aatomid kristallvõre sõlmedes asendada aatomitega, mille valents on põhiaatomi valentsist ühe võrra suurem või väiksem.

Joonisel 5.10. on tinglikult kujutatud fosfori 5-valentseid lisandiatomeid sisaldav germaaniumivõre. Kovalentsete sidemete moodustamiseks naaberaatomitega piisab fosfori aatomi neljast elektronist.

Järelikult osutub viies valentselektron nagu ülearuseks ja rebitakse soojusenergia arvel aatomist kergesti lahti. Nii muutub ta ringirändavaks vabaks elektroniks. Erinevalt eespool vaadeldud juhust ei kaasne vaba elektroni moodustumisega kovalentsete sidemete purunemist, st augu teket. Olgugi et lisandiaatomi lähikonnas tekib kompenseerimata positiivne laeng, on see seotud oma aatomiga ega saa mööda kristalli liikuda.

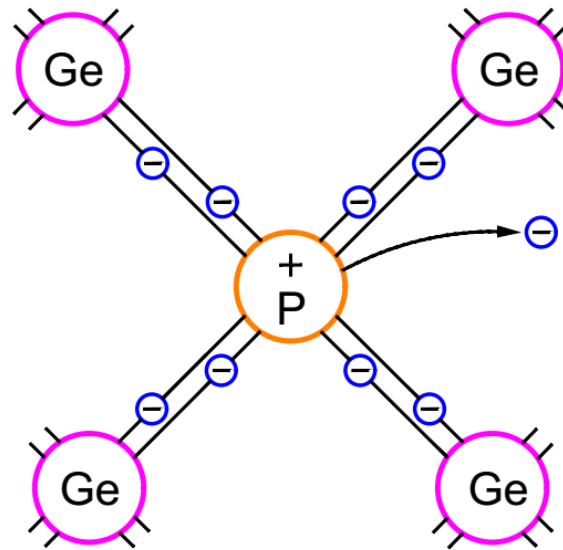
Tänu positiivsele laengule võib lisandiaatom haarata talle lähenenud elektroni, kuid haaratud elektroni side selle aatomiga osutub nõrgaks ja võre soojusvõnkumiste mõjul kergesti purustatavaks.

Seega sisaldab 5-valentse lisandiga pooljuht ainult ühte tüüpi voolukandjaid –elektrone. Vastavalt sellele räägitakse, et niisugusel pooljuhil on elektronjuhtivus või et ta on n -tüüpi (sõnast *negativ*) pooljuht. Juhtivuselektrone andvaid lisandiatomeid nimetatakse doonoriteks.

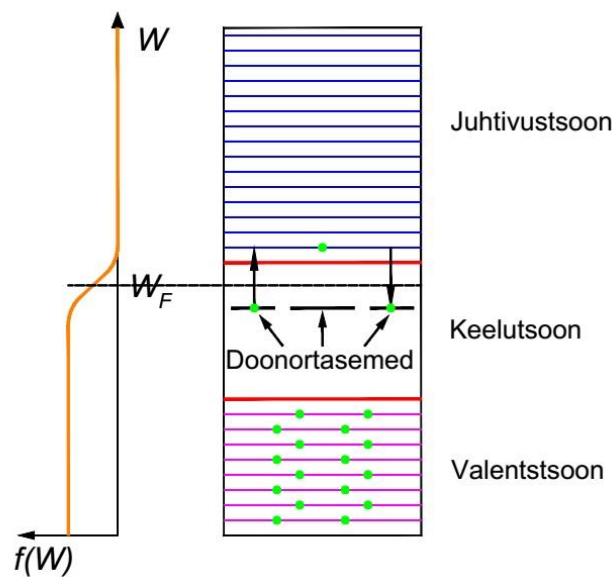
Lisandid moonutavad võrevälja. Selle tulemusena tekkivad kristalli energiaskeemi keelutsoonid nn lokaalsed energiatasemed.

Valents- või juhtivustsooni mistahes energiataseme või täita kristalli mistahes piirkonnas asuv elektron. Lokaalsele tasemele vastav energia võib elektronil olla vaid siis, kui ta asetseb selle taseme tekkimist põhjustanud lisandiaatomi lähedal. Järelikult lokaliseerub lisanditaseme täitnud elektron lisandiaatomi lähedusse (Joonis 5.11).

Kui doonortasemed paiknevad valentstsooni lae lähedal, siis ei saa nad oluliselt mõjutada kristalli elektrilisi omadusi. Teistsugune on olukord siis, kui nende tasemete kaugus juhtivustsooni põhjast on tunduvalt väiksem keelutsooni laiusest. Niisugusel juhul piisab isegi toatemperatuuril toimuvast soojusliikumisest, et viia elektron doonortasemelt juhtivustsooni.



Joonis 5.10. Fosfori lisandiga germaaniumi struktuur.



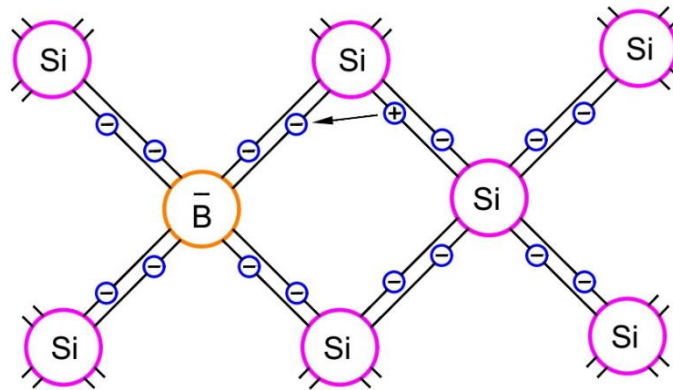
Joonis 5.11. Doonortasemed pooljuhis.

Joonisel 5.10 vastab sellele protsessile (elektroni üleminek doonortasemelt juhtivustsooni) viienda valentsielektroni lahtirebimine lisandiaatomist. Vaba elektroni haaramisele lisandiaatomisse vastab Joonisel 5.11 elektroni üleminek juhtivustsoonist ühele doonortasemetest.

Joonisel 5.12 on tinglikult kujutatud boori 3-valentsete lisandiaatomitega ränikristalli võre. Boori aatomi kolmest valentsielektronist ei piisa sidemete moodustamiseks kõigi nelja naaberaatomiga. Seetõttu osutub üks sidemetest vabaks ja lisandi-aatom kohaks, mis on

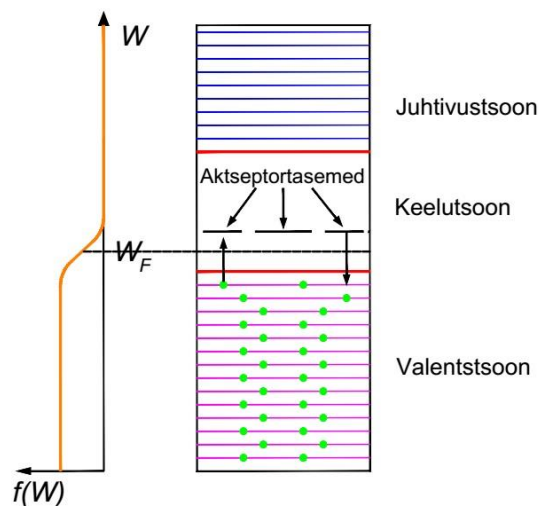
võimeline haarama elektroni. Ühest naaberpaarist pärineva elektroni üleminek sellele kohale tekitab kristallis ringirändava augu.

Lisandiatomi lähikonnas tekib negatiivne kompenseerimata laeng, mis aga on selle aatomiga seotud, ega saa põhjustada voolu. Seega tekivad 3-valentse lisandiga pooljuhis ainult ühte liiki voolukandjad – augud. Juhtivust nimetatakse nüüd aukjuhtivuseks ja pooljuhti *p*-tüüpi (sõnast *positiv*) pooljuhiks. Aukude teket põhjustavaid lisandeid nimetatakse aktseptorlisanditeks.



Joonis 5.12. Boori lisandiatomitega ränikristall.

Energiatasemete skeemil (Joonis 5.13) vastab aktseptorlisanditele lokaalne tase keelutsooni põhja lähedal. Augu moodustumisele vastab elektroni üleminek valentstsoonist aktseptortasemele. Vastupidine üleminek vastab lisandiatomi ühe kovalentse sideme purunemisele ja seejuures tekkiva elektroni ja augu rekombinatsioonile.



Joonis 5.13. Aktseptortasemed pooljuhis.

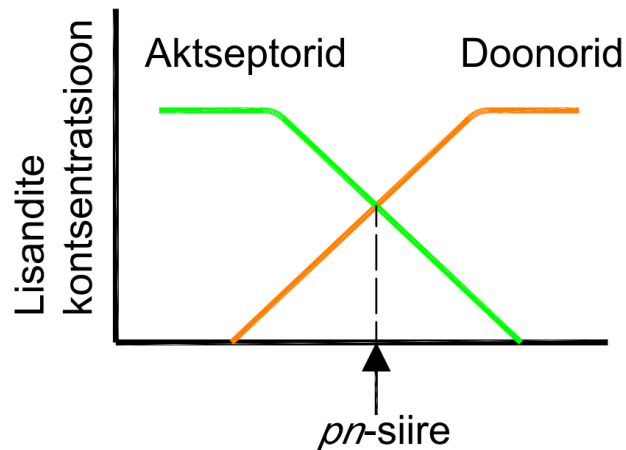
p-tüüpi pooljuhis asetseb Fermi tase valentstsooni lae ja aktseptortasemete vahel, madalamatel temperatuuridel ligikaudu selle vahemiku keskel.

Pooljuhi kuumutamisel saavutab lisandiline laengukandjate kontsentratsioon kiiresti küllastatuse. See tähendab, et vabastatakse praktiliselt kõik doonortasemed või täidetakse elektronidega kõik aktseptortasemed. Temperatuuri tõusuga hakkab aga järjest rohkem

avalduma ka pooljuhi omajuhtivus. Seda põhjustab elektronide vahetu üleminek valentstsoonist juhtivustsooni. Seega summeerub pooljuhi juhtivus kõrgetel temperatuuridel lisand- ja omajuhtivusest. Madalatel temperatuuridel on ülekaalus lisandjuhtivus, kõrgetel – omajuhtivus.

5.3.3. pn -siire

Pooljuhtseadiste põhielement on niinimetatud pn -siire, mis kujutab endast õhukest kihti ühe ja sama kristalli kahe erineva lisandjuhtivustüübiga ala piiril. Sellise siirde valmistamiseks võetakse näiteks elektronjuhtivusega väga puhas germaaniumi monokristall (elektronjuhtivuse annavad kristallile tühiselt väikesed lisandijäägid). Kristallist väljalõigatud õhukese plaadi ühele küljele sulatatakse tükike indiumi. Selle operatsiooni käigus difundeeruvad indiumi aatomid germaaniumisse, teatud kaugusele selle välispinnast. Piirkonnas, kuhu tungivad indiumi aatomid, muutub germaaniumi elektronjuhtivus aukjuhtivuseks. Selle ala piiril tekibki pn -siire.



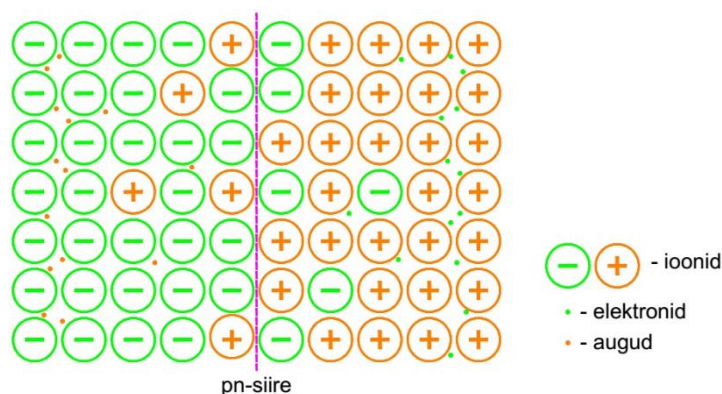
Joonis 5.14. Lisandite kontsentratsioon pn -siirde piirkonnas.

Joonisel 5.14 on näidatud lisandite kontsentratsiooni muutus piirkihiga risti olevas suunas. Aukjuhtivusega piirkonnas (p -piirkond) on enamus-voolukandjad augud, mis tekivad sellest, et lisandiaatomid haaravad elektrone (aktseptorid muutuvad seejuures negatiivseteks ioonideks); peale selle on p -piirkonnas vähesel arvul vähemus-voolukandjaid, elektrone.

Vähemus-voolukandjad (elektronid) tekivad elektronide vahetul üleminekul valentstsoonist juhtivustsooni. Seda põhjustab soojusliikumine. Elektronjuhtivusega piirkonnas (n -piirkond) on enamus voolukandjad doonorite poolt juhtivustsooni antud elektronid (doonorid ise muutuvad seejuures positiivseteks ioonideks). Elektronide üleminek valentstsoonist juhtivustsooni soojusliikumise mõjul tekitab vähesel määral auke, mis on selle piirkonna jaoks vähemus-voolukandjad.

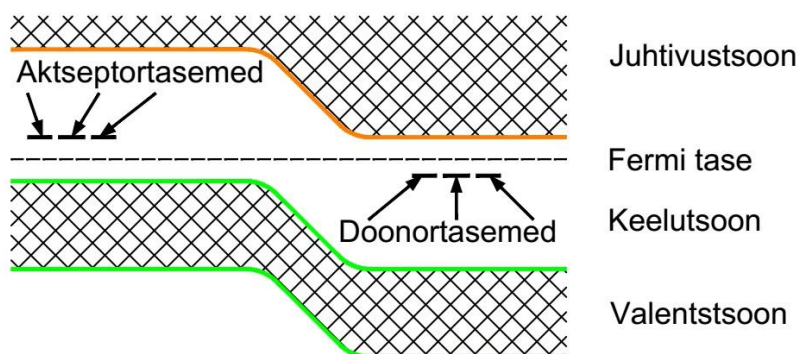
Vastassuundades läbi piirkihi difundeeruvad augud ja elektronid rekombineeruvad. Seetõttu on pn -siire voolukandjatevaene ning suure takistusega (Joonis 5.15).

Ühtlasi tekib kahe juhtivusala piiril elektriline kaksikkiht, mille moodustavad aktseptorlisandite negatiivsed ioonid (augud nende laengut enam ei kompenseeri) ja doonorlisandite positiivsed ioonid (laengut kompenseerivad elektronid puuduvad).



Joonis 5.15. Laengukandjad pn -siirde piirkonnas.

Elektrivälja suund on selles kihis niisugune, et takistab enamus-voolukandjate edasist liikumist läbi piirkihi. Tasakaal saabub potentsiaalibarjääri sellise kõrguse juures, mil Fermi tasemed asetuvad ühele ja samale kõrgusele (Joonis 5.16).



Joonis 5.16. Energiatsoonid pn -siirdealal.

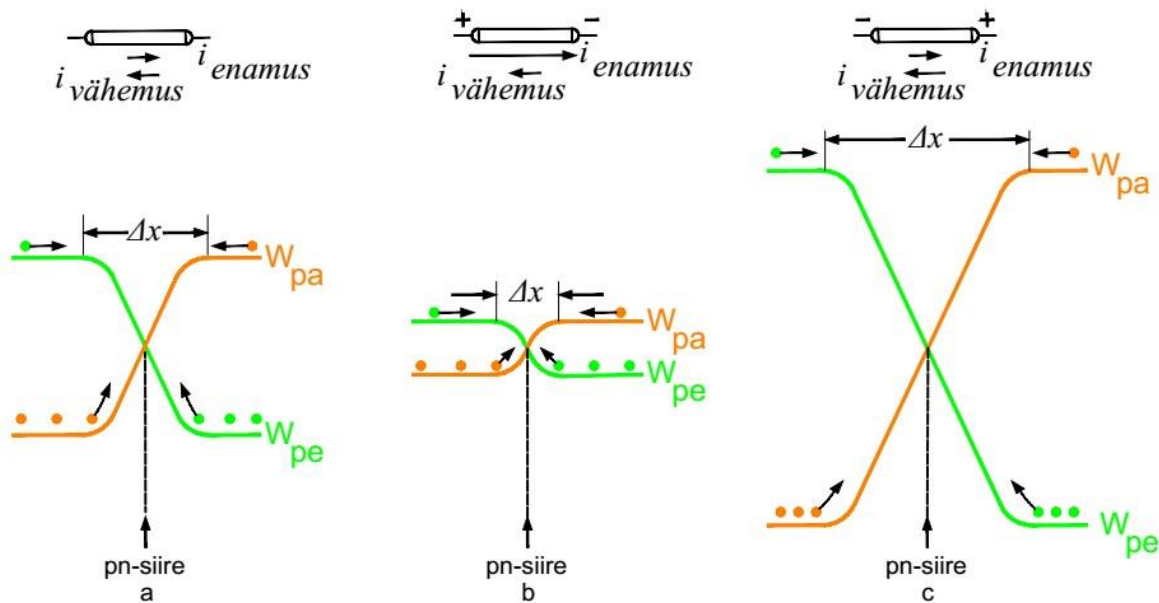
Energiatsoonide kõverdumine siirdealal on põhjustatud sellest, et tasakaaluolekus on potentsiaal p -piirkonnas madalam kui n -piirkonnas; vastavalt on elektroni potentsiaalne energia p -piirkonnas madalam kui n -piirkonnas. Valentstsooni alumine piir annab elektroni potentsiaalse energia W_{pe} käigu piki piirkihi ristsirget (Joonis 5.17).

Et aukude laeng on elektronide laenguga vastandmargiline, siis on nende potentsiaalne energia W_{pa} suurem seal, kus W_{pe} on väiksem ja vastupidi (Joonis 5.17). Tasakaal p - ja n -piirkondade vahel on dünaamiline. Teatud arv enamus-voolukandjaid on võimelised ületama potentsiaalibarjääri, tekitades nõrga voolu i_{enamus} . Selle voolu kompenseerib vähemus-voolukandjatest põhjustatud vastuvool $i_{vähemus}$. Vähemus-voolukandjaid on väga vähe, kuid nad läbivad piirkondadevahelise ala kergesti, „veeredes“ potentsiaalibarjäärilt alla.

Voolutugevuse $i_{vähemus}$ väärtuse määrab ajaühikus tekkivate vähemus-voolukandjate arv; potentsiaalibarjääri kõrgusest see peaaegu ei sõltu. Voolutugevuse i_{enamus} väärtus, vastupidi,

sõltub tugevasti barjääri kõrgusest. Tasakaal saabub täpselt niisuguse potentsiaalibarjääri kõrguse juures, mil mõlemad voolud kompenseeruvad.

Kui kristallile rakendatakse pinge välisest allikast nii, et positiivne poolus oleks ühendatud p –piirkonnaga ja negatiivne n –piirkonnaga (ehk päripinge), siis põhjustab välispinge potentsiaali kasvamine (st W_{pa} suurenemise ja W_{pe} vähenemise) p –piirkonnas ja selle kahanemise (st W_{pa} vähenemise ja W_{pe} suurenemise) n –piirkonnas.



Joonis 5.17. Laengukandjate liikumine sõltuvalt pn -siirdele rakendatud potentsiaalide vahest.

Tulemusena potentsiaalibarjääri kõrgus väheneb ja i_{enamus} suureneb. Voolutugevus $i_{vähemus}$ jääb praktiliselt endiseks, kuna see praktiliselt ei sõltu potentsiaalibarjääri kõrgusest. Järelikult tekib nullist erinev resultantvool. Potentsiaalibarjääri kõrguse vähenemine on võrdeline rakendatud pingega (võrdub eU). Koos potentsiaalibarjääri vähenemisega kasvab kiiresti ka i_{enamus} , järelikult ka resultantvool. Seega laseb pn –siire voolu läbi p –piirkonnast n –piirkonna suunas, kusjuures välispinge suurenedes kasvab selle voolu tugevus kiiresti. Niisugust suunda nimetatakse pärisuunaks.

Kristallis päripingega tekitatud elektrivälja „surub“ enamus-voolukandjaid erinevate juhtivusalade lahtuspääri suunas, mistõttu voolukandjatest vaesunud siirdekihi paksus väheneb. Vastavalt väheneb ka siirdekihi takistus, kusjuures seda enam, mida suurem on pinge. Seega ei ole pn –siirde pinge-voolu tunnusjooneks päripingetel sirge.

5.3.4. Fotodiod

Fotodiod on ehitatud nii, et tema pn -siire oleks keskkonnast langevale valgusele avatud. pn -siirdele langevad fotonid, tekitavad vabade auk- elektron paare, mis siirde elektrivälja toimel pn -siirde läbivad. Diodi otstele tekib potentsiaalide vahe, mida nimetatakse fotoelektromotoorjõuks.

Fotoelektromotoorne jõud tekib, kui valguse poolt genereeritakse voolukandjaid pn -siirde naabruses. Selleks valgustatakse pn -siirde piirkonda kõrvalt või luuakse n -pooljuhi pinnale õhuke p -pooljuhi kiht. Viimasel juhul võime saada suure tööpinna q . Kontakt p -kihiga moodustatakse mittevalgustatud küljele joodetud metalli abil.

Valguse poolt p -piirkonnas genereeritud mittepõhilised elektronid difundeeruvad ning langevad n -piirkonda. Augud, mis jõuavad pn -siirdeni, ei suuda ületada potentsiaalibarjääri ning nad jäävad p -piirkonda. Niisiis, pn -siire eraldab valguse poolt genereeritud elektronid ja augud üksteisest.

Protsessi tulemusena p -piirkond laadub negatiivselt ja n -piirkond positiivselt. Tekib otsesuunaline fotoelektromotoorne jõud, mille tulemusena potentsiaalibarjääri kõrgus väheneb ning tekib vool läbilaskvussuunas (Joonis 5.17 b).

Seda voolu kannab elektronide voog n -piirkonnast p -piirkonda ja vastupidise suunaga aukude voog. Tulemusena summaarne elektronide voog p -piirkonnast väheneb, aga aukude voog suureneb. Kui fotodiod on koormamata, siis see protsess toimub seni, kuni mõlemad vood tasakaalustuvad, st kuni koguvool läbi pn -siirde muutub nulliks. Koormamata fotodiodi korral kõik elektronid ja augud, mis tulevad n -piirkonda, rekombineeruvad. Tekkivat potentsiaalide vahet nimetatakse tühijooksu pingeks. Kui fotodiod on lühises, siis kõik n -piirkonda tulevad elektronid jõuavad kontaktini ja ahelas on vool. See on lühisvool. Sel juhul p - ja n -piirkondade vahel mingit potentsiaalide vahet ei ole. Kui valgus ei ulatu n -piirkonnani ning ei tekita seal elektron-auk paare, siis aukvool läbi pn -siirde puudub.

Kui fotodiod on ühendatud välise takistusega R , siis p - ja n -piirkonna vahel tekib otsesuunaline potentsiaalide vahe $U = jRq$ ja vool väheneb.

Eeldame lihtsuse mõttes, et valgus neeldub vahetult pinnal. Kui ajaühikus neeldub G kvanti pinnaühiku kohta ning igaüks neist tekitab ühe elektron-auk paari, siis vool pinna juures on

$$j_e|_{x=0} = -eG + es[n(0) - n_p], \quad (5.5)$$

kus s – elektronide rekombineerumise kiirus pinnal, n_p – elektronide tasakaaluline kontsentratsioon p -piirkonnas.

Voolutiheduse läbi pn -siirde määrab pidevuse võrrand. Siin on mittepõhiliste voolukandjate oomiline vool tunduvalt väiksem difusioonivoolust.

Et harilikult p -piirkonna paksus d on palju väiksem kui difusiooni pikkus L_n , siis elektronid p -piirkonnas oluliselt ei rekombineeru. See tähendab, et kogu p -piirkonnas, kaasa arvatud pinna juures, on elektroonne vool ühesugune.

On teada, et juhul, kui difusioonivool ületab oomilise voolu, laengukandjate kontsentratsioon muutub e korda kauguse muutudes L_n võrra. Kuna aga $d \ll L_n$, siis elektronide kogu p -piirkonnas on ühesugune ja on võrdne kontsentratsiooniga pn -siirde juures $n(d)$.

Elektronide kontsentratsioon pn -siirde äärel on

$$n(d) = n_p e^{\frac{eU}{kT}}. \quad (5.6)$$

Samasugune elektronide kontsentratsioon on ka välisel pinnal. Asetades selle väärtuse $n(0)$ valemisse (5.5) leiame elektroonse voolutiheduse komponendi

$$j_e = -eG + esn_p \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right). \quad (5.7)$$

Siin U all tuleb mõista kogu välisahelas olevat pinget, st lisaks välisahelas toimuvale pingelangule jRq võib sinna lülitatud olla ka pingeallikas.

Et valgus ei tungi n -piirkonda, siis aukude täiendavat voolu n -piirkonnast p -piirkonda ei teki. Aukvool tekib ainult välise pinge U tõttu ning on antud juhul samasugune kui tavalises alaldis. Aukvoolu tihedus avaldub sel juhul järgmiselt

$$j_h|_x=d = \frac{eD_h p_n}{L_p} \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right). \quad (5.8)$$

Valemi (5.8) kehtivuse puhul on eeldatud, et n -piirkonna paksus on tunduvalt suurem difusiooni pikkusest L_p . Tavaliselt on see tingimus täidetud. Koguvoolutihedus on seega

$$j = e \left(\frac{D_h p_n}{L_p} + sn_p \right) \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) - eG. \quad (5.9)$$

Me näeme, et fotodiodi vool koosneb kahest osast. Üks osa $j_c = -eG$ on vool, mille tekitavad valguse poolt genereeritud voolukandjad. See on võrdne lühisvoolule ($U = 0$). Meie lihtsustatud arvutuses on see vool võrdne ajaühikus genereeritud paaride arvu ning elektroni laengu korrutisega. Tegelikult aga osa mittetasakaalulisi voolukandjaid hävib ruumilise ja pindrekombineerumise tõttu.

Kuid igal juhul on lühisvool võrdeline neelatud kvantide arvuga G . Väga suure valguse intensiivsuse korral, kui mittepõhiliste mittetasakaaluliste voolukandjate arv tugevasti kasvab, nende eluiga väheneb ning ka rekombineerumise kiirus pinnal kasvab. Selle tulemusena kaod kasvavad ning kaob võrdelisuus voolutiheduse j_c ning valguse intensiivsuse vahel.

Voolu teine osa

$$j_v = e \left(\frac{D_h p_n}{L_p} + sn_p \right) \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) \quad (5.10)$$

on tekitatud välise elektrivälja poolt. Fotoelemendi voltampertunnusjoon erineb hariliku diodi tunnusjoonest ainult eksponendi ees oleva kordaja poolest. Fotoelemendis on p -piirkonna paksus väike ning olulist osa mängib seega mitte ruumiline, vaid pindrekombinatsioon.

Sellise diodi küllastusvool on

$$j_s = e \left(\frac{D_h p_n}{L_p} + sn_p \right). \quad (5.11)$$

Teine liidetav siin on lihtsalt elektronide arv, mis tekib ajaühikus soojusliku ergutuse tõttu välispinna ühikul. Kui $d \ll L_n$, siis kõik need elektronid jõuavad pn -siirdeni. Avaldise fotoelemendi voolutiheduse jaoks, arvestades ka kadusid (β) ning valemit (5.11), saab kirjutada järgmisel kujul

$$j = j_s \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) - eG(1 - \beta). \quad (5.12)$$

Koormamata fotoelemendi pinge ($j = 0$) on

$$U_0 = \frac{kT}{e} \ln \left[\frac{eG}{j_s} (1 - \beta) + 1 \right]. \quad (5.13)$$

See valem on kehtiv seni, kuni $U < 1/e \cdot \varphi_0$.

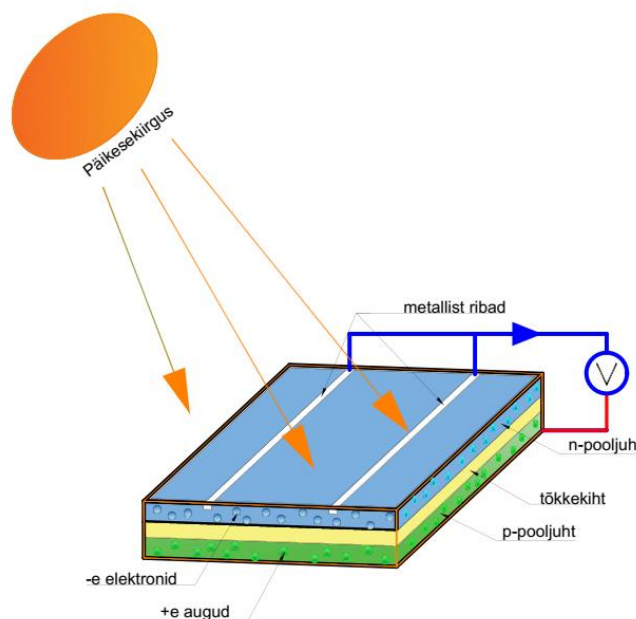
Valguse suure intensiivsuse korral mittepõhiliste ja põhiliste laengukandjate kontsentratsioonid saavad võrdseks ja pinge valguse intensiivsuse kasvades enam ei kasva.

5.3.5. Päikesepaneelid

Päikesepaneeli väikseim koostisosa on päikeseelement – suurepinnaline fotodiod, mis muundab päikesekiirguse energiat vahetult elektrienergiaks (Joonis 5.18).

Elemendis neelduva valguskiirguse energia arvel tekivad pooljuhtmaterjalis vabad laengukandjad – elektronid ja augud. Et tekiks elektrivool, on vaja jõudu, mis paneks tekkinud vabad elektronid ühes suunas liikuma. Selle jõu allikaks on pooljuhtmaterjalis loodud pn -siirde sisemine elektriväli ehk sisefotoefekt. Tulemusena tekib päikeseelemendi klemmide vahel elektromotoorjõud ja kui klemmidega ühendada koormus, siis läbib seda elektrivool – fotovool.

Ühe elemendi pinge on 0,5 V ja saadava elektrivoolu tugevus oleneb peamiselt elemendi valgust neelava pinna suurusest, kuid ka kasutatavatest pooljuhtmaterjalidest ja elemendi ehitusest.

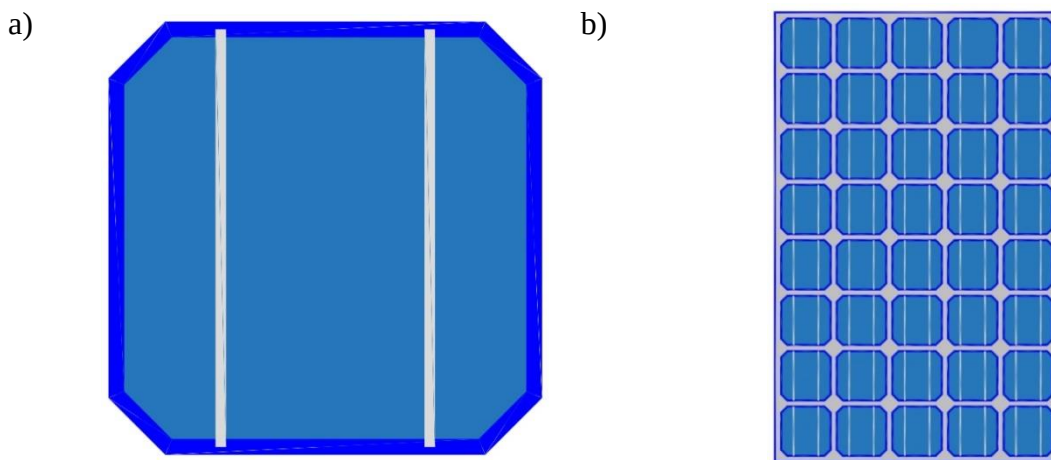


Joonis 5.18. Päikeseelemendi ehitus.

Valgust neelava ja muundava kihi paksuse järgi jagunevad päikeseelemendid paksu- ja õhukesekihilisteks. Enam levinud on paksukihilised päikeseelemendid ja väiksem osa on õhukesekihilised. Viimaseid tuntakse ka õhukesekileliste päikeseelementidena.

Paksukihilised elemendid valmistatakse kristallilisest ränist 150–200 mikromeetri paksuste plaatidena. Kristallilisest ränist elementides moodustab valgust neelav ja muundav kiht rāniplaadi pealispinnas 10–100 μm (olenevalt rāni kristallistruktuurist). Õhukesekilelistel elementidel võib kile olla sada korda õhem.

Ühe päikeseelemendi elektromotoorjõud (avaahelapinge) on 0,6–0,7 V ja tööpinge keskmiselt 0,5 V. Elemendi arendatav võimsus sõltub valgust absorbeeriva pinna suuruselt ja on kristallilisest ränist elementide korral keskmiselt 160 W/m². Elemendi plaadi levinud küljepikkus on 156 mm.

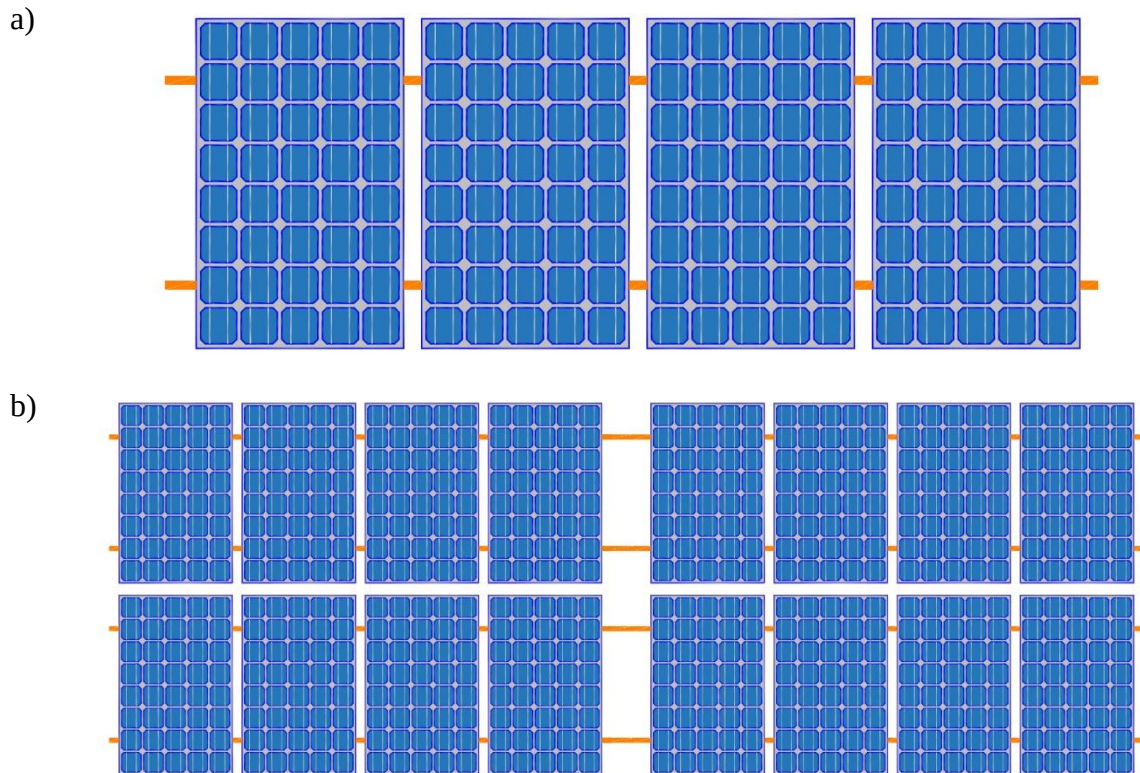


Joonis 5.19. Päikeseelement (a) ja päikesemoodul (b).

Nõutava pinge ja võimsuse saamiseks ühendatakse vajalik arv elemente järjestikku (jadaühendusse). Jadamisi ühendatud ja läbipaistva pealispinnaga kaitsekesta paigaldatud elemendid moodustavad päikesemooduli (Joonis 5.19).

Päikesemoodul on energiamuundur, mis muundab päikese kiirgusenergiat vahetult elektrienergiaks. Moodul koosneb jadamisi ühendatud päikeseelementidest. Ühe elemendi tööpinge on 0,5 V (avaahelapinge 0,64 V). Tavaliselt koosneb moodul 60 elementist, seega on mooduli tööpinge 30 V. Standardse 156 mm küljepikkusega elementide kasutamisel genereerib niisugune moodul võimsust 230–260 W.

Päikesemoodulid võivad olla jäigad või painduvad. Peamiselt kasutatakse jäiku mooduleid kristallilisest ränist elementidega, mis läbipaistva plastkilega ümbritsetult on monteeritud alumiiniumraamile ja on kaitseks ilmastikumõjude eest kaetud klaasplaadiga. Kõrgema pinge ja suurema võimsuse saamiseks ühendatakse moodulid jadamisi päikesepaneeliks. Painduvad moodulid (näiteks plastalusel) koosnevad õhukesekilelistest elementidest ja on mõeldud eelkõige mobiilsete seadmete toiteallikaks.



Joonis 5.20. Päikesepaneel (a) ja paneelisüsteem (b).

Päikeseelementidega ühendatakse rööbiti tõkkesuunas pingestatud diodid, nn möödaviikdiodid, mis kaitsevad valguse eest varjatud või defektseid päikeseelemente ülekuumenemise eest. Kui mõni element ei suuda elektromotoorjõudu genereerida, suureneb temal pingelang ja kui see ületab rööbiti ühendatud diodi vastupinge, siis muutub diod juhtivaks ja lühistab varjatud elemendi. Päikesemooduli väljundklemmide vahele võivad olla ühendatud kaitsedioidid, need kaitsevad päikeseelemente ülepingeimpulsi eest, mis võib tekkida induktiivkoormuse väljalülitamisel.

Suurema võimsuse saamiseks koostatakse päikesemoodulidest suuremad üksused – päikesepaneelid. Paneelid ühendatakse omakorda vajaliku võimsuse saamiseks paneelisüsteemiks (Joonis 5.20).

Päikesepaneelidest moodustatud süsteem on võimalik ühendada kohaliku vahelduvvooluvõrguga. Et päikesemoodulid ja -paneelid on alalisvooluallikad, ühendatakse nad vahelduvvooluvõrku läbi vaheldi ehk inverteri.

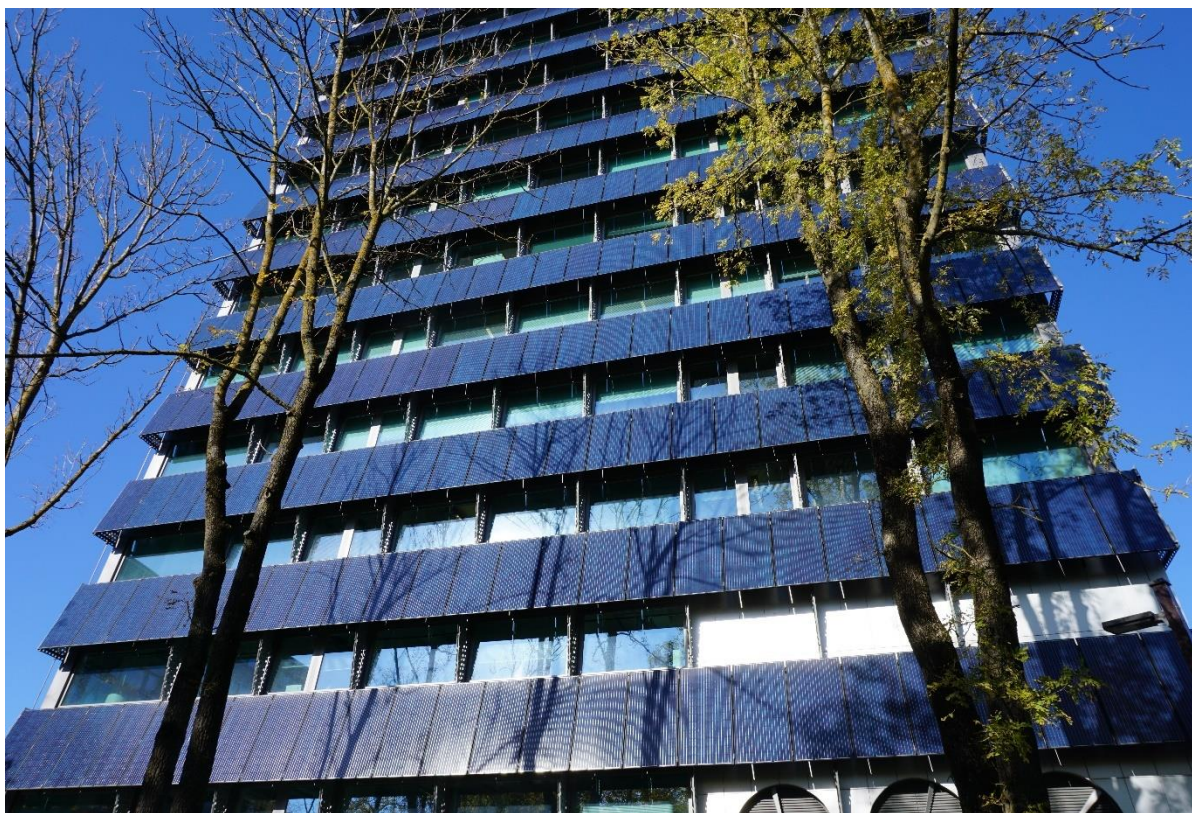
Päikesepaneele on võimalik paigaldada maapinnale kui ka hoonetele. Paigaldamisel maapinnale tuleb ehitada välja kandekonstruktsioonid. Et paneelid oleksid päikesekiirguse suhtes kõige efektiivsemad, tuleb need asetada 35-40 kraadise nurga alla. Kõige efektiivsemad on paneelid märtsist aprillini, sest siis on päike piisavalt kõrgel, kusjuures sel ajal on õhutemperatuurid madalad. Maapinnale ehitavad päikesepargid katavad tavaliselt suuri maa-alasid (Joonis 5.21). Eestis on maapinnale paigaldavaid päikeseparke ehitatud üsna palju. Suurim päikesepark Eestis asub Paldiskis ning selle koguvõimsus on 989 kilovatti.



Joonis 5.21. Avamaa päikesepargid.



Joonis 5.22. Päikesepaneelid hoonete katustel.



Joonis 5.23. Päikesepaneelid hoonete fassaadidel.

Samuti on võimalik paneele paigaldada nii lamekatustele (problemaatilised asjaolud on lumi ja võrdlemisi väike kaldenurk), kui ka viilkatustele (Joonis 5.22). Paneele on võimalik paigaldada ka hoonete fassaadidele (Joonis 5.23), kuid see vähendab nende efektiivsust 20...40%. Sellise paigaldusviisi eeliseks on kaitse lume kuhjumise vastu.

Paneelide paigaldamisel on oluline, et paneelide ühendused ning kinnitused oleksid korrektselt teostatud. Tarvis oleks kasutada tugevamaid kinnitusi kui katusematerjalidel ning samuti on oluline tagada ka õhu piisav juurdepääs paneelide tagusele. Paneelide ventileeritus on asjaolu, mida on vaja tagada. Erilist tähelepanu tuleb pöörata elektriohutusele selleks peavad ühendused olema kõikidele nõuetele vastavad. Mõistlik on kasutada paneele fassaadielementidena, mitte lihtsalt nende katteks.

Päikesepaneele võib integreerida samuti ka teistesse erinevatesse paigaldistesse nagu kiirtee äärised ja müratõkked, sillad, viaduktid, tammid, katusealused jms. Ka võib neid kasutada eraldiseisvate väikeste elektriseadmete ja andurite toite tagamiseks (Joonis 5.24).



Joonis 5.24. Mini-päikesepaneel andurite toiteks.

5.4. Tuuleenergia

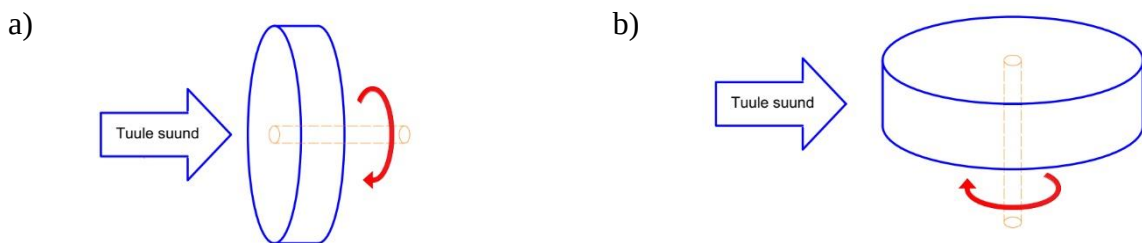
Liikuva õhu ehk tuule energiat saab muundada teisteks energialiikideks, kaasajal tavaliselt elektrienergiaks.

Tuule kineetiline energia muudetakse elektrienergiaks tuulikute tuuleturbiinide abil. Tuuleturbiin koosneb tiibadest ehk labadest, rootorist, käigukastist ja tuulegeneraatorist, mille pöörlemise tulemuse tekibki elektrivool.

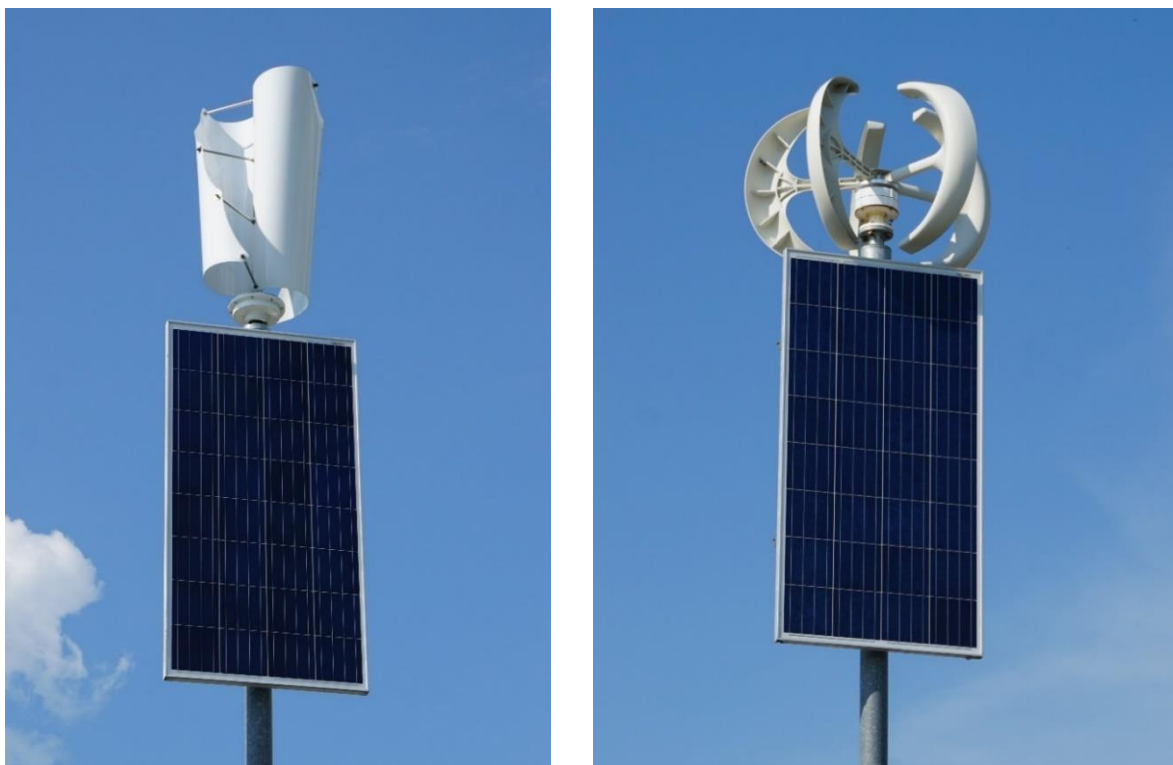
Suuremat kasutust on leidnud horisontaalteljelised tuuleturbiinid - Joonis 5.25 a), millel on rootori völl ja generaator torni otsas gondlis ning mis suunatakse tuule suunda. Selliste tuuleturbiinide oluliseks miinuseks on müra. Eeliseks aga odavam hind võrreldes sama võimsate vertikaaltuulikutega.

Vähem levinud on vertikaalteljelised tuuleturbiinid - Joonis 5.25 b). Nendel tuuleturbiinidel on rootori völl vertikaalselt paigutatud, see võimaldab generaatori ja käigukasti paigutada maapinna lähedale. Rohkem on levinud vertikaalse teljega väiketuulikud, mida kasutatakse autonoomsete elektroonikaseadmete lisatoiteks (Joonis 5.26).

Vertikaalse tuuliku oluliseks eeliseks on asjaolu, et tuulik ei vaja tuulde pööramise süsteemi, samuti on sellise tuuliku tekitatud müra väiksem. Vaikne töötamine annab võimaluse paigaldada tuulik tiheasustusega aladele.



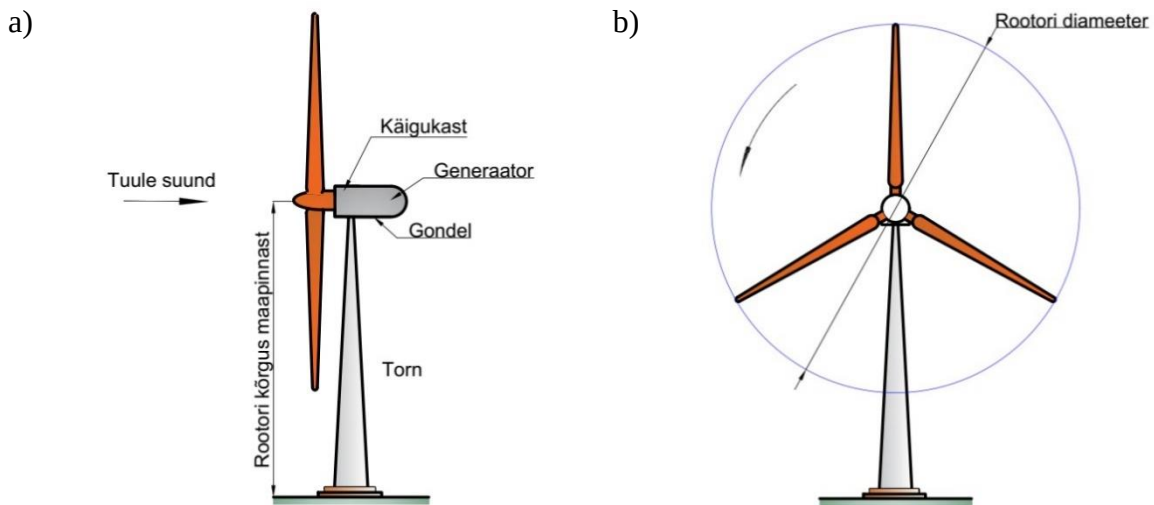
Joonis 5.25. Tuuleturbiinide skeemid: a) horisontaalse teljega; b) vertikaalse teljega.



Joonis 5.26. Vertikaalse teljega väiketuulikud koos päikesepaneelidega.

5. TAASTUVENERGIA

Enamikul horisontaalse teljega tuulikutest on kolm aerodünaamilist laba - Joonis 5.27. Tuul liigub üle labade ning paneb tiiviku pöörlema.



Joonis 5.27. Horisontaalse teljega tuulegeneraator: a) vaade küljelt; b) vaade tuule suunast.

Aeglaselt pöörlev võll on kiirelt pöörleva võlliga hammasrataste abil ühendatud. Need tõstavad kiirelt pöörleva võlli pöörlemiskiiruse 1000-1800 pöördeni minutis. Kiirelt pöörlev võll paneb käima elektrienergiat tootva generaatori. Generaatori väljund suunatakse transformaatori abil elektrivõrku.

Tuuleturbiin on seade, mis muundab liikuva õhu mehaanilise energia pöörleva võlli energiaks. Vaba õhuvoolu puhul, mis kulgeb horisontaalselt läbi muunduri, potentsiaalne energia ei muutu ja võib jääda arvestamata. Rõhk võib muundamisseadme lähedal varieeruda, kuid seadme taga ja ees on rõhk vabavoolu puhul sama. Seadme läbimisel muutub ainult õhu kineetiline erienergia w_{kin}

$$w = w_{kin} = \frac{1}{2}(u_x^2 + u_y^2 + u_z^2) = \frac{1}{2}u^2 \quad (5.14)$$

järgmiselt:

$$w_s - w_v = \frac{1}{2}(\mathbf{u}_s - \mathbf{u}_v) \cdot (\mathbf{u}_s + \mathbf{u}_v), \quad (5.15)$$

kus w_s on õhu erienergia turbiini sisenemisel, w_v – õhu erienergia turbiinist väljumisel, $\mathbf{u}_s$ – õhu kiirus turbiini sisenemisel, $\mathbf{u}_v$ – õhu kiirus turbiinist väljumisel.

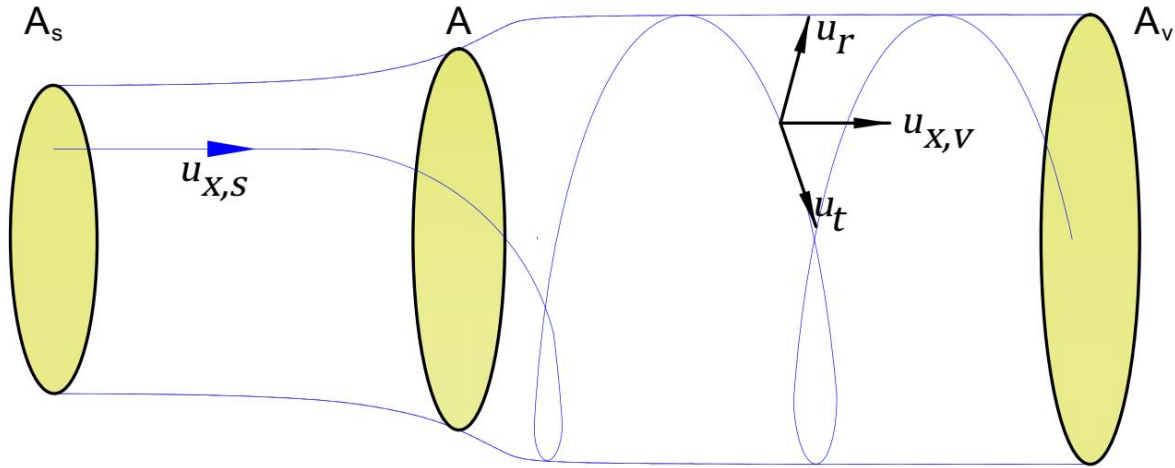
Mehaanilise energia muundamise efektiivsus ehk kasutegur on määratud seosega

$$\eta = (w_s - w_v)/w_s. \quad (5.16)$$

Turbiini efektiivsus oleks maksimaalne, kui turbiinist väljuva õhu kiirus $\mathbf{u}_v$ oleks null. Massi jäävuse seadus aga nõuab, et $\mathbf{u}_s$ ja $\mathbf{u}_v$ vahel kehtiks mingi seos. Vaatleme lihtsuse mõttes juhtu, kus õhuvool on laminaarne ja ühtlane x -telje sihis. Siis pidevuse võrrandi alusel kehtib seos

$$J_m = \rho A_s u_{x,s} = \rho A_v u_{x,v}, \quad (5.17)$$

kus A_s ja A_v on õhuvoolu ristlõike pindala enne ja pärast turbiini läbimist. Üldisemas olukorras, eeldades pöörlemissümmeetriat ümber x -telje, võib seade esile kutsuda nii radiaalse kui ka tangentsiaalse voolukomponendi (Joonis 5.28). Vaadeldaval lihtsal juhtumil võib turbiini poolt tekitatud kiirusvälja radiaalsed ja tangentsiaalsed komponendid u_r ja u_t arvestamata jätta.



Joonis 5.28. Õhuvool läbi turbiini.

Turbiinile mõjuv teljesuunaline jõud (tõukejõud) võrdub impulsi muutusega

$$F_x = J_m(u_{x,s} - u_{x,v}). \quad (5.18)$$

Kui voolukiirus muunduris on tähistatud u -ga, võib efektiivse muundamise ala A määratleda vastavalt pidevuse võrrandile järgmiselt:

$$J_m = \rho A u_x. \quad (5.19)$$

Jagades võrrandi (5.18) qA -ga, saame piirkonnas A õhuvoolest põhjustatud erienergia ülekande turbiinis. See peaks võrduma erienergia muutuse avaldisega (5.15), mis kehtib homogeensete voogude u_s ja u_v korral piki x -telge.

$$u_x(u_{x,s} - u_{x,v}) = \frac{1}{2}(u_{x,s} + u_{x,v})(u_{x,s} - u_{x,v}) \quad (5.20)$$

ehk

$$u_x = \frac{1}{2}(u_{x,s} + u_{x,v}). \quad (5.21)$$

Selle võrdsuse aluseks olev füüsikaline põhimõte on lihtsalt energia jäävus ja kuna on eeldatud soojusvahetuse puudumist, siis energia muutus on võrdeline kineetilise energia erinevusega (5.15). Mõlemal pool turbiini kehtib Bernoulli võrrand, mis väidab, et erienergia on piki voolujoont konstantne. Turbiinist eemal on rõhud võrdsed, kuid kiirused erinevad, mis tähendab rõhu langust turbiinis

$$\Delta p = \frac{1}{2}\rho(u_{x,s} + u_{x,v})(u_{x,s} - u_{x,v}). \quad (5.22)$$

Õhuvoolujooni ümbritsev ala suureneb turbiinis, samal ajal kui õhu kiirus väheneb. Seevastu rõhk tõuseb konverteri ees ümbritsevast rõhust kõrgemale, langeb seejärel ümbritsevast rõhust madalamale väärtusele ja lõpuks tõuseb uuesti ümbritseva rõhu väärtuseni.

Võtame kasutusele x -telje suunalise mõju teguri a

$$u_x = u_{x,s}(1 - a), \quad (5.23)$$

millest arvestades seost (5.21) saame

$$u_{x,v} = u_{x,s}(1 - 2a). \quad (5.24)$$

Seose (5.24) abil saab avaldada rootori väljundvõimsuse

$$E = J_m(w_s - w_v) = \rho A(u_{x,s})^3 2a(1 - a)^2 \quad (5.25)$$

ning energia muundamise efektiivsuse

$$\eta = E/(J_m w_s) = 4a(1 - a). \quad (5.26)$$

Näha on, et η maksimaalne väärtus on saadakse juhtumil $a = 1/2$, mis vastab $u_{x,v} = 0$.

Tegelikult on seda tüüpi vaba õhuvoolu seadme puhul efektiivsus (5.26) väheoluline, kuna sisendvoog ei pruugi olla seadme üksikasjadest sõltumatu. Sisendpiirkond A_s , millest voolujooned ühenduksid fikseeritud muunduripiirkonnaga A , on võimalik muuta turbiini konstruktsiooni muutes.

Maailmas kasutatakse põhiliselt avameres või rannikul paiknevaid tuuleparke, kuna maismaa tuulisemad piirkonnad, kuhu oleks kasulik suuremaid tuuleparke rajada, on enamasti muudeks eesmärkideks kasutusel. Ruumi leidub ainult väiksematele parkidele (Joonis 5.29). Ehitatakse üha kõrgemaid ja võimsamaid tuulikuid, nende võimsus on tõusnud 3–5 MWni.

Eestis on soodsad tingimused tuuleenergia kasutamiseks, seetõttu on juba arvukalt tuuleparke ja neid rajatakse aina juurde (Joonis 5.30 ja 5.31). Käesoleval ajal Eesti võimsamad tuulepargid on toodud Tabel 5.1.

Tabel 5.1. Tuulepargid Eestis.

Tuulepark	Tuulikute arv	Võimsus, MW
Paldiski tuulepark	18	45
Aulepa tuulepark – I etapp	13	39
Narva tuulepark	18	39
Viru-Nigula tuulepark	8	24
Aseriaru tuulepark	8	24
Pakri tuulepark	8	18,4
Tooma I tuulepark	8	16



Joonis 5.29. Elektrit tootvad tuulikud Eysturoyl, Fääri saared.



Joonis 5.30. Pakri poolsaare tuulepark.



Joonis 5.31. Paldiski tuule- ja päikesepark.



Joonis 5.32. Väiketuulik põllumajandusettevõttes.

Hoosalt on edenenud ka väikeste tuulikute arendamine ja kasutamine majapidamistes (Joonis 5.32). Lähiajal aga on kavas tuuleenergia kui kulutõhusa võimaluse taastuvenergia tootmiseks oluliselt suurendada.

Keskkonnasõbraliku taastuvenergiaprojektiga ELWIND on Eesti ja Läti kavandatakse rajada meretuuleparke Läänemerre. meretuulepargi rajamiseks Läänemerre. ELWINDi projektiga plaanitakse rajada kokku 700-1000 MW meretuule tootmisvõimsust Eesti ja Läti merealale.

5.5. Ülesanded

- 5.1. Hüdroelektrijaama vee voolukanal on ligikaudu ristkülikukujuline sügavusega 0,6 m ja laius 4 m ning mille voolukiirus on 0,85 m/s. Paisu kõrgus 10,4 m. Kolmandik voolust juhitakse läbi turbiini, hinnake hüdroelektrijaama võimsust kui turbiini kasutegur on 80% ja generaatori kasutegur 90%. (33 kW)
- 5.2. Kui suur on Maale jõudva päikeseenergia koguvõimsus (solaarkonstant on 1366 W/m²; Maa raadius on 6371 km)? (174,2 PW)
- 5.3. Kui suur on Eestis aasta jooksul maapinnani jõudva päikeseenergia kogus, kui summaarse kiirguse aastasumma on 3500 MJ/m²? (158 EJ)
- 5.4. Hinnangute alusel on keskmine Maa geotermaalenergia voog kontinentaalses osas 65 mW/m² ja ookeanide puhul 101 mW/m². Kui suur on Maa geotermaalenergia summaarne võimsus. (47,2 TW)
- 5.5. 100 m maapinnast on maa-alune vee reservuaar (t=95 °C). Kui suur on maksimaalne võimalik energia (kJ/kg), mida võiks saada elektrijaamast, mis pumpab kaevust vett, ammutab veest energiat ja juhib vee järve. Elektrijaama väljalaskeava juures on vee temperatuur alandatud 35 °C-ni. (28,1 kJ/kg)
- 5.6. Kolm päikesepaneeli (5 V, 3 A; 7 V, 3 A; 9 V, 3 A) on ühendatud järjestikku. Kui suur on selle süsteemi koguvõimsus? (63 W)
- 5.7. Footonite energia tõstab elektronid valentstsoonist energaetiliselt kõrgemasse juhtivustsooni. Kuna seejuures ületatav keelutsooni laius sõltub materjalist, siis on erinevad ka valguse maksimaalsed lainepikkused, mis fotojuhtivuse esile kutsuvad - ränil on see 1,1 µm. Kui suur on ränni keelutsooni laius? (1,13 eV)
- 5.8. Kui tuule kiirus on 11,5 m/s ja kiirus pärast tuuleturbiini 8 m/s, siis kui suur on selle tuuliku energia muundamise efektiivsus? (õhu tihedus 1,225 kg/m³) (0,44)
- 5.9. Tuuleturbiini väljundvõimsus kiirusel 15 m/s on 3 MW. Rootori läbimõõt on 90 m. Rootor pöörleb konstantsel sagedusel 0,198 Hz. Leidke tiiviku otsa ja tuule kiiruse suhe ning selle turbiini energia muundamise efektiivsus. (56 m/s; 3,7; 0,23)
- 5.10. Tuulepargis on 100 turbiini, millest igaühe võimsus on 1,5 MW. Keskmine võimsustegur (tootlikkus) on 35%. Kui suur on tuulepargi aastane energiatoodang? (4700 TJ)

KIRJANDUS

1. Bies D. A., Hanse C. H., Engineering Noise Control. Theory and practice. Fourth edition. Spon Press, Abigaton, 2009, 768 p.
2. Eensaar, A. (2019). Keskkonnafüüsika I. Kõrgkooliõpik. Tallinn: Tallinna Tehnikakõrgkool, 192 lk.
3. Eesti pinnase radooniriski ja looduskiirguse atlas = The Atlas of Radon Risk and Natural Radiation in Estonian Soil / Eesti Geoloogiakeskus ; [Valter Petersell, Mark Karimov, Krista Täht-Kok...jt.] ; toimetaja Koch R.; Tallinn : Eesti Geoloogiakeskus, 2017, 89 lk.
4. Enno S.-E. Vãlk ja pauk. [Tallinn] : Argo, 2019, 367 lk.
5. Fahy F., Thompson D. (Ed.), Fundamentals of Sound and Vibration. Second Edition, CRC Press, 2019, 490 p.
6. Hillel D. Introduction to Environmental Soil Physics. Elsevier Academic Press, Amsterdam, 2004. 511 p
7. Isaksson M., Rããf C., L. Environmental Radioactivity and Emergency Preparedness. CRC Press, 2017, 514 p.
8. Mankin O., Lembra J. Tuumafüüsika. Tartu Riiklik Ülikool, 1989, 62 lk.
9. Mitt E., Prints O., Velsker K. Matemaatika olümpiaadid Eesti NSV-s, Valgus, Tallinn, 152 lk.
10. Nilsson B. Exercises with Solutions in Radiation Physics. De Gruyter Open Ltd, Warsaw/Berlin, 2015, 306 p.
11. Nõmm U. Pooljuhtide füüsika alused. TRÜ. 1968. 256 lk.
12. Sørensen B., Renewable Energy. Physics, Engineering, Environmental Impacts, Economics and Planning. Fifth Edition, Academic Press, 2019, 1026 p.
13. Stull R. Practical Meteorology: An Algebra-based Survey of Atmospheric Science. University of British Columbia, Vancouver, 2017, 944 p.
14. Tartu strateegiline mürakaart summaarne Lden. https://tartu.ee/sites/default/files/research_import/2022-06/1.4.1_Tartu_strat_myrakaart_summaarne_Lden_170522.jpg
15. The Earth's Electrical Environment. Studies in Geophysics: A Series, Washington, D.C., National Academy Press, 1986, 263 p.
16. Äike Annemasses.
https://commons.wikimedia.org/wiki/Lightning#/media/File:Orage_%C3%A0_Annemasse.jpg

17. Атмосфера: Справочник : (справочные данные, модели) / [редакторы Ю.С. Седунов ... и др.], Ленинград : Гидрометеиздат, 1991. 508 с.
18. Задачник по общей метеорологии. Бройдо А.Г., Зверева С.В., Курбатова А.В., Ушакова Т.В., Ленинград: Гидрометеиздат, 1984. 312 с.
19. Матвеев Л. Т. Основы общей метеорологии: физика атмосферы. Ленинград : Гидрометеиздат, 1984. 752 с.
20. Метеорология. И. И. Гуральник, Г. П. Дубинский, В.,В. Ларин, С. В. Мамиконова. Ленинград: Гидрометеиздат, 1982. 440 с.

AINEREGISTER

A

aatomituum, 81, 83, 85 - 89, 91, 101, 103 - 106
 aerosool, 73
 ahelreaktsioon, 101, 102
 akustika, 32, 35 - 41, 43, 45, 47, 48, 51, 60
 amplituud, 28, 29, 35, 37, 44, 45, 47, 50, 52, 59, 60, 66
 atmosfäär, 6, 16, 25, 27, 32, 35, 70, 71, 73, 75, 78, 105

D

detsibell, 35, 47, 48, 56
 difusioon, 26, 130, 131

E

elektriväli, 70, 71, 74, 77, 120, 124, 128, 129, 132
 elektron, 78 - 81, 90, 105, 113, 121, 123, 124, 129, 130
 elektronvolt, 79, 120
 element, 18, 45, 46, 81, 83, 97, 101, 113, 132 - 134
 elementaariosake, 3, 79, 80
 energia, 17, 25, 45 - 47, 66, 70, 78, 79, 81, 84 - 90, 100 - 105, 109, 110, 113, 114, 117, 119, 120, 122, 124, 128, 132, 140 - 142, 145
 elektrienergia, 74, 108, 119
 energiavoog, 46
 ergastusenergia, 91
 eriseoseenergia, 86
 geotermiaenergia, 4, 117, 119
 hüdroenergia, 3, 114
 kiirgusenergia, 25, 96
 kineetiline energia, 45, 102, 114, 138
 potentsiaalne energia, 45, 117

päikeseenergia, 4, 119
 tuuleenergia, 4, 138
 tuumaenergia, 3, 102, 106, 107, 109
 võnkumiste energia, 36
 erimaht, 13
 erisoojus, 38

F

faas, 8, 12, 27, 28, 51, 74
 fluktuatsioon, 32, 36, 37, 39, 41, 43, 45, 46, 51
 Fääri saared, 11, 143

G

generaator, 139
 geodünamo, 68

H

heli, 3, 5, 32, 33, 35, 36, 38, 42 - 45, 47, 48, 51 - 55, 57 - 63, 66
 huumus, 8, 10 - 12
 häiritus, 39, 40, 45, 63
 hüdroelektrijaam, 114, 116, 117, 145

I

intensiivsus, 51, 55
 Island, 11, 118, 119
 isotoop, 81, 83, 92, 93, 96, 97, 101

J

juhtivus, 4, 71, 122 - 124, 127
 aukjuhtivus, 126, 127
 elektri juhtivus, 70, 71, 73, 74, 78, 122, 123
 erijuhtivus, 70
 lisandjuhtivus, 122, 124
 omajuhtivus, 122, 124

soojusjuhtivus, 26, 27, 31, 109
juhtivustsoon, 122, 124, 125, 127, 145

K

kapillaarsus, 17, 23
keelutsoon, 121 - 124, 126, 145
keskkond, 5, 26, 36 - 39, 43 - 47, 59, 108
kokkusurumine, 45
koordinaatsüsteem, 20, 21
koostis, 8, 9, 12, 27
kuulmislävi, 54
kvantarv, 80
kvark, 82

L

laine, 30, 39 - 44, 46, 48 - 51, 59, 60, 66
 harmooniline, 41
 tasalaine, 45, 46, 51
liider, 75, 76
liikumishulk, 38, 42, 48, 49, 51

M

Maa, 3, 67 - 72, 74, 77, 78, 96, 101, 105,
 117, 145
 poolused, 69
 sisetuum, 68
magnetväli, 3, 67, 68, 70, 91, 104
maht, 8, 11, 13, 16
mass, 12, 30, 37, 59, 79 - 81, 83 - 85, 100,
 101, 104, 105
membraan, 16
monodispersne, 9
muld, 8 - 12, 14, 27
 mineraalne osa, 9
 mulla koostis, 9
 mulla poorid, 8
 mulla struktuur, 9, 11, 13
 mullahorisont, 8
 mullaprofiil, 8
 mullavesi, 12
 niiskusesisaldus, 14
 poorsus, 9, 13, 14, 30
müra, 32, 52, 53, 57 - 59, 61, 63 - 66, 139

mürakaart, 63, 64
müratõke, 59, 61, 138

N

neeldumiskoostis, 96, 97
neutriino, 82
neutron, 81, 82
niiskus, 11, 23

P

pind, 7, 16 - 19, 22, 23, 25, 28, 58, 60, 63,
 68, 69, 130, 131
pindpinevus, 16 - 19, 21, 23, 24
pinge, 17 - 19, 21, 23, 129, 131 - 133
pinnaelement, 18
pinna, 3, 6
pooljuht, 119, 122 - 124, 126, 127, 132
poolus, 129
 geomagnetiline, 69
positron, 81
prooton, 80, 83, 86 - 88, 104
päikesepaneel, 4, 132, 136 - 138
päikesepark, 134, 135

R

raadius, 24, 25, 35, 78, 81, 82, 87, 145
radioaktiivsus, 3, 5, 87, 91, 92, 97, 102,
 108, 110, 112, 113
radoon, 92, 97
reaktor, 104, 108 - 110
ringsagedus, 28, 33
rõhk, 12, 19, 24, 32, 33, 35, 36, 41 - 43, 45
 - 48, 50, 54, 68, 91, 104, 140, 142
 akustiline, 32, 35, 36, 39, 43, 45, 51
 helirõhk, 35, 36, 43, 44, 47 - 49, 51, 52,
 54, 58
kontrollrõhk, 36

S

sagedus, 28, 29, 32, 33, 41, 44, 52 - 57, 61,
 66, 81, 90
seisumass, 79, 81, 100, 106
stabiilsus, 82, 85, 109

sügavus, 24, 26, 28

T

temperatuur, 13, 15, 16, 18, 25 - 31, 38,
39, 42, 43, 66, 68, 73 - 75, 85, 91, 103,
104, 109 - 111, 117, 119, 120, 122 -
124, 126, 127, 145
tihedus, 9, 13, 18, 25, 27, 30, 31, 36, 37,
45, 46, 48, 49, 58, 67, 84, 87, 114, 131,
145
tundlikkus, 54, 55
turbiin, 116, 117, 141
tuulepark, 142, 143
tuumajaam, 107, 113
töö, 17 - 20, 46, 47, 71

mehaaniline töö, 18

U

uraan, 87, 93, 97, 101, 107, 111

V

valentstsoon, 120 - 122, 124, 126
vedelik, 16, 17, 19 - 21, 23, 112
vesi, 9, 10, 12, 15, 16, 22, 25, 27, 73, 83,
84, 102, 107, 108, 111, 117, 119, 145
võnkumine, 33, 34, 36, 41
välk, 73 - 75, 77, 78

Ä

äike, 3, 73, 74

AUTORIST

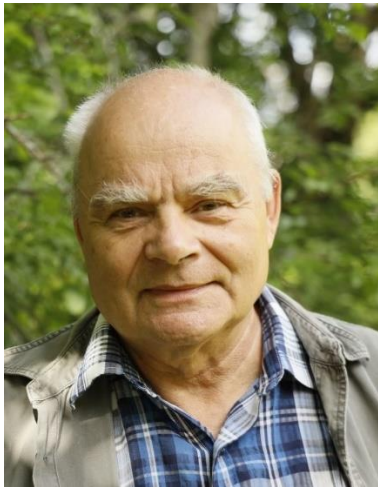


Foto: Jaan Tootsen

Agu Eensaar (aastani 1959 Agu Tammsaar) – sünd. 1949. a. Eredal, Ida-Virumaal

Haridustee

1986 – füüsika-matemaatika kandidaat, Leningradi Hüdro meteoroloogia Instituut, väitekirj „Моделирование загрязнения городской атмосферы“ (Linna atmosfääri saastumise modelleerimine)

1968 – 1973 – Tartu Ülikool, füüsika eriala, diplomitöö „Mikropsühromeetrite uurimine“

1965 – 1968 – Nõo keskkool [9]

1959 – 1965 – Tõrva keskkool

1958 – 1959 – Taheva lastesanaatoorium

1956 – 1958 – Luutsniku 7-kl. kool

1956 – Mooste 7-kl. kool

Teenistuskäik

2006 – 2023 – Tallinna Tehnikakõrgkool

1973 – 2005 – Tallinna Botaanikaäed

Publikatsioonid

Eensaar, A. (2023). Keskkonnafüüsika II. Kõrgkooliõpik. Tallinn: Tallinna Tehnikakõrgkool.

Ovtšarenko, O.; Eensaar, A. (2022). Methods to Improve the Quality of Design CAD Teaching for Technical Specialist. Education and New Developments 2022, 2: International Conference on Education and New Developments, Madeira, Portugal, 18 - 20 June, 2022. Ed. Mafalda Carmo. Lisboa, Portugal: inScience Press, 231–233.

Eensaar, A. (2021). Analysis of the Spatio-Temporal Variability of Air Temperature Near the Ground Surface in the Central Baltic Area from 2005 to 2019. Atmosphere, 12 (1, 60), 1–20. DOI: 10.3390/atmos12010060.

- Ovtšarenko, O.; Eensaar, A. (2021). CAD Training as the Competitiveness of Specialists Improvement Tool for the Labour Market. Role of Higher Education Institutions in Society: Challenges, Tendencies and Perspectives, 9 (1), 173–177.
- Uukkivi, A.; Labanova, O.; Retshnoi, V.; Safiulina, E.; Latynina, M.; Eensaar, A.; Ovtsharenko, O.; Lillemets, V.; Timmermann, R.; Mishtshenko, A. (2021). Learning Science in Remote Learning: The Learners' View. INTED2021 Proceedings: 15th International Technology, Education and Development Conference Online Conference. 8-9 March, 2021. IATED, 4931–4937. (INTED2021 Proceedings; 1). DOI: 10.21125/inted.2021.0994.
- Eensaar, A. (2019). Keskkonnafüüsika I. Kõrgkooliõpik. Tallinn: Tallinna Tehnikakõrgkool.
- Eensaar, A. (2019). Peculiarities of Long-Term Changes in Air Temperatures Near the Ground Surface in the Central Baltic Coastal Area. *Climate*, 7 (2, 22), 1–22. DOI: 10.3390/cli7020022.
- Eensaar, A. (2016). Temporal and Spatial Variability of Air Temperatures in Estonia during 1756–2014. *Journal of Climatology*, 2016, 1–11. DOI: 10.1155/2016/9426791.
- Eensaar, A. (2015). Päike pakkus vaatemängu. (3). AS Ühinenud Ajalehed. (12. mai 2015).
- Eensaar, A. (2014). Analysis of Fine Particulate Matter Concentrations in the Ambient Air of the Industrial Cities of Northern Estonia. *Energy and Environmental Engineering*, 2 (6), 121–128.
- Eensaar, A. (2013). Tallinna Tehnikakõrgkooli teadustegevuse kajastus Eesti Teadusinfosüsteemi andmebaasis. 1–15.
- Eensaar, A. (2012). Tallinna Tehnikakõrgkooli õppejõudude publikatsioonid Eesti Teadusinfosüsteemi andmebaasis. 1–10.
- Eensaar, A. (2011). Tallinna Tehnikakõrgkool Eesti Teadusinfosüsteemi (ETIS) peeglis. 1–6.
- Eensaar, A. (2010). Teadus- ja arendusnõukogu: Aastaraamat. 2009 (145–148). Tallinn: Tallinna Tehnikakõrgkool.
- Eensaar, A. (2009). Teadus- ja arendusnõukogu: Aastaraamat. 2008 (156–162). Tallinn: Tallinna Tehnikakõrgkool.
- Eensaar, A. (2008). Teadus- ja arendusnõukogu: Aastaraamat. 2007 (149–153). Tallinn: Tallinna Tehnikakõrgkool.
- Sisask, H.; Sillaste, V.; Vilms, M.; Eensaar, A.; Multer, P.; Tammis, I. (2008). Tehnoökoloogia õppetooli tegevuse ülevaade 2007. Tallinn: Tallinna Tehnikakõrgkool.
- Gailit, K.-K.; Eensaar, A. (2006). Tallinna Botaanikaia bibliograafia 2001-2005. Taim ja inimene (113–139). Tallinn: Tallinna Botaanikaead. (Tallinna Botaanikaia uurimused; VI).
- Liiv, S.; Sander, E.; Eensaar, A. (2002). Raskmetallide sadenemise bioindikatsiooniline hindamine. *Eesti keskkonnaseire*: 2001, 33, 168–34, 169.

- Eensaar, A. (ed.) (2001). Inimmjõju Tallinna keskkonnale IV : teaduslik-rakendusliku konverentsi (22. november 2001. a.). Tallinn: Tallinna Botaanikaaed.
- Liiv, S.; Eensaar, A. (2001). Loodusharidus Tallinna Botaanikaaias. A. Eensaar (Toim.). Taim ja keskkond. 40 aastat Tallinna Botaanikaaeda. (99–103). Tallinn: Tallinna Botaanikaaed. (Tallinna Botaanikaaia uurimused; V).
- Liiv, S.; Sander, E.; Eensaar, A. (2001). Raskmetallide õhu kaudu sadenemine Eestis 1989–2000. A. Eensaar (Toim.). Taim ja keskkond: 40 aastat Tallinna Botaanikaaeda. (112–123). Tallinn: Tallinna Botaanikaaed. (Tallinna Botaanikaaia uurimused; V).
- Eensaar, A. (Ed.) (2001). Taim ja keskkond: 40 aastat Tallinna Botaanikaaeda = Plant and Environment : dedicated to the 40th anniversary of Tallinn Botanic Garden. Tallinn, Tallinna Botaanikaaed.
- Eensaar, A.; Elliku, J.; Gailit, K.-K. (2000). Meie Hartz 70. Tallinn: Tallinna Botaanikaaed.
- Tarand, A.; Eensaar, A. (1998). Air temperature. In: Tarand, A.; Kallaste, T. (Ed.). Country Case Study on Climate Change Impacts and Adaptation Assessments in the Republic of Estonia. (17–21). Tallinn: Stockholm Environment Institute-Tallinn.
- Eensaar, A. (ed.) (1998). Baltic Botanic Gardens in 1997: Estonia, Latvia, Lithuania. Tallinn: Tallinn Botanic Garden.
- Liiv, S.; Sander, E.; Eensaar, A. (1997). Atmospheric Heavy Metal Deposition in Estonia estimated by moss *Pleurozium schreberi* in 1995. Ecological Chemistry, 6 (4), 264–286.
- Liiv, S.; Sander, E.; Eensaar, A. (1996). Atmosfäärse raskemetallisaaste hindamine sammalde abil. Tallinn: Tallinna Botaanikaaed.
- Paivel, A.; Abner, O.; Eensaar, A.; Elliku, J.; Jaanus, T.; Kirotar, K.; Liik, M.; Liventaal, E.; Mäss, L.; Paalvelt, M.; Reinlo, H.; Rumberg, V.; Russak, H.; Seidelberg, M.; Siibak, E.; Sultson, J.; Tamm, H.; Tufanova, A.; Vilepill, M.; Visnapuu, A.; Võsamäe, H. (1996). Index plantarum. Catalogue of plant collections. Tallinn: Tallinn Botanic Garden.
- Eensaar, A. (ed.) (1996). Inimmõju Tallinna keskkonnale : teaduslik-rakendusliku konverentsi (19.-20. november 1996.a.) materjalid = Human Impact on the Environment of Tallinn : abstracts of reports of the scientific-practical conference (November, 19-20, 1996) 3. Tallinn: Tallinna Botaanikaaed.
- Liiv, S.; Sander, E.; Tarand, A.; Eensaar, A. (1995). The use of mosses in air pollution monitoring in Estonia. Proceedings of the 10th World clean air congress: held at Espoo, Finland, May 28-June 2, 1995. Impacts and management, 3: The 10th World Clean Air Congress Held at Espoo, Finland May 28 - June 2, 1995. Ed. Tolvanen, Merja. Helsinki: Finnish Air Pollution Prevention Soc, N 413, 4 p.
- Liiv, S.; Eensaar, A. (1994). Atmospheric heavy metal deposition in Estonia. Global Strategies for Environmental Issues: NAEP 19th Annual Conference Proceedings. June 12-15, 1994 New Orleans, Louisiana. Washington, D.C.: National Association of Environmental Professionals, 731.

- Liiv, S.; Sander, E.; Eensaar, A. (1994). Territorial distribution of heavy metals content in Estonian mosses : methodological investigation. *Journal of Ecological Chemistry*, 3 (2), 101–110.
- Liiv, S.; Sander, E.; Eensaar, A. (1994). Территориальное распределение содержания тяжелых металлов во мхах Эстоний. Методическое исследование. *Журнал экологической химии*, 3 (1), 17–27.
- Tamm, H.; Kuuskemaa, J.; Gustavson, H.; Lootus, K.; Aaspõllu, A., Sander, H.; Normet, T.; Kaaver, A.; Ranniku, V.; Hein, A.; Gorbatenko, S. B.; Shapovalova, Y. Ph.; Semyonova, G.V.; Ivanova, I.N.; Reiman, A. L.; Tomaško, I.; Supuka, J.; Wuorenrinne, H.; Reisner, V.; Reisner, Ü.; Konsa, S. (1993). Planning of cultural landscapes. Tallinn : Tallinn Botanic Garden: ed. Eensaar A., Sander H., Eesti Teaduste Akadeemia Kirjastus.
- Eensaar, A. (1992). Ilmanlaatu Tallinnassa. Viro : ilmansuojelun historiaa ja nukypäivää, jäkälät sammalet ilmanlaatu, palava kivi ja ympäristö, ilmanlaatu Tallinnassa, Lontoo / FAPP News (27–30). Helsinki: Ilmansuojeluyhdistys. (Ilmansuojelu-uutiset; 1/92).
- Eensaar, A. (ed.); Roost, V. (ed.); Tamm, A. (ed.) (1991). Botaanika ja ökoloogia = Botany and Ecology. Tallinn: Eesti Teaduste Akadeemia.
- Eensaar, A.; Tarand, A. (1991). Eesti kliima muutumine ja energeetika. Kaasaegse ökoloogia probleemid : ökoloogia ja energeetika. Tartu, 1991. Tartu: Eesti Teaduste Akadeemia, 14–17.
- Sander, H., Eensaar, A. (1990). Hiina papli püramiidkultivar (*Populus simonii* 'Fastigiata') Tallinnas. Tallinn: Eesti NSV Teaduste Akadeemia Kirjastus.
- Eensaar, A. (1988). Õhu saastumise probleemid. Eesti Geograafia Seltsi Aastaraamat. Loodus, inimene ja majandus (26–36). Tallinn: Valgus.
- Liiv, S.; Tarand, A.; Eensaar, A. (1988). Мониторинг серы с использованием математического моделирования и биоиндикации в ЭССР. Вопросы охраны окружающей среды Балтийского моря и его региона от загрязнения (43–52). Moskva: Gidrometeoizdat.
- Tarand, A.; Eensaar, A.; Annuka, E. (1988). О результатах исследования снежного покрова Таллина. Вопросы охраны окружающей среды Балтийского моря и его региона от загрязнения, (52–70). Moskva: Gidrometeoizdat.
- Eensaar, A. (1986). Моделирование загрязнения городской атмосферы. Leningrad: Leningradi Hüdrometeoroloogia Instituut.
- Kallaste, T.; Liiv, S.; Eensaar, A. (1985). Eesti NSV linnade õhu saastatuse hindamise mõningaid võimalusi. Tallinn: Eesti NSV Teadus- ja Tehnikainformatsiooni ning Majandusuuringute Instituut.
- Kallaste, T.; Eensaar, A. (1985). Linnade ja õhu saastatuse analüüsimine ja prognoosimine matemaatilise modelleerimise abil. Kaasaegse ökoloogia probleemid : rakendusökoloogia küsimusi Eestis. Tartu, 1985. Tartu: Tartu Riiklik Ülikool, 30–32.

- Eensaar, A. (1985). Моделирование распространения загрязняющих веществ в перемешанном пограничном слое атмосферы. Автоматизация контроля и прогнозирования загрязнения атмосферы: IV Всесоюзная научно-техническая конференция, Киев, 1985. Kiiev: Наукова думка, 82–84.
- Eensaar, A. (1985). Оперативное прогнозирование загрязнения атмосферы. Автоматизация контроля и прогнозирования загрязнения атмосферы. IV Всесоюзная научно-техническая конференция, Киев, 1985. Kiiev: Наукова думка, 192–193.
- Eensaar, A. (1984). Численная модель загрязнения городской атмосферы. Проблемы контроля и защита атмосферы от загрязнения (17–23). Kiiev: Наукова думка.
- Eensaar, A. (1984). Численный метод параметризации пограничного слоя атмосферы. Eesti NSV Teaduste Akadeemia toimetised. Füüsika. Matemaatika, 33 (3), 357–362.
- Eensaar, A.; Liiv, S. (1983). Viljandi õhu seisund. Väikelinnade ja maa-asulate keskkonnakaitse ning maastikuhoidus. 15. ja 16. aprillil 1983.a. Viljandi. Tallinn-Viljandi: Eesti Teaduste Akadeemia, 104–107.
- Martin, L.; Eensaar, A. (1983). Лихеноиндикация и математическое моделирование распространения двуокиси серы на территории Таллина. Eesti NSV Teaduste Akadeemia toimetised. Bioloogia, 206–215.
- Eensaar, A. (1983). Обмен информацией с ЭВМ при моделировании загрязненности города. Проблемы геоинформатики : тез. докл. респ. конф. 22-23 сент. 1983 г. Тарту, 1983. Tartu: Tartu Riiklik Ülikool, 75–75.
- Eensaar, A. (1982). Приложение. Таблицы климатических данных. Радиационный и световой режим. Климат Таллина (222–229). Leningrad: Gidrometeoizdat.
- Tarand, A.; Eensaar, A. (1982). Радиационный и световой режим, разделы 2.2 - 2.4. Prilipko, G. I. Климат Таллина (22–29). Leningrad: Gidrometeoizdat.
- Liiv, S.; Martin, L.; Pärn, H.; Eensaar, A. (1982). Сравнение результатов фитоиндикации и других методов, использованных для определения загрязнения воздуха в городах Эстонии. Проблемы современной экологии : экологические аспекты охраны окружающей среды в Эстонии : тез. 2-ой респ. экологической конф., Тарту, с 8 по 10 апр. 1982 г. Тарту. Tartu: Eesti Teaduste Akadeemia, 50–50.
- Eensaar, A. (1981). Linna õhubasseini saastumise matemaatilise modelleerimine. Inimtegevus ja keskkonnakaitse. Tallinn, 1981. Tallinn: Eesti Teaduste Akadeemia, 128–131.
- Eensaar, A. (1979). Двумерное уравнение турбулентной диффузии. III Всесоюзная научно-техническая конференция по автоматизации контроля и прогнозированию уровней загрязнения атмосферного воздуха, Киев, 1979. Kiiev: Наукова думка, 81–82.
- Eensaar, A. (1978). Kiirgusrežiimist kasvuhooes. Sotsialistlik Põllumajandus, 22, 1041–1043.
- Eensaar, A. (1978). Ülesande lahendus Pähklipureja rubriigis. Noorus, 9, 37.

Eensaar, A. (1978). Ülesanne Pähklipureja rubriigis. Noorus, 7, 37.

Eensaar, A. (1977). Ülesanne ja lahendus Pähklipureja rubriigis. Noorus, 5, 37.

Eensaar, A. (1977). Raamatupidajal on naistepäevamõtted. Noorus, 3, 38.

Tarand, A.; Eensaar, A. (1977). Прозрачность атмосферы - показатель загрязнения воздуха. Проблемы контроля и защиты атмосферы от загрязнения (65–71). Kiiev: Наукова думка.

Tarand, A.; Eensaar, A. (1976). Прозрачность атмосферы - показатель загрязненности воздуха. Всесоюз. науч.-техн. конф. "Автоматизация санитарно-химического контроля при защите атмосферы от загрязнения". Киев, 1976. Kiiev: Наукова думка, 93–95.

Muu

1997 - Avatud Eesti Fondi projekt „Tallinna Botaanikaiaia internetiühendus ja kodulehekülg“.