Kandidaatintutkielma
Fysikaalisten tieteiden kandiohjelma
Teoreettinen opintosuunta

Hubblen vakion määrityksen ongelmat

Laura Laine

18.6.2025

Ohjaaja(t): Syksy Räsänen

Tarkastaja(t): Syksy Räsänen

Helsingin Yliopisto
Matemaattis-luonnontieteellinen tiedekunta

PL 64 (Gustaf Hällströmin katu 2a)
00014 Helsingin yliopisto

HELSINGIN YLIOPISTO — HELSINGFORS UNIVERSITET — UNIVERSITY OF HELSINKI

Tiedekunta — Fakultet — Faculty	Koulutusohjelma — Utbildningsprogram — Degree programme
Matemaattis-luonnontieteellinen tiedekunta	Fysikaalisten tieteiden kandiohjelma Teoreettinen opintosuunta

Tekijä — Författare — Author

Laura Laine

Työn nimi — Arbetets titel — Title

Hubblen vakion määrityksen ongelmat

Työn laji — Arbetets art — Level	Aika — Datum — Month and year	Sivumäärä — Sidantal — Number of pages
Kandidaatintutkielma	18.6.2025	22

Tiivistelmä — Referat — Abstract

Hubblen vakio kuvaa maailmankaikkeuden laajenemisnopeutta nykyhetkellä. Sen mittaukset voivat perustua paikallisen maailmankaikkeuden astrofysikaalisiin havaintoihin tai varhaisen maailmankaikkeuden havaintoihin ja kosmologiseen malliin. Astrofysikaalisiin havaintoihin perustuvat (suorat) mittaustavat hyödyntävät niin kutsuttuja kosmisia etäisyystikapuita, jotka johtavat kaukaisen kohteen etäisyysmittaukseen askelma, eli etäisyysmittaus kerrallaan. Varhaisen maailmankaikkeuden havaintoihin sekä kosmologiseen malliin perustuvat (epäsuorat) mittaustavat hyödyntävät esimerkiksi kosmisen mikroaaltotaustasäteilyn havaintoja ja kosmologian standardimallin oletuksia rekombinaatiota edeltävästä maailmankaikkeudesta määrittääkseen niin kutsutun äänihorisontin koon. Molempia mittaustapoja pidetään luotettavina ja niitä on tutkittu perusteellisesti. Tästä huolimatta mittaustavoilla saadaan merkittävästi poikkeavat arvot Hubblen vakiolle, mikä viittaa puutteeseen tai virheeseen toisessa näistä menetelmistä.

Ongelmaan on esitetty lukuisia ratkaisuehdotuksia. Varhaiset ja myöhäiset ratkaisut olettavat virheen löytyvän epäsuorista mittaustavoista, kun taas paikalliset ratkaisut kyseenalaistavat etäisyystikapuiden luotettavuuden. Tällä hetkellä suosituin ratkaisuehdotus on varhaisen pimeän energian malli, joka muuttaisi äänihorisontin kokoa siten, että epäsuorat menetelmät tuottaisivat yhdenmukaisia tuloksia suorien menetelmien kanssa. Toistaiseksi on kuitenkin epäselvää mikä menetelmä aiheuttaa ristiriidan mittaustulosten välille.

Tämä tutkielma on katsaus tähän ongelmaan ja sen nykytilanteeseen. Tavoitteena on antaa lukijalle kokonaiskuva kosmologian standardimallista ja Hubblen vakion merkityksestä siinä, eri mittaustapojen perusperiaatteista sekä lupaavimmista ratkaisuehdotuksista.

Avainsanat — Nyckelord — Keywords

LaTeX

Säilytyspaikka — Förvaringsställe — Where deposited

Muita tietoja — Övriga uppgifter — Additional information

Sisällys

1. Johdanto

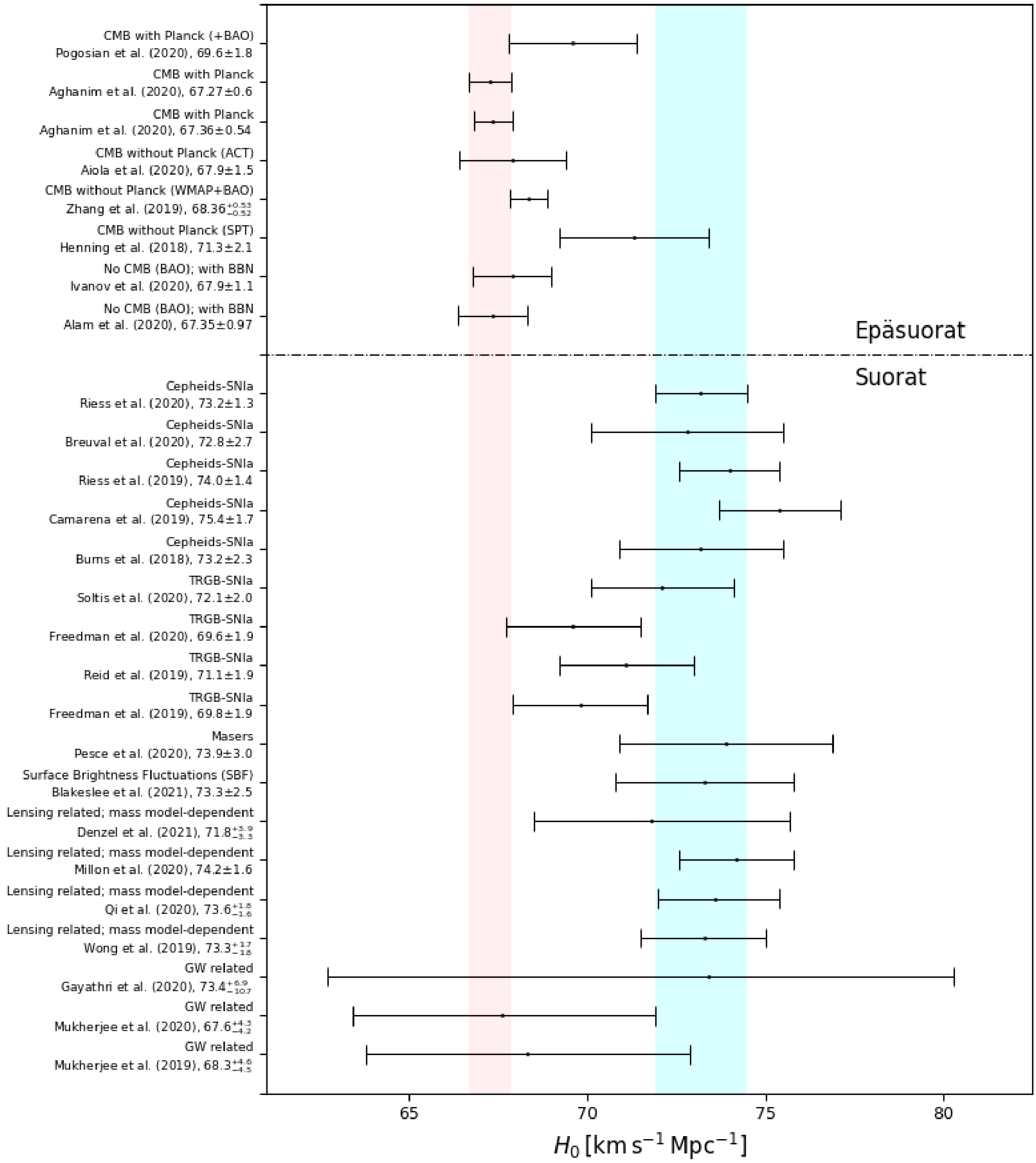
Hubblen vakio kuvaa maailmankaikkeuden nykyistä laajenemisnopeutta. Vakio on nimetty Edwin Hubblen mukaan, joka löysi ensimmäisten joukossa lineaarisen riippuvuuden galaksien etääntymisnopeuksien ja niiden etäisyyksien välillä. Tätä lineaarista riippuvuutta $v = H_0 D$, missä v on etääntymisnopeus, H_0 Hubblen vakio ja D etäisyys kutsutaan nykyään Hubblen laiksi [1].

Hubblen vakio voidaan mitata suoraan paikallisen maailmankaikkeuden havainnoista tai epäsuorasti varhaisen maailmankaikkeuden havainnoista. Ongelmana on, että nämä mittaustavat tuottavat eri arvon Hubblen vakiolle (kuva 1.1): tarkimmat suorat mittaustulokset sijoittuvat välille 70–75 km/s/Mpc ja epäsuorat mittaukset välille 67–68 km/s/Mpc. Tulokset poikkeavat toisistaan yli viiden keskihajonnan verran, joten ongelma johtuu erittäin epätodennäköisesti ainoastaan satunnaisesta virheestä [2].

Ongelma on yksi nykykosmologian suurimpia, sillä se viittaa maailmankaikkeutemme puutteelliseen ymmärrykseen. Suorista mittaustavoista tarkimmat etäisyystikapuumenetelmät perustuvat paikallisen maailmankaikkeuden ominaisuuksiin ja ovat suhteellisen suoraviivaisia. Tarkimmat epäsuorat mittausmenetelmät perustuvat kosmologian standardimalliin, eli ΛCDM-malliin [2]. Malli olettaa (havaintojen perusteella) homogeenisen ja isotrooppisen maailmankaikkeuden, joka koostuu säteilystä (fotonit ja neutriinot), tavallisesta, eli baryonisesta aineesta (baryonit ja leptonit), kylmästä pimeästä aineesta (CDM, eng. cold dark matter) sekä sen laajenemista kiihdyttävästä pimeästä energiasta, jota kuvaa kosmologinen vakio Λ. Standardimalli selittää onnistuneesti monia maailmankaikkeuden ominaisuuksia, kuten kosmisen taustasäteilyn, suuren mittakaavan rakenteiden jakauman ja nukleosynteesissä muodostuneiden alkuaineiden määrän. Mittaustapojen tuottamat eri tulokset Hubblen vakiolle (sekä ongelmat muiden kosmologisten parametrien määrityksessä) haastavat mallin pätevyyttä [4].

Ongelman ratkaisu voisi siis johtaa uuteen täsmällisempään kosmologiseen malliin ja/tai paljastaa uutta fysiikkaa paikallisesta maailmankaikkeudesta.

Tutkielman rakenne on seuraavanlainen. Luvussa 2 käsitellään tarkemmin kosmologian standardimallin perusteita ja Hubblen vakion määritelmää sekä roolia tässä mallissa. Lisäksi käydään läpi mallin etäisyysmääritelmiä, joita käytetään Hubblen vakion mittausmenetelmissä.



Kuva 1.1: Useiden tutkimusryhmien mittaamia arvoja Hubblen vakiolle. Sininen palkki kuvaa yhtä tarkimmista suorien mittauksien tuloksista 73.2 ± 1.3 km/s/Mpc ja punainen palkki yhtä tarkimmista epäsuoran Planck-satelliitin mittauksen tulosta 67.4 ± 0.5 km/s/Mpc [3].

Luvussa 3 tarkastellaan näitä mittausmenetelmiä. Ensin käydään läpi suoria mittaustapoja yleisesti ja sitten tarkastellaan niistä yleisintä etäisyystikapuumenetelmää, jolla määritetään etäisyyksiä kaukaisiin kohteisiin askelma kerrallaan. Tämän jälkeen siirrytään epäsuoriin menetelmiin, joista tarkimmat perustuvat ΛCDM-mallin avulla laskettuun äänihorisontin kokoon. Äänihorisontin mallintaminen mahdollistaa Hubblen vakion tarkan mittaamisen kosmisen taustasäteilyn (CMB, eng. cosmic microwave background) sekä baryonisten akustisten oskillaatioiden (BAO) havainnoista.

Luvussa 4 tarkastellaan lyhyesti mahdollisia syitä mittaustapojen poikkeaviin tuloksiin sekä niitä tukevia perusteluita ja sitten eri ratkaisuehdotuksia. Ratkaisut voidaan jakaa varhaisen, myöhäisen ja paikallisen maailmankaikkeuden ominaisuuksia muokkaaviin malleihin [2].

2. FLRW-maailmankaikkeus

Friedmann–Lemaître–Robertson–Walker(FLRW) -malli kuvaa isotrooppisen ja homogeenisen maailmankaikkeuden ajasta riippuvaa geometriaa ja dynamiikkaa. Malli perustuu yleiseen suhteellisuusteoriaan ja toimii kosmologian standardimallin perustana [5, s. 16-20]. Tässä luvussa käydään läpi, miten Hubblen vakio voidaan määrittää tämän mallin puitteissa.

2.1 FLRW-metriikka

Maailmankaikkeutta voidaan havaintojen perusteella approksimoida suuressa mittakaavassa isotrooppisena ja homogeenisena, eli se näyttää samalta joka suuntaan kaikkialla. Sen geometriaa voidaan siis kuvata FLRW-mallin metriikalla, jonka määrittää seuraavanlainen viivaelementti pallokoordinaateissa [6]:

$$\mathrm{d}s^2 = -\mathrm{d}t^2 + a(t)^2 \left(\frac{\mathrm{d}r^2}{1 - Kr^2} + r^2 \mathrm{d}\theta^2 + r^2 \sin^2\theta \mathrm{d}\phi^2 \right) \quad . \tag{2.1}$$

Tässä $a(t)$ on skaalatekijä, joka kuvaa maailmankaikkeuden laajenemista tai supistumista. Nykyhetkellä t_0 voidaan määritellä $a = 1$. Kaarevuustermi K voi olla negatiivinen, nolla tai positiivinen reaaliluku riippuen avaruuden geometriasta. Koordinaatit r, θ ja ϕ ovat mukanaliikkuvia, eli toisin sanoen niiden muodostama koordinaatisto laajenee maailmankaikkeuden mukana. Aikakoordinaatti t on mukanaliikkuvan havaitsijan ominaisaika.

Koska maailmankaikkeuden laajeneminen vaikuttaa etäisyyksiin, se vaikuttaa myös sähkömagneettisen säteilyn aallonpituuteen. Kun fotoni etenee laajenevassa maailmankaikkeudessa, sen aallonpituus venyy avaruuden mukana, mikä ilmenee punasiirtymänä z. Punasiirtymä määritellään aallonpituuden suhteellisena muutoksena [5, s. 28]:

$$z \equiv \frac{\lambda_0 - \lambda_1}{\lambda_1} \quad , \tag{2.2}$$

missä λ_1 on fotonin aallonpituus sen lähetyshetkellä ja λ_0 sen havaittu aallonpituus. Käytännössä kohteiden punasiirtymä määritetään tutkimalla niiden lähettämää valospektriä ja vertaamalla siinä esiintyviä spektriviivoja (λ_0) laboratoriossa mitattuihin eri alkuaineiden ominaisiin spektriviivoihin (λ_1) [7].

FLRW-metriikasta voidaan johtaa punasiirtymän ja skaalatekijän välinen riippuvuus [6]

$$a(t) = \frac{1}{1+z} \quad , \tag{2.3}$$

missä $a(t)$ on skaalatekijän arvo fotonin lähetyshetkellä. Toisin sanoen z kertoo, kuinka paljon maailmankaikkeus on laajentunut sen jälkeen, kun valo lähti havaitusta kohteesta. Tämä yhteys tekee punasiirtymästä hyödyllisen suureen kaukaisten kohteiden etäisyysmittauksissa ja siten Hubblen vakion määrittämisessä.

2.2 Hubblen parametri ja kosmologinen malli

Hubblen parametri kuvaa maailmankaikkeuden laajenemisnopeutta ja on määritelty seuraavasti:

$$H(t) \equiv \frac{\dot{a}}{a} \quad , \tag{2.4}$$

missä $\dot{a}$ on skaalatekijän aikaderivaatta. Hubblen vakio H_0 on funktion $H(t)$ arvo nykyhetkellä [5, s. 20, 28]. Seuraavaksi tutkitaan Hubblen parametrin vaikutusta maailmankaikkeuden dynamiikkaan ja johdetaan sille lauseke muiden kosmologisten parametrien suhteen.

FLRW-mallin avulla Einsteinin kenttäyhtälöistä saadaan maailmankaikkeuden dynamiikkaa kuvaavat Friedmannin yhtälöt [7]:

$$\frac{\dot{a}^2}{a^2} = \frac{1}{3}\left(8\pi G\rho + \Lambda\right) - \frac{K}{a^2} \tag{2.5}$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4}{3}\pi G(\rho + 3p) + \frac{1}{3}\Lambda \quad , \tag{2.6}$$

missä G on gravitaatiovakio, Λ kosmologinen vakio, ρ maailmankaikkeuden energiatiheys ja p paine.

Kun Λ sisällytetään tiheyteen ρ ja asetetaan $K = 0$, saadaan ensimmäisestä Friedmannin yhtälöstä (2.5) kriittinen tiheys

$$\rho_c(t) \equiv \frac{3H^2(t)}{8\pi G} \quad . \tag{2.7}$$

Kriittinen tiheys on laakean ($K = 0$) ja nopeudella $H(t)$ laajenevan maailmankaikkeuden energiatiheys [7]. Planck-satelliitin havaintojen mukaan maailmankaikkeuden energiatiheys nykyhetkellä on lähes kriittinen: $\frac{\rho(0)}{\rho_c(0)} - 1 = -0.001 \pm 0.002$ [8].

Samat havainnot myös tarjoavat vahvoja todisteita siitä, että energiatiheys ρ voidaan jakaa kolmeen eri komponenttiin: aineeseen ρ_m, säteilyyn ρ_r ja tyhjiöenergiaan $\rho_{\text{vac}} \equiv \Lambda/8\pi G$, joka siis vastaa kosmologisen vakion energiaa. Jako perustuu kunkin komponentin i paineen ja tiheyden suhteeseen, eli tilanyhtälöön

$$\omega_i \equiv \frac{p_i}{\rho_i} \quad . \tag{2.8}$$

Friedmannin yhtälöt (2.5) ja (2.6) sekä tilanyhtälö (2.8) yhdistämällä saadaan selville energiakomponenttien kehitys skaalatekijän suhteen

$$\rho_i \propto a^{-3(1+\omega_i)} \quad , \tag{2.9}$$

missä ω_i on oletettu vakioksi. Aineelle saadaan siis $\rho_m \propto a^{-3}$, säteilylle $\rho_r \propto a^{-4}$ ja tyhjiöenergialle $\rho_{\text{vac}} \propto a^0$ [5, s. 39-41].

Nyt yhtälö (2.5) voidaan muokata muotoon

$$1 = \frac{\rho}{\rho_c} + \frac{\rho_{\text{vac}}}{\rho_c} - \frac{K}{a^2 H^2(t)} \quad , \tag{2.10}$$

(missä $\rho = \rho_m + \rho_r$) ja määritellä ajasta riippuvat tiheysparametrit [6]:

$$\Omega_m \equiv \frac{\rho_m}{\rho_c}, \quad \Omega_r \equiv \frac{\rho_r}{\rho_c}, \quad \Omega_\Lambda \equiv \frac{\rho_{\text{vac}}}{\rho_c}, \quad \Omega_K \equiv -\frac{K}{H^2(t)} \quad . \tag{2.11}$$

Tiheysparametrit kuvaavat maailmankaikkeuden energiakomponenttien tiheyksien suhteellisia osuuksia sen kokonaistiheydestä. Jakamalla yhtälö (2.5) vakiolla $3H_0$ saadaan

$$\begin{aligned}
\frac{H^2}{H_0^2} &= \frac{8\pi G}{3H_0^2}(\rho_m + \rho_r + \rho_{vac}) - \frac{K}{a^2 H_0^2} \\
&= \frac{1}{\rho_c(0)}(\rho_m(0)a^{-3} + \rho_r(0)a^{-4} + \rho_{\text{vac}}) - \frac{K}{a^2 H_0^2} \\
&= \Omega_{m,0}a^{-3} + \Omega_{r,0}a^{-4} + \Omega_{\Lambda,0} + \Omega_{K,0}a^{-2} \quad ,
\end{aligned} \tag{2.12}$$

missä alaindeksi 0 viittaa nykyhetkeen, ja joka siis kuvaa laajenevan maailmankaikkeuden energiakoostumuksen kehitystä*. Koska aineen, säteilyn ja kaarevuuden tiheydet pienenevät skaalatekijän kasvaessa, mutta tyhjiöenergian tiheys on vakio, $\Omega_{\Lambda,0}$ kasvaa ajan myötä. Tämä aiheuttaa havaitun kiihtyvän laajenemisen ΛCDM-mallissa.

Ratkaisuksi Hubblen vakion mittaustapojen poikkeaviin tuloksiin on ehdotettu vaihtoehtoisia pimeän energian malleja, joiden tilanyhtälö tuottaisi epäsuorilla mittaustavoilla nykyistä suuremman arvon Hubblen vakiolle [2].

2.3 Etäisyyksistä

Kosmologisten etäisyyksien määrittäminen on hankalaa, sillä valolla kestää tietty aika saavuttaa havaitsija, jonka kuluessa avaruus laajenee jatkuvasti. Teoriassa käytettyjä hyödyllisiä etäisyysmääritelmiä ovat esimerkiksi mukanaliikkuva etäisyys ja ominaisetäisyys [6].

*ΛCDM-mallissa $\Omega_{K,0} = 0$ ja kun tarkastellaan paikallista maailmankaikkeutta, $\Omega_{r,0} \sim 10^{-4}$ pyöristetään usein nollaan [6].

Mukanaliikkuva etäisyys D_C vastaa FLRW-metriikan radiaalista koordinaattia r, toisin sanoen se on valon kulkema koordinaattietäisyys havaitsijan ja havaitun kohteen välillä. Koska valo kulkee nollageodeesia pitkin ja etäisyys on radiaalinen, sille saadaan metriikasta (2.1) seuraava tulos laakeassa avaruudessa [6]

$$D_C \equiv \int_0^r \mathrm{d}r' = \int_{t_1}^{t_2} \frac{\mathrm{d}t}{a(t)} \quad , \tag{2.13}$$

missä havaitsija on ajanhetkellä t_2 ja kohde, jonka etäisyyttä mitataan, on ajanhetkellä t_1. Tämä voidaan vielä ilmaista punasiirtymän avulla tekemällä muuttujanvaihto

$$\mathrm{d}t = \frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}a}\mathrm{d}a = \frac{\mathrm{d}a}{H(a)a} = -\frac{\mathrm{d}z}{H(z)(1+z)} \quad , \tag{2.14}$$

jolloin saadaan Hubblen parametrista riippuva muoto

$$D_C = \int_{z_2}^{z_1} \frac{\mathrm{d}z}{H(z)} \quad . \tag{2.15}$$

Tässä z_2 ja z_1 ovat vastaavasti havaitsijan ja kohteen punasiirtymät ja $H(z)$ saadaan yhtälöstä (2.12)

$$H(z) = H_0\sqrt{\Omega_{m,0}(1+z)^3 + \Omega_{r,0}(1+z)^4 + \Omega_{\Lambda,0}} \quad . \tag{2.16}$$

Ominaisetäisyys on fyysinen etäisyys tietyllä ajanhetkellä, eli toisin kuin D_C, se kasvaa ajan myötä avaruuden laajentuessa. Koska $\mathrm{d}t = 0$, ja kun mitattava etäisyys on radiaalinen, sille saadaan seuraava tulos FLRW-metriikasta laakeassa avaruudessa [6]:

$$D_P(t_1, t_2) = a(t_2)r = \frac{1}{1+z_2}\int_{z_2}^{z_1} \frac{\mathrm{d}z}{H(z)} \quad . \tag{2.17}$$

Edellä mainittuja etäisyysmääritelmiä ei kuitenkaan pystytä fyysisesti mittaamaan, koska ajan kulumista tai maailmankaikkeuden laajenemista ei voida pysäyttää. Sen sijaan kohteen koko ja kirkkaus taivaalla voidaan mitata, joten voidaan määritellä vastaavasti kulmahalkaisijaetäisyys ja luminositeettietäisyys [6].

Kulmahalkaisijaetäisyys D_A on määritelty seuraavasti:

$$D_A \equiv \frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}\theta} \quad , \tag{2.18}$$

missä $\mathrm{d}s$ on kohteen fyysinen koko ja $\mathrm{d}\theta$ on kohteen kulmahalkaisija taivaalla, eli sen havaittu koko radiaaneina.

Kohteen kokoa $\mathrm{d}s$ voidaan kuvata kahden pisteen välisenä ominaisetäisyytenä: pisteet ovat yhtä kaukana havaitsijasta ($\mathrm{d}r = 0$) ja ne muodostavat kulman $\mathrm{d}\theta$. FLRW-metriikasta saadaan siis $\mathrm{d}s = a(t)r\mathrm{d}\theta$. Tästä voidaan määritellä Hubblen parametrista riippuva teoreettinen tai mallista riippuva kulmahalkaisijaetäisyys

$$D_A = a(t)r = \frac{1}{1+z}\int_0^z \frac{\mathrm{d}z'}{H(z')} \quad . \tag{2.19}$$

Kulmahalkaisijaetäisyys voidaan siis määrittää havaintojen perusteella yhtälöstä (2.18) kohteille, joiden fyysinen koko ds tiedetään. Havaintoihin perustuvaa etäisyyttä voidaan sitten verrata sen teoreettiseen arvoon (2.19), joka riippuu Hubblen parametrissa esiintyvistä vakioista, kuten H_0, $\Omega_{m,0}$ ja $\Omega_{\Lambda,0}$. Näiden kosmologisten parametrien arvoja voidaan säädellä siten, että teorettinen etäisyys vastaisi sen havaittua arvoa [6]. Kulmahalkaisijaetäisyyttä hyödynnetään Hubblen vakion epäsuorissa mittausmenetelmissä.

Jos taas tunnetaan kohteen kirkkaus, eli absoluuttinen magnitudi* M ja havaittu kirkkaus, eli näennäinen magnitudi m, sen luminositeettietäisyys D_L saadaan etäisyysmodulista [9]:

$$m - M = 5 \log_{10} \left(\frac{D_L}{10 \text{ pc}} \right) \quad . \tag{2.20}$$

Luminositeettietäisyys määritellään luminositeetin, eli säteilytehon L ja säteilyvuon F avulla

$$D_L \equiv \sqrt{\frac{L}{4\pi F}} \quad . \tag{2.21}$$

FLRW-maailmankaikkeudessa luminositeettietäisyydelle saadaan lauseke tutkimalla luminositeetin L sekä havaitun vuon F fysikaalista merkitystä ottaen huomioon fotonien energian sekä ajan kehitykset punasiirtymän suhteen [6].

Jos kohde emittoi N_γ fotonia, joilla on energia E_{em} ajassa t_{em}, sen luminositeetti on $L = N_\gamma E_{\text{em}}/t_{\text{em}}$. Koordinaattietäisyydellä r fotonit ovat levinneet alalle $A = 4\pi r^2$, jolloin havaittu säteilyvuo on $F = N_\gamma E_{\text{hav}}/(t_{\text{hav}} A)$. Koska fotonien energia on punasiirtynyt $E_{\text{hav}} = E_{\text{em}}/(1+z)$ ja niiden vastaanottoaika pidentynyt (aikadilataatio) $t_{\text{hav}} = (1+z)t_{\text{em}}$, yhtälöstä (2.21) saadaan

$$D_L = (1+z)r = (1+z) \int_0^z \frac{\mathrm{d}z'}{H(z')} \quad . \tag{2.22}$$

Tätä FLRW-mallista riippuvaa etäisyyttä voidaan jälleen verrata havaintoihin, eli etäisyysmodulista saatuihin etäisyyksiin, ja voidaan rajata kosmologisia parametreja. Luminositeettietäisyyttä käytetään Hubblen vakion suorissa mittausmenetelmissä, joita käsitellään seuraavaksi.

*Määritelty kohteen näennäisenä magnitudina, mikäli kohde olisi 10 pc etäisyydellä [9].

3. Hubblen vakion mittaus

Hubblen vakion mittaustavat voidaan siis jakaa kahteen kategoriaan: suoriin vain heikosti kosmologisesta mallista riippuviin paikallisen maailmankaikkeuden mittauksiin sekä epäsuoriin varhaisen maailmankaikkeuden ominaisuuksista ja/tai kosmologisesta mallista riippuviin mittauksiin [2].

3.1 Suora mittaustapa

Hubblen vakio voidaan määrittää suoraan mittaamalla havaittujen kohteiden tai ilmiöiden punasiirtymiä ja etäisyyksiä. Kohteiden on kuitenkin oltava kaukana (noin 100 Mpc), jotta niiden yleensä gravitaatiovuorovaikutuksista johtuvat ominaisnopeudet olisivat mitättömän pieniä verrattuna laajenemisesta johtuvaan etääntymisnopeuteen [2]. Suoria menetelmiä on yksivaiheisia sekä useista eri suuruusluokan etäisyysmittauksista koostuvia etäisyystikapuumenetelmiä.

Yksivaiheiset menetelmät pystyvät määrittämään kaukaisen etäisyyden nimensä mukaisesti yksivaiheisesti yhden samantyyppisen kohteen tai ilmiön avulla, esimerkiksi megamasereiden tai gravitaatioaaltojen avulla. Ne eivät toistaiseksi yleensä tuota yhtä tarkkoja tuloksia kuin etäisyystikapuut, joten niitä ei käsitellä sen tarkemmin tässä [10].

etäisyystikapuumenetelmät perustuvat niin kutsuttuihin standardisoitaviin kynttilöihin: kohteisiin, joiden absoluuttinen magnitudi ja siten myös etäisyys on määritettävissä. Etäisyystikapuut koostuvat yleensä kolmesta askelmasta [10], eli vaiheesta, joiden avulla etäisyysmodulin (2.20) kanssa voidaan mitata etäisyyksiä jopa yli 100 Mpc asti.

Etäisyydelle (2.22) voidaan johtaa yksinkertaisempi lauseke paikallisessa maailmankaikkeudessa. Koska havaitut standardisoitavat kynttilät sijaitsevat tyypillisesti pienillä punasiirtymillä $z \lesssim 1$ [10], skaalatekijä voidaan hyvällä tarkkuudella approksimoida Taylorin sarjana pisteen $z = 0$ ympäristössä. Sijoittamalla skaalatekijän approksimaatio luminositeettietäisyyden lausekkeeseen (2.22) saadaan [5, s. 32]

$$D_L = \frac{1}{H_0}\left[z + \frac{1}{2}(1 - q_0)z^2 + O(z^3)\right] \quad , \tag{3.1}$$

missä q_0 on hidastuvuusparametri [11]:

$$q_0 \equiv -\frac{\ddot{a}}{H(t)^2 a}\bigg|_{t=t_0} = \frac{1-3\Omega_{\Lambda,0}}{2} \quad . \tag{3.2}$$

Tässä toinen yhtäsuuruus olettaa ΛCDM-mallin.

Etäisyystikapuumenetelmät määrittävät Hubblen vakion (ja parametrin q_0) sovittamalla teoreettisen luminositeettietäisyyden (3.1) standardisoitavilla kynttilöillä tehtyihin havaintoihin. Seuraavassa osiossa tarkastellaan tätä prosessia yksityiskohtaisemmin.

3.1.1 Etäisyystikapuut

Nykyään yleisin tapa muodostaa etäisyystikapuut on standardisoitavien kynttilöiden kefeidien ja tyypin 1a supernovien (SNIa) avulla [2]. Menetelmän tavoitteena on edetä askelmalta toiselle yhä suurempiin etäisyyksiin, kunnes viimeisellä askelmalla voidaan määrittää tarkka arvo kaukaisen kohteen etäisyydelle. Käsitellään seuraavaksi yleisintä etäisyystikapuumenetelmää askelma kerrallaan.

Ensimmäisellä askelmalla hyödynnetään ylijättiläistähtien kefeidien kirkkauden säännöllistä vaihtelua. Kefeidien kirkkauden ja sen vaihtelun jakson välillä on löydetty yhteys: periodi-luminositeettirelaatio (PL-relaatio), jonka avulla voidaan ratkaista kohteiden absoluuttinen magnitudi. Nykyaikainen PL-relaatio ottaa myös huomioon kefeidien metallipitoisuuden [10]:

$$M = a \log P + c\,[\mathrm{Fe/H}] + d \quad . \tag{3.3}$$

Tässä P on kirkkauden vaihtelun jakso päivinä, [Fe/H] tähden rauta- ja vetypitoisuuden suhde verrattuna Aurinkoon ja a, b, c ja d ovat kalibraatioparametreja.

Jotta kefeidejä voidaan hyödyntää etäisyystikapuissa, PL-relaatio on kalibroitava, eli on selvitettävä kalibraatioparametrien arvot. Yksi tapa on esimerkiksi mitata läheisten kefeidien parallaksietäisyyksiä*. Kun PL-relaatio on kalibroitu, voidaan määrittää lähes minkä tahansa havaitun kefeidin absoluuttinen magnitudi ja siten sen etäisyys etäisyysmodulin avulla. Johtuen kefeidien rajallisesta kirkkaudesta kalibroidulla PL-relaatiolla voidaan määrittää etäisyyksiä vain noin 40 Mpc asti [10].

SNIa:t ovat kefeidejä paljon kirkkaampia, joten niitä käytetään toisella ja kolmannella askelmalla. Ne syntyvät esimerkiksi kaksoistähtijärjestelmissä valkoisen kääpiön ylittäessä tietyn massarajan. Juuri ennen räjähdystä tähdet ovat siis aina samanmassaisia, eli niistä muodostuvat supernovat ovat aina lähes yhtä kirkkaita [5, s. 29-30]. Toisella askelmalla nämä kohteet standardisoidaan: kun yhden SNIa:n absoluuttinen magnitudi

*Parallaksietäisyys on geometrinen etäisyysmitta, joka perustuu Maan kiertoliikkeeseen Auringon ympäri. Tarpeeksi läheiset tähdet näyttävät liikkuvan taivaalla vuoden mittaan. Näennäinen liike muodostaa kulman, eli parallaksin, josta voidaan määrittää kohteen etäisyys [7].

saadaan määritettyä, voidaan tulos yleistää kaikkiin tyypin Ia supernoviin. Tämä toteutetaan etsimällä galaksi, missä esiintyy sekä kefeidi että SNIa. Täten määrittämällä kefeidin etäisyys edellisen askelman perusteella saadaan samalla SNIa:n etäisyys. Etäisyysmodulista voidaan sitten selvittää SNIa:n absoluuttinen magnitudi [10].

Nyt kun SNIa:t on standardisoitu, voidaan saavuttaa Hubblen vakion määrittämisen kannalta olennaiset etäisyydet. Kolmannella askelmalla siis etsitään kaukaisia tyypin Ia supernovia.

Nyt sijoittamalla näiden kohteiden teoreettiset luminositeettietäisyydet (3.1) etäisyysmoduliin (2.20) niille voidaan määrittää teoreettinen näennäinen magnitudi

$$m_{\mathrm{th}}(z, q_0, H_0) = M - 5\log_{10}\left(\frac{D_L}{10\ \mathrm{pc}}\right) \quad . \tag{3.4}$$

Sitten sovittamalla teoreettiset arvot m_{th} supernovien mitattuihin magnitudeihin m voidaan määrittää Hubblen vakio H_0 sekä q_0 [10].

Kefeidit ja SNIa:t eivät ole ainoat standardisoitavina kynttilöinä käytetyt kohteet, vaan Hubblen vakio on mitattu myös käyttämällä esimerkiksi punaisten jättiläistähtien ylähaaraa (TRGB, eng. tip of the red giant branch) kefeidien sijaan ja/tai galaksien pintakirkkauden vaihteluita (SBF, eng. surface brightness fluctuations) tyypin Ia supernovien tilalla. SBF-menetelmien tuottamat tulokset Hubblen vakiolle ovat yleensä yhdenmukaisia kefeidien ja tyypin Ia supernovien tuloksien kanssa, mutta osa TRGB-mittauksista on huomattavasti lähempänä epäsuorien menetelmien tuloksia (ks. kuva 1.1). Tarkempi TRGB-menetelmien tutkiminen voisi siis auttaa paljastamaan etäisyystikapuiden mahdollisia tuntemattomia systemaattisia virheitä ja siten auttaa selvittämään eroa suorien ja epäsuorien mittauksien tuloksien välillä [10].

3.2 Epäsuora mittaustapa

Hubblen vakion tarkimmat epäsuorat mittaukset perustuvat äänihorisontin kokoon, joka voidaan määrittää kosmisen taustasäteilyn sekä baryonisten akustisten oskillaatioiden havainnoista. Määrittäminen vaatii myös oletuksen jostain kosmologisesta mallista [2]. CMB- ja BAO-havainnoista saatava äänihorisontin koko sekä ΛCDM-malli siis mahdollistavat Hubblen vakion tarkimmat epäsuorat mittaukset.

Hubblen vakio on myös mahdollista määrittää sekä CMB- että BAO-aineiston avulla äänihorisontista riippumattomasti. Menetelmien tulokset ovat suhteellisen tarkkoja ja yhdenmukaisia äänihorisontista riippuvien CMB- ja BAO-mittaustulosten kanssa [12, 10]. Lisäksi on useita äänihorisontista sekä CMB- ja BAO-havainnoista riippumattomia menetelmiä, jotka kuitenkin olettavat ΛCDM-mallin, esimerkiksi jotkin gravitaatiolinsseihin perustuvat menetelmät. Tulokset ovat kuitenkin usein epätarkkoja ja niiden yhdenmukaisuus muiden epäsuorien menetelmien kanssa on vaihteleva [10].

Tässä luvussa keskitytään tarkimpiin epäsuoriin mittauksiin, eli äänihorisontista riippuviin CMB- ja BAO-mittauksiin. Ensin tarkastellaan äänihorisonttia käsitteenä ja sitten tarkemmin sen merkitystä Hubblen vakion CMB- ja BAO-mittauksissa.

3.2.1 Äänihorisontti

Ennen atomien muodostumista, eli rekombinaatiota maailmankaikkeus koostui baryonifotoniplasmasta, jossa fotonit olivat vahvasti kytkettyinä baryoneihin Thomsonin sironnan välityksellä. Gravitaation ja säteilypaineen yhteisvaikutuksen seurauksena plasmaan syntyi akustisia oskillaatioita, eli pitkittäisinä ääniaaltoina eteneviä tiheysvaihteluita. Rekombinaation alkaessa fotonit irtautuivat plasmasta, ja oskillaatiot jäätyivät paikalleen [13].

Suurin mahdollinen etäisyys, jonka ääniaalto ehti kulkea ennen rekombinaation alkua määrittelee mukanaliikkuvan äänihorisontin koon r_s [2]

$$r_s = \int_{z_{\mathrm{rec}}}^{\infty} \frac{c_s(z)}{H(z)} \mathrm{d}z \quad , \tag{3.5}$$

missä z_{rec} on rekombinaation ajanhetki punasiirtymänä ja $c_s(z)$ on äänen nopeus baryonifotoniplasmassa:

$$c_s(z) = \frac{c}{\sqrt{3\left(1 + \frac{3\omega_b}{4\omega_\gamma(1+z)}\right)}} \quad . \tag{3.6}$$

Tässä ω_b ja ω_γ ovat baryonisen aineen ja fotonien fyysiset tiheysparametrit: $\omega_b = \Omega_{b,0}h^2$ ja $\omega_\gamma = \Omega_{\gamma,0}h^2$, joissa $h \equiv H_0/(100\ \mathrm{km/s/Mpc})$. Parametri ω_γ voidaan mitata tarkasti, joten sitä käsitellään vakiona eikä kosmologisena parametrina. Useimmat fyysiset tiheysparametrit saadaan määritettyä tarkemmin kuin tiheysparametrit ja H_0 erikseen, esimerkiksi parametreille ω_b ja ω_m saadaan arvot suoraan CMB:n tehospektristä [2]. ΛCDM-mallin ja havaittujen parametrien arvojen mukaan äänihorisontin koko on 144 Mpc [8].

3.2.2 Kosminen mikroaaltotaustasäteily

Rekombinaation alkaessa plasmasta irtautuneet fotonit havaitaan nykyään kosmisena mikroaaltotaustasäteilynä, jonka lämpötila riippuu rekombinaatiossa jäätyneiden akustisten oskillaatioiden muodosta sekä fotonien kulkemasta matkasta havaintolaitteisiin. CMB:n lämpötilavaihteluita kuvataan tehospektrillä, jossa on useita huippuja. Ensimmäinen ja korkein huippu vastaa akustisten oskillaatioiden suurinta mahdollista skaalaa, eli äänihorisonttia. Huipun sijainti spektrissä määrittää äänihorisontin kulmahalkaisijan koon θ_s [14]

$$\theta_s = \frac{r_s}{D_{C,A}(z_{\mathrm{rec}})} \quad , \tag{3.7}$$

missä $D_{C,A}(z_{\rm rec})$ on mukanaliikkuva kulmahalkaisijaetäisyys (2.19) äänihorisonttiin

$$D_{C,A}(z_{\rm rec}) = \int_0^{z_{\rm rec}} \frac{\mathrm{d}z}{H(z)} \quad . \tag{3.8}$$

CMB:n tehospektristä voidaan määrittää kulmahalkaisijalle θ_s tarkka arvo, jonka avulla sen teoreettisesta lausekkeesta (3.7) voidaan rajata Hubblen vakion ja äänihorisontin tuloa $H_0 r_s$. Jos oletetaan jokin kosmologinen malli, r_s (sekä etäisyydessä $D_{C,A}(z_{\rm rec})$ tällöin esiintyvät tiheysparametrit $\Omega_{m,0}$ ja $\Omega_{\Lambda,0}$) voidaan määrittää, jolloin saadaan erillinen tulos myös Hubblen vakiolle [10].

Kun halutaan entistä tarkempia tuloksia, voidaan käyttää CMB-mittauksien lisäksi muita havaintoja, joilla rajata parametrien arvoja. Tällaisia ovat esimerkiksi alkuräjähdyksen nukleosynteesi (BBN, eng. big bang nucleosynthesis) ja seuraavaksi käsiteltävät baryoniset akustiset oskillaatiot [14].

3.2.3 Baryoniset akustiset oskillaatiot

Baryonien vapautuessa fotoneista tiheysvaihteluiden maksimit alkoivat vetää puoleensa massaa, ja vähitellen niihin muodostui suuria rakenteita. Baryonit vapautuivat fotoneista hitaammin, koska fotoneita oli baryoneita moninkertainen määrä. Akustiset oskillaatiot siis etenivät baryoneiden mukana fotoneita hieman pidemmälle, eli tiheysvaihteluiden skaala on äänihorisonttia hieman suurempi [13]. Tämä mittakaava havaitaan galaksien autokorrelaatiofunktiossa pienenä, mutta tilastollisesti merkittävänä huippuna. Toisin sanoen galaksit ovat suuressa mittakaavassa hieman todennäköisemmin tiheysvaihteluiden asettaman skaalan etäisyydellä toisistaan. Ilmiötä kutsutaan baryonisiksi akustisiksi oskillaatioiksi [2].

BAO-mittauksilla voidaan määrittää niiden kulmahalkaisija

$$\Delta\theta = \frac{r_d}{D_{C,A}(z_d)} \quad , \tag{3.9}$$

missä $r_d \equiv r_s(z_d)$ on äänihorisontin koko baryonien irtautuessa fotoneista punasiirtymällä z_d (eng. drag epoch). BAO-mittauksia voidaan tehdä myös radiaalisuunnassa, jolloin saadaan [13, 15]

$$\Delta z = r_d H(z) \quad , \tag{3.10}$$

missä Δz on punasiirtymien erotus kahden BAO-huipun välillä, eli havaitsijaa lähimmän ja kaukaisimman huipun välillä. Nämä tangentiaaliset (poikittaiset) ja radiaaliset mittaukset yhdistämällä voidaan vielä määrittää

$$\frac{D_V(z)}{r_d} = \frac{1}{r_d}\left[\frac{z}{H(z)} D_{C,A}(z)^2\right]^{1/3} \quad , \tag{3.11}$$

missä z on galaksikartoituksen punasiirtymä.

Nähdään, että BAO-mittauksilla voidaan rajata vain $r_d H_0$-tuloa eikä Hubblen vakiota erikseen. Äänihorisontin koko r_d voidaan laskea numeerisesti hyödyntämällä sen riippuvuuksia tiheysparametreista. Lasku kuitenkin vaatii BAO-mittauksien lisäksi esimerkiksi CMB- tai BBN-havaintojen arvion baryonisen aineen fyysiselle tiheysparametrille ω_b [15]. Kun r_d on tiedossa, voidaan määrittää H_0.

Baryoniset akustiset oskillaatiot (+BBN) ovat arvokas lisä Hubblen vakiota rajaaviin menetelmiin, sillä ne mahdollistavat Hubblen vakion määrittämisen CMB-mittauksista riippumattomasti. Näiden mittausten tulokset ΛCDM-maailmankaikkeudessa ovat yhdenmukaiset CMB-mittausten tuloksien kanssa (ks. kuva 1.1).

4. Poikkeavat mittaustulokset

4.1 Mahdollisia syitä

Yksi selitys poikkeaville Hubblen vakion mittaustuloksille on ongelma ΛCDM-mallissa. Tällöin epäsuorien mittauksien pienempi arvo Hubblen vakiolle johtuisi kosmologisen mallin virheellisistä oletuksista tai muista puutteista.

Vaikka ΛCDM-malli selittää onnistuneesti useita kosmologisia havaintoja, se perustuu suurelta osin havaintojen pohjalta tehtyihin mahdollisimman yksinkertaisiin oletuksiin: esimerkiksi pimeää energiaa mallintaa kosmologinen vakio, jolla on fysikaalinen tulkinta tyhjiöenergiana. On kuitenkin mahdollista, että pimeällä energialla olisi monimutkaisempia ominaisuuksia, joita nykyiset havainnot eivät vielä paljasta [16].

Standardimallin menestyksen vuoksi etäisyystikapuumenetelmien tuntemattomia systemaattisia virheitä tai virheellisiä oletuksia pidetään vaihtoehtoisena selityksenä ongelmaan. Muiden suorien mittauksien luotettavuutta on vaikeampaa arvioida, sillä ne tuottavat epätarkempia ja vaihtelevan suuruisia tuloksia. Selkein ero tuloksissa onkin kefeidi-SNIa etäisyystikapuiden ja CMB/BAO-mittauksien välillä (ks. kuva 1.1).

Etäisyystikapuut koostuvat useasta vaiheesta, joten pienetkin virheet voivat kertyä merkittäviksi. Systemaattisia virheitä on kuitenkin etsitty menetelmästä perusteellisesti. Haasteena myös on, että mahdollisen virheen pitäisi olla poikkeuksellisen suuri ongelman ratkaisemiseksi tai virheitä olisi monta ja ne kaikki nimenomaan pienentäisivät Hubblen vakiota [16]. Virhe voisi kuitenkin olla perustavanlaatuisempi, jolloin etäisyystikapuut olisi rakennettu virheellisten oletuksien varaan. Askelmien välillä paikallisessa maailmankaikkeudessa voisi siis olla jokin uutta fysiikkaa vaativa yhteys tai standardisoitaviin kynttilöihin vaikuttaisi jokin tuntematon systemaattisesti esiintyvä ilmiö [10].

Systemaattisia virheitä on myös etsitty Planck-satelliitin CMB-mittauksista. Mahdollisuutta ei kuitenkaan pidetä kovin todennäköisenä, koska muilla mittauslaitteistoilla (ACT, SPT) on mitattu Planckin kanssa yhdenmukaisia tuloksia [17].

4.2 Ehdotettuja ratkaisuja

Ratkaisut, jotka olettavat kosmologisen mallin olevan puutteellinen, voidaan jakaa kahteen kategoriaan: varhaisiin ja myöhäisiin [2]. Molempien kategorioiden ratkaisut pyrkivät muuttamaan maailmankaikkeuden fysiikkaa siten, että epäsuorat mittaukset Hubblen vakiolle vastaisivat etäisyystikapuu-mittausten tuloksia.

Paikallisen maailmankaikkeuden ratkaisut olettavat ongelman piilevän etäisyystikapuumenetelmissä, ja etsivät ratkaisua lähimaailmankaikkeuden mahdollisesti väärinymmärreityistä tai toistaiseksi tuntemattomista ominaisuuksista [18]. Ratkaisut pyrkivät muuttamaan ominaisuuksia siten, että etäisyystikapuut tuottaisivat yhdenmukaisen tuloksen epäsuorien menetelmien kanssa.

Kaikkien ratkaisujen ongelmana on, että niitä ei voida vahvistaa eikä yleensä myöskään täysin poissulkea nykyhavaintojen perusteella. Haasteena myös on, että uuden kosmologisen mallin tai paikallisen maailmankaikkeuden fysiikan teorian pitäisi muuttaa nykykäsitystä aiheesta niin paljon, että ongelma ratkeaisi kokonaan ja kuitenkin samanaikaisesti sopisi kaikkiin muihin havaintoihin, jotka selittyvät nykyisillä malleilla [3].

Tästä huolimatta käydään läpi seuraavaksi joitain suosituimpia ja tutkituimpia ratkaisuehdotuksia.

4.2.1 Varhaisen maailmankaikkeuden ratkaisut

Varhaiset ratkaisut pyrkivät pienentämään äänihorisontin kokoa muokkaamalla rekombinaatiota edeltävän maailmankaikkeuden fysiikkaa. Kuten edellisessä luvussa todettiin, epäsuorat mittaukset rajaavat $H_0 r_s$ -tuloa, joten pienempää r_s vastaa suurempi H_0. Äänihorisonttia pienennetään olettamalla energiatiheyden olevan suurempi kuin standardimallissa ennen rekombinaatiota, jolloin laajeneminen kiihtyy ja ääniaallot eivät ehdi edetä yhtä pitkälle kuin standardimallissa. Tällaisia malleja on monia, mutta suosituin niistä on varhainen pimeä energia (EDE, eng. early dark energy) [2].

Varhainen pimeä energia

Varhainen pimeä energia on hypoteettinen lisäys varhaisen maailmankaikkeuden energiatiheyteen. EDE:n osuus kuitenkin pienenenee säteilyä nopeammin siten, ettei se vaikuta rekombinaation jälkeisen maailmankaikkeuden havaintoihin.

Useimmat EDE-mallit perustuvat värähtelevään skalaarikenttään ϕ [2]. Ennen rekombinaatiota kenttä on jäätynyt paikalleen, jolloin se ilmenee standardimallin kosmologisen vakion tavoin ($\omega_\phi = -1$). Myöhemmin rekombinaation aikoihin kriittisellä punasiirtymällä ($z_c \approx z_d$) kenttä alkaa värähdellä potentiaalin paikallisen minimin ympärillä. Tällöin potentiaali on muotoa $V \sim \phi^{2n}$, missä n on valitusta mallista riippuva kokonaisluku, ja tilanyhtälö on $\omega_\phi = \frac{1-n}{1+n}$. Jos valitaan $n \geq 3$, EDE vaimenee säteilyä nopemmin, sillä $\rho_\phi \propto a^{-3(1+\omega_\phi)}$ eikä vaikuta myöhäiseen maailmankaikkeuteen. EDE:n tiheysparametriksi saadaan [4]

$$\Omega_\phi(z) = \frac{2\Omega_\phi(z_c)}{[(1+z_c)/(1+z)]^{3(1+\omega_\phi)} + 1} \quad , \tag{4.1}$$

missä $\Omega_\phi(z_c) \approx 0.1$ on EDE:n maksimiosuus kokonaisenergiasta.

Äänihorisontin lauseke ΛCDM+EDE -mallissa on täten

$$r_s = \int_{z_\mathrm{d}}^{\infty} \frac{c_s(z)}{H_0\sqrt{\Omega_{m,0}(1+z)^3 + \Omega_{r,0}(1+z)^4 + \Omega_\phi(z)}} \quad . \tag{4.2}$$

Tässä on jätetty $\Omega_{\Lambda,0}$ pois, koska se on mitättömän pieni varhaisessa maailmankaikkeudessa. EDE siis suurentaa nimittäjässä olevaa Hubblen parametria ja siten pienentää äänihorisontin kokoa.

EDE on suhteellisen yksinkertainen lisäys ΛCDM-malliin, mikä selittää sen suosion. Malli kuitenkin sopii vaihtelevasti havaintoihin: esimerkiksi Planckin CMB-dataan sovitettuna standardimalli on parempi, mutta toisen kosmista mikroaaltotaustasäteilyä mittaavan ACT-teleskoopin data suosii EDE-mallia (pienen mittaluokan CMB-fluktaatioilla). EDE-mallit voivat myös aiheuttaa tai pahentaa ongelmia muissa kosmologisissa parametreissa*.

Ongelmistaan huolimatta varhainen pimeä energia on toistaiseksi lupaava ratkaisuvaihtoehto poikkeavien mittaustuloksien ongelmaan [2].

Muita

Osa yleisen suhteellisuusteorian muunnelmista pyrkii pienentämään äänihorisonttia muuttamalla gravitaatiovoiman perusperiaatteita varhaisessa maailmankaikkeudessa [18].

Neutriinojen vapausasteiden N_eff lisääminen oli EDE-malleja edeltävä ratkaisuehdotus. CMB-havainnot sallivat kuitenkin vain pienen muutoksen, joka ainoastaan pienentäisi mittaustulosten eroja [2].

Baryoni-fotoni-plasman fysiikan muokkaaminen voisi myös ratkaista ongelman. Rekombinaation alkamista nopeuttavat niin kutsutut primordiaaliset magneettikentät ovat yksi ehdotus, mutta nykyhavainnot viittaavat siihen, että ne yksin eivät voisi ratkaista ongelmaa [18].

*Esimerkiksi parametrin $\Omega_{m,0}$ ja rakenteiden muodostumisnopeutta kuvaavan σ_8-parametrin ongelma voimistuisi. Parametrien muodostaman suureen (S_8) määrityksessä on samantyyppinen ongelma kuin Hubblen vakiolla [4].

4.2.2 Myöhäisen maailmankaikkeuden ratkaisut

Myöhäiset ratkaisut pyrkivät kasvattamaan etäisyyttä äänihorisonttiin, jolloin saadaan suurempi H_0 (ks. yhtälö (3.7)) muokkaamalla rekombinaation jälkeisen maailmankaikkeuden fysiikkaa. Ratkaisut kasvattavat etäisyyttä $D_{C,A}(z_{\mathrm{rec}})$ olettamalla kokonaisenergiatiheyden olevan pienempi rekombinaation jälkeen, jolloin laajenemisnopeus on hetkellisesti suurempi kuin standardimallissa. Energiatiheys siis kasvaisi ajan kanssa siten, että nykyhetkellä se vastaisi havaittua arvoa. Toisin sanoen tarvitaan jotain ainetta, jonka tiheys kasvaa ajan kanssa tai jokin ilmiö, joka aiheuttaa kasvavan energiatiheyden. Tämä toteutetaan yksinkertaisimmin mallintamalla pimeää energiaa niin kutsuttuna haamukenttänä, jolle pätee tilanyhtälö $\omega < -1$ [2]. Muita ehdotuksia ovat esimerkiksi monimutkaisemmat dynaamisen pimeän energian mallit sekä vuorovaikuttavat pimeä aine ja pimeä energia.

Myöhäisten ratkaisujen ongelmana on, että ne eivät selitä suurinta osaa havainnoista yhtä hyvin kuin standardimalli tai jotkin varhaiset ratkaisut, esimerkiksi ne sopivat huonommin etäisyystikapuiden tuloksiin. Ne voivat siis ainoastaan pienentää mittaustulosten eroja [4].

4.2.3 Paikallisen maailmankaikkeuden ratkaisut

Paikalliset ratkaisut muuttavat etäisyystikapuiden askelmiin liittyvää fysiikkaa. On ehdotettu punasiirtymän vaikuttavan luonnonlakeihin ja/tai -vakioihin, mikä tekisi myös standardisoitavien kynttilöiden kirkkauksista punasiirtymäriippuvaisia [18]. Tällöin oletus, että standardisoitavien kynttilöiden todelliset magnitudit voidaan yleistää kaukaisempiin samantyyppisiin kohteisiin olisi virheellinen, ja etäisyystikapuut olisi täten rakennettu väärin.

Jotkin ratkaisut ehdottavat punasiirtymästä riippuvaa gravitaatiovakiota, mikä vaikuttaisi esimerkiksi valkoisten kääpiöiden kriittiseen massarajaan, ja siten tyypin Ia supernovien kirkkauksiin. Eräät toiset ratkaisut ottavat huomioon pienen eron tyypin Ia supernovien kirkkauksissa riippuen siitä, ovatko kirkkaudet kalibroitu kefeidien avulla vai määritetty Planckin CMB-aineiston avulla. Ratkaisut ehdottavat yhtäkkistä siirtymää luonnonlaeissa ja/tai -vakioissa tietyllä punasiirtymällä ($z \simeq 0.01$), mikä selittäisi poikkeavat arvot [4].

Paikallisilla ratkaisuilla on potentiaalia ratkaista ongelma [4], ja ne ovat teoreettisesti mielenkiintoinen ratkaisuvaihtoehto. Mallien kehittäminen ja vahvistaminen kuitenkin vaatii lisää havaintoja.

5. Yhteenveto

Hubblen vakion poikkeavat mittaustulokset paljastavat puutteita ymmärryksessämme maailmankaikkeuden ominaisuuksista, sillä perusteellisesti tutkittujen etäisyystikapuiden mittaustulokset eivät täsmää vakiintuneeseen kosmologian standardimalliin perustuvien mittaustulosten kanssa. Ongelmaa yritetään edelleen aktiivisesti ratkaista uudella paikallisen maailmankaikkeuden fysiikalla, standardimallin muokkauksilla tai sen jopa perustavanlaatuisilla uudistuksilla. Uudet mallit eivät kuitenkaan kokonaisuudessaan sovi nykyhavaintoihin yhtä hyvin kuin ΛCDM-malli.

Vaikka ongelma on toistaiseksi ratkaisematta, tulevaisuudennäkymät ovat lupaavat. Kehitteillä on useita tutkimusprojekteja, joiden odotetaan edistävän ongelman ratkaisua [18]: esimerkiksi seuraavan sukupolven CMB-projektin (CMB-S4) odotetaan tuottavan Planck-satellittia tarkempaa CMB-aineistoa, ja Roman-avaruusteleskoopilta odotetaan entistä tarkempia ja kaukaisempia paikallisen maailmankaikkeuden havaintoja.

Toivon mukaan nykyhetken ongelmat Hubblen vakion määrityksessä johtavat lopulta syvempään ymmärrykseen maailmankaikkeuden luonteesta.

Kirjallisuutta

[1] Jorge L. Cervantes-Cota, Salvador Galindo-Uribarri, and George F. Smoot. The Unsettled Number: Hubble's Tension. *Universe*, 9(12), 2023. arXiv:2311.07552.

[2] Marc Kamionkowski and Adam G. Riess. The Hubble Tension and Early Dark Energy. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 73:153–180, 2023. arXiv:2211.04492.

[3] Eleonora Di Valentino, Olga Mena, Supriya Pan, Luca Visinelli, Weiqiang Yang, Alessandro Melchiorri, David F. Mota, Adam G. Riess, and Joseph Silk. In the realm of the Hubble tension—a review of solutions. *Class. Quant. Grav.*, 38(15):153001, 2021. arXiv:2103.01183.

[4] L. Perivolaropoulos and F. Skara. Challenges for ΛCDM: An update. *New Astronomy Reviews*, 95:101659, 2022. arXiv:2105.05208.

[5] Daniel Baumann. *Cosmology*. Cambridge University Press, 2022.

[6] Syksy Räsänen. Lecture notes: Cosmology I, Chapter 3 - The Friedmann-Lemaître–Robertson–Walker model. https://www.mv.helsinki.fi/home/syrasane/cosmo/, 2024. (vierailtu 15.3.2025).

[7] Neal Jackson. The Hubble Constant. *Living Reviews in Relativity*, 18:1–51, 2015. arXiv:0709.3924v2.

[8] N. Aghanim et al. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. *Astron. Astrophys.*, 641:A6, 2020. arXiv:1807.06209v4.

[9] David W. Hogg. Distance measures in cosmology, 1999. arXiv:astro-ph/9905116.

[10] Leandros Perivolaropoulos. Hubble tension or distance ladder crisis? *Phys. Rev. D*, 110:123518, 2024. arXiv:2408.11031.

[11] David Camarena and Valerio Marra. Local determination of the Hubble constant and the deceleration parameter. *Phys. Rev. Res.*, 2:013028, 2020. arXiv:1906.11814.

[12] Frank J. Qu et al. Unified and consistent structure growth measurements from joint ACT, SPT and *Planck* CMB lensing. 2025. arXiv:2504.20038.

[13] Bruce A. Bassett and Renee Hlozek. Baryon Acoustic Oscillations, 2009. arXiv:astro-ph/0910.5224.

[14] Syksy Räsänen. Lecture notes: Cosmology II, Chapter 10 - Cosmic microwave background. https://www.mv.helsinki.fi/home/syrasane/cosmo/, 2024. (vierailtu 3.4.2025).

[15] Andrei Cuceu, James Farr, Pablo Lemos, and Andreu Font-Ribera. Baryon Acoustic Oscillations and the Hubble constant: past, present and future. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2019(10):044, 2019. arXiv:1906.11628.

[16] Eleonora Di Valentino. Challenges of the Standard Cosmological Model. *Universe*, 8(8), 2022.

[17] Jian-Ping Hu and Fa-Yin Wang. Hubble Tension: The Evidence of New Physics. *Universe*, 9(2), 2023. arXiv:2302.05709.

[18] Eleonora Di Valentino et al. The CosmoVerse White Paper: Addressing observational tensions in cosmology with systematics and fundamental physics, 2025. arXiv:2504.01669.