

Kvantti-Zenon-ilmio

Kandidaatintutkielma
Turun yliopisto
Fysiikka
2026
Kaisa Alanen
Tarkastaja:
Prof. Iiro Vilja

Turun yliopiston laatujärjestelmän mukaisesti tämän julkaisun alkuperäisyys on tarkastettu Turnitin OriginalityCheck-järjestelmällä

TURUN YLIOPISTO
Fysiikan ja tähtitieteen laitos

Alanen, Kaisa Kvantti-Zenon-ilmio

Kandidaatintutkielma, 20 s.
Fysiikka
Maaliskuu 2026

Kvantti-Zenon-ilmio on kvanttimekaniikan ilmiö, jossa kvanttijärjestelmän luonnollinen aikakehitys hidastuu tai jopa pysähtyy, kun järjestelmää mitataan riittävän tiheästi. Jokainen mittaus romahduttaa aaltofunktion takaisin ominaistilaansa, mikä estää siirtymät muihin tiloihin. Ilmiö liittyy Zenonin klassiseen paradoksiin: tarkkailtu systeemi ei näytä muuttuvan. Teoreettisesti ilmiö voidaan ymmärtää Schrödingerin dynamiikan ja mittausprosessin vuorovaikutuksena, jossa mittaukset aiheuttavat dekoherenssia ja rajoittavat järjestelmän kehityksen tiettyyn Hilbertin aliavaruuteen. Mittaukset voivat olla selektiivisiä, jolloin yksittäiset tulokset rekisteröidään ja tila ehdollistuu, tai epäselektiivisiä, joissa tarkastellaan ensemble-keskiarvoa ja mittaus vaikuttaa vain keskimääräiseen dynamiikkaan. Molemmat voivat johtaa Zenon-ilmioon, mutta eri mekanismein.

Kokeellisesti ilmiö on havaittu muun muassa ioniloukuissa, ultrakylmissä hilakaa-suissa ja yksittäisten atomien optisissa loukuissa. Esimerkiksi Itanon klassisessa kokeessa toistuvat mittaukset vähensivät siirtymätodennäköisyyttä energiati-
lojen välillä, ja hilakaasukokeissa paikkamittaukset hidastivat kvanttitunnelointia jopa kertaluokilla. Toisaalta tietyissä järjestelmissä, kuten radioaktiivisessa hajoamisessa, Zenon-ilmio ei ole toteutettavissa, koska vaaditut mittausnopeudet itse asiassa kiihdyttävät hajoamista. Tätä kutsutaan anti-Zenon-ilmioksi, jossa mittaukset voivat nopeuttaa tilan rappeutumista, kun mittaustiheys osuu sopivalle aikaskaala-alueelle. Liian tiheät mittaukset eivät kiihdytä hajoamista, vaan johtavat takaisin Zenon-ilmioon. Anti-Zenon-ilmio on teorian mukaan jopa yleisempi kuin varsinainen Zenon-ilmio, ja se on osoitettu kokeellisesti esimerkiksi Ca^+ -ionilla, jossa mittaukset lisäsivät siirtymätodennäköisyyttä metastabiiliin tilaan. Kokonaisuutena Zenon- ja anti-Zenon-ilmiot tarjoavat syvällisen näkökulman kvanttimekaniikan mittausongelmaan ja ovat keskeisiä kvanttiteknologioiden, kuten virheenkorjauksen ja koherenssin hallinnan, kannalta.

Asiasanat: kvantti-Zenon-ilmio, anti-Zenon-ilmio, anti-quantti-Zenon-ilmio, aaltofunktion romahdus, selektiivinen mittaus, epäselektiivinen mittaus, dekoherenssi

Sisällys

Johdanto	1
1 Kvantti-Zenon-ilmio	2
1.1 Teoria	4
1.1.1 Epäselektiiviset mittaukset	6
1.1.2 Selektiiviset mittaukset	7
1.1.3 Määritelmät	8
1.2 Mittaustavoista	9
1.3 Koetulokset	10
1.3.1 Tilakoe	10
1.3.2 Erittäin kylmä hilakaasu	12
1.3.3 Säteilevä ja radioaktiivinen hajoaminen	14
1.4 Minimaalinen kubittimalli	14
2 Anti-Zenon-ilmio	14
2.1 Kokeellinen toteutus	15
3 Yhteenveto	17

Johdanto

Kvantti-Zenon-ilmio (engl. Quantum Zeno Effect, QZE) on kvanttimekaniikan ilmiö, jossa kvanttijärjestelmän kehitys hidastuu tai pysähtyy, kun järjestelmää mitataan riittävän tiheästi. Jokainen mittaus romahduttaa aaltofunktion takaisin ominaistilaansa, mikä estää järjestelmää siirtymästä muihin tiloihin. Ilmiö on saanut nykyisen nimensä kreikkalaisen filosofin Zenonin paradokseista, erityisesti nuoliparadoksista, jossa jatkuvasti tarkkailtu nuoli ei näytä liikkuvan.

Zenonin nuoliparadoksi väittää, että koska nuoli on jokaisena yksittäisenä ajanhetkenä täsmälleen siinä paikassa, jonka se kulloinkin täyttää, se on jokaisessa hetkessä levossa, mikä näyttää tekevän liikkeestä loogisesti mahdotonta; paradoksin voima syntyy siitä, että jos aika koostuu jakamattomista ”nyt-hetkestä”, mikään ei liiku yhdessäkään niistä, ja silti kokonaisuudessa liike kuitenkin tapahtuu, mikä on saanut myöhemmän filosofian ja fysiikan kehittämään käsityksiä jatkuvasta ajasta ja raja-arvoihin perustuvasta hetkellisestä nopeudesta, jotka purkavat näennäisen ristiriidan. [1]

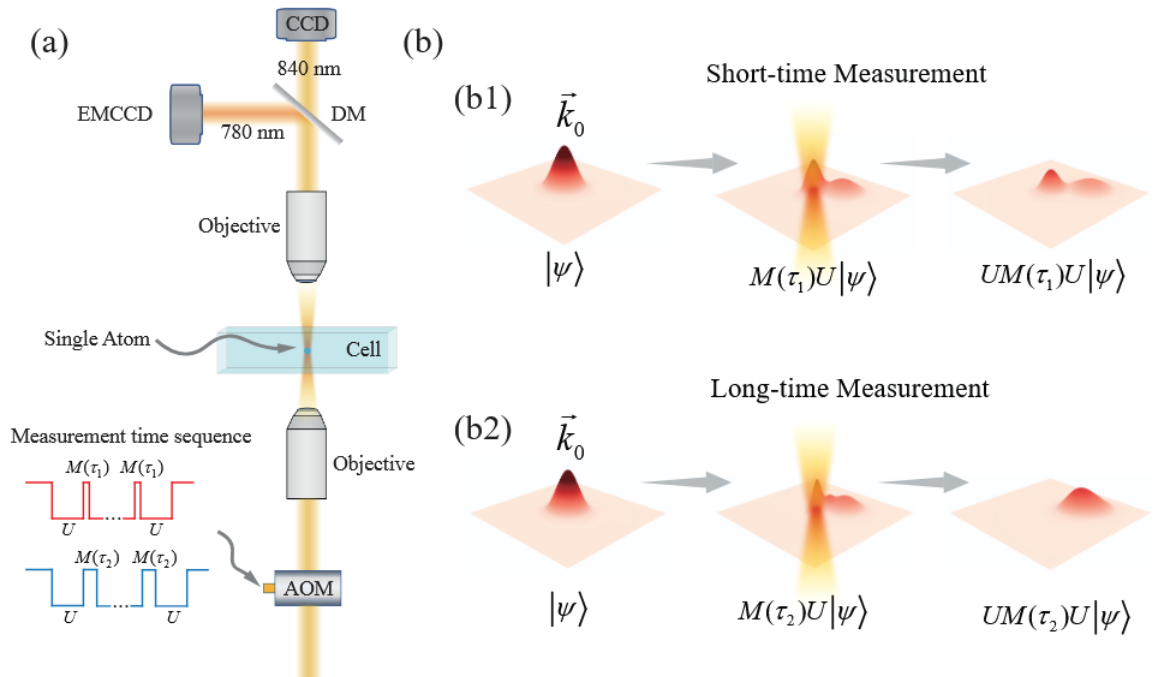
Ilmiön konsepti ilmestyy kirjallisuudessa ensimmäistä kertaa John von Neumanin kirjassa "Mathematical Foundations of Quantum Mechanics" [2] vuonna 1932, mutta sen popularisoi B. Misra ja E. C. G. Sudarshan [3] vuonna 1977. He nimesivät ilmiön kvantti-Zenon-ilmioksi.

Kvantti-Zenon-ilmioitä kutsutaan myös kvantti-Zenon paradoksiksi [4]. Ilmiö on tunnettu laajasti "vahdittuna kattilana" (engl. watched pot), mikä viittaa idiomiin, jonka mukaan vahdittu kattila ei koskaan kiehu. Tämän sanonnan ja kvantti-Zenon-ilmion pohja on sama; tarkkailtu systeemi ei muutu.

Tässä tutkielmassa tarkastellaan kvantti-Zenon-ilmioitä sekä teorian että kokeellisten toteutusten kautta. Lisäksi käsitellään anti-Zenon-ilmioitä, jossa tiheät mitaukset eivät hidasta vaan nopeuttavat kvanttitalan hajoamista. Lisää kirjallisuutta löytyy lähteistä [5–10], joita ei käsitellä tässä tutkielmassa.

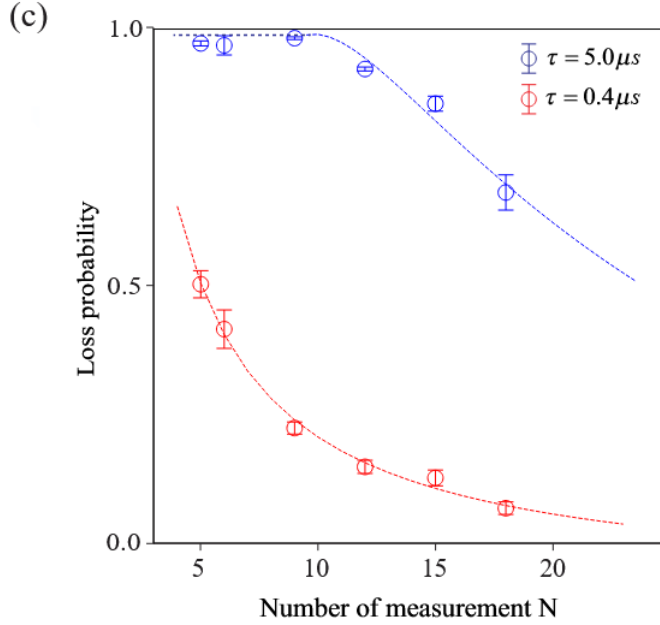
1 Kvantti-Zenon-ilmio

Pohjimmiltaan kvantti-Zenon-ilmio on luonnollisen tilan (tasapainotilan) kehityksen eli evoluution estämistä mittaamalla tiheästi. Nämä mittaukset toistuvasti romahduttavat kvanttitalan takaisin havaittuun ominaistilaan¹, estäen näin evoluution pois päin siitä ominaistilasta. [11]



Kuva 1. 1/2 Kaavio ja havainto kvantti-Zenon-ilmioistä. (a) Kokeellinen järjestely, jossa akusto-optisen modulaattorin (AOM) ohjaama 840 nanometrinen laser (CCD) on tiukasti keskittynyt korkean numeerisen aukon (engl. numerical aperture) tavoitteeseen tyhjiökennoon muodostamaan optiseen dipoliloukkuun yhdelle atomille magneettis-optisesta ansasta. AOM:n modulaatio mahdollistaa atomien vapautumisen tai dipolipulssien mittaamisen. Atomin fluoresenssi 780 nanometrissä (EMCCD) kerätään toisella tavoitteella ja erotetaan puoliläpäisevän (engl. dichroic) peilin kautta. (b) b1 kuvattu lyhytaikainen mittaus ja b2 pitkäaikainen mittaus. [12]

¹Tietty kvanttisysteemin tila, joka vastaa havaittavan suureen yhtä tarkkaa arvoa (ominaisarvoa), jolloin mittaustulos on aina sama.



Kuva 2. 2/2 Kaavio ja havainto kvantti-Zenon-ilmioistä. (c) Ilmiön havainnointi; 45 μs vapaan evoluution aikana käytetään lyhyitä (punaiset pisteet) tai pitkiä (siniset pisteet) mittauspulsseja. [12]

Kuvissa 1 ja 2 on esitetty kvantti-Zenon-ilmio kahdella eri mittaustavalla, käyttäen lyhyitä ($\tau = 0,4 \mu s$) ja pitkiä ($\tau = 5,0 \mu s$) mittauspulsseja. Kokeessa asetettiin vapaan evoluution kokonaisajaksi $T = 45 \mu s$, ja evoluution aikana suoritettiin N kappaletta T -pituisia mittauspulsseja. [12]

Lyhytaikaisten pulssien tapauksessa (kuva 1(b1)) aaltofunktion romahtamisen jälkeen atomi on pääasiassa lokalisoitu optisen dipoliloukun alueelle. Prosessissa on tapahtunut vain pieniä vuotoja alkuperäisen liikemäärän suuntaan. Kun optinen loukku sammutetaan, atomi jatkaa suunnattua liikettään ja laajenee vähitellen vapaaseen avaruuteen. Tässä järjestelmässä mittausoperaattori voidaan approksimoida muodossa $M(\tau) \approx M_b$. Ottaen huomioon, että keston T/N yksittäisen evoluution häviötodennäköisyys² on

$$|\langle r | H_{vapaa} | \phi_0 \rangle|^2 \times T^2 / (\hbar N^2),$$

²Todennäköisyys yksittäisen atomin katoamiselle ansasta mittauspulssien aikana. Toimii mitta-rina sille, kuinka voimakkaasti toistuvat mittaukset hidastavat tai pysäyttävät atomin dynamiikan.

N-mittausten jälkeinen kumulatiivinen häviötodennäköisyys on verrannollinen $1/N$. Tätä käyttäytymistä kuvaa kuvan 2 (c) punainen (alempi) käyrä. Atomihäviön todennäköisyys lähestyy nollaa käänteisesti mittausten määrän kanssa, mikä osoittaa useiden toistuvien lyhyiden mittausten jäädyttävän yksittäisen atomin evoluution, jolloin syntyy kvantti-Zenon-ilmio. [12]

Pitkäaikaiset mittaukset (kuva 1(b2)) puolestaan laukaisevat aaltofunktion romahtamisen jälkeen ansoitus-dynamiikan (engl. intrap dynamics), mikä johtaa lisääntyneeseen aaltofunktion jakautumiseen ansan ulkopuolelle mittauksen lopussa. Ansoitus-dynamiikalla tarkoitetaan ansan sisäistä dynamiikkaa, eli ansassa olevan atomin tai muun hiukkasen sisäistä liikettä ja aikakehitystä sen jälkeen, kun se on jo projisoitu ansan ominaistilaan. [12]

Koska atomin liikemäärä voi kasvaa, sen myöhempi vapaa-avaruudellinen evoluutio riippuu voimakkaasti loukun sisällä 'vietetystä' ajasta. Tämä vaikutus on kuvattu sinisellä käyrällä (ylempi) kuvassa 2 (c), jossa $\tau = 5,0 \mu s$:n kohdalla häviötodennäköisyys pienenee mittaustiheyden kasvaessa. Todennäköisyys kuitenkin pysyy korkeampana kuin vastaavassa lyhyiden pulssien tapauksessa. [12]

1.1 Teoria

Kvanttimekaniikassa systeemi sisältyy sen aaltofunktioon tai tilavektoriin $|\psi\rangle$, mikä löytyy Hilbertin aliavaruudesta. Aaltofunktion dynamiikkaa hallitsee Schrödingerin yhtälö:

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi\rangle = H |\psi\rangle,$$

missä H on Hamiltonin operaattori eli systeemin kokonaisenergiaoperaattori. Yhtälö on lineaarinen, deterministinen (ennalta määrätty, ei sattumanvaraisuutta) ja sen hallitsema aikakehitys on unitaarinen eli yhtenäinen. [13]

Tarkastellaan systeemiä, jossa on ajasta riippumaton Hamiltonin operaattori ja diskreetti eli irrallinen energiaspektri

$$\hat{H}|n\rangle = E_n|n\rangle.$$

Systeemin evoluutio on altistunut sekä ulkoiselle aikariippuvaiselle häiriölle $\hat{V}(t)$ että operaattorin \hat{A} jatkuvalla epäselektiiviselle mittaukselle

$$\frac{d\hat{\rho}(t)}{dt} = -\frac{i}{\hbar}[\hat{H} + \hat{V}(t), \hat{\rho}(t)] - \frac{1}{2}\kappa(t)[\hat{A}, [\hat{A}, \hat{\rho}(t)]].$$

Siinä tapauksessa, että häiriö \hat{V} stimuloi systeemiä tekemään siirtymiä häiriöttömillä (engl. unperturbed) tasoilla n ja joidenkin näiden tasojen miehitys (engl. occupancy) mitataan, saavutetaan hyvin mielenkiintoinen tilanne. Mittaus nimittäin häiritsee stimuloituja siirtymiä, ja lopulta tapahtuu näiden siirtymien esto. Näin saamme esimerkin kvantti-Zenon-ilmioistä. [14]

Kvantti-Zenon-ilmiö esiintyy useassa eri muodossa; epävakaan kvantttilan hajoamisen jäädytys eli pysäytys, kvanttisysteemin koherentin (yhtenäinen, johdonmukainen) kehityksen tukahdutus tai vaimennus, sekä näiden koherenssien rajoitus/eristys Hilbertin aliavaruuksiin. Nämä aliavaruudet ovat vektoriavaruuksia, joissa Cauchyn jono suppenee sisätulon indusoimalla metriikalla mitaten. [15]

Kvantti-Zenon-ilmion sovellukset voidaan jakaa kahteen kategoriaan selektiivisyyden mukaisesti; epäselektiivisiä mittauksia käyttävään itsenäiseen virhekorjaukseen (engl. autonomous error correction), sekä selektiivisiä mittauksia käyttävään kvanttivirheen havaitsemiseen ja aktiiviseen virhekorjaukseen [11].

Epäselektiivisiin mittauksiin kuuluu monipuolisia aiheita, muun muassa kvantti-Zenon aliavaruudet, dekoherenssittömät aliavaruudet ja fotonisulku. Selektiivisissä mittauksissa puolestaan esiintyy muun muassa ioniloukku ja suprajohtaviin piireihin perustuva arkkitehtuuri. [11] Molemmat mittaustavat vaimentavat (engl. suppress) evoluutiota pois päin siitä suojatusta tilasta tai aliavaruudesta, johon systeemi romahtuu mittausten seurauksena.

1.1.1 Epäselektiiviset mittaukset

Epäselektiivisellä mittauksella (engl. nonselective measurements) tarkoitetaan mitausta, jossa yksittäisiä mittaustuloksia ei erotella tai rekisteröidä, vaan tarkastellaan kaikkien mahdollisten tulosten ensemble-keskiarvoa³. Tällöin mittaus ei ehdollista järjestelmän tilaa tiettyyn ominaistilaan, mutta se aiheuttaa vaihekoherenssin menetyksen ja siten muuttaa järjestelmän dynamiikkaa. Epäselektiiviset mittaukset vaimentavat evoluutiota keskimääräisellä tasolla ja rajoittavat järjestelmän kehityksen tiettyyn Hilbertin aliavaruuteen, mikä on kvantti-Zenon-ilmiön keskeinen mekanismi. [11]

Epäselektiivisiä mittauksia hyödynnetään erityisesti tilanteissa, joissa tavoitteena on suojata kvanttitiloja ympäristön aiheuttamalta dekoherenssilta tai rajoittaa järjestelmän dynamiikkaa tiettyyn aliavaruuteen. Tällaisia sovelluksia ovat muun muassa kvantti-Zenon-aliavaruudet, dekoherenssittömät aliavaruudet sekä fotonisulku [11]. Näissä tapauksissa mittaukset toimivat dynaamisena supervalintasääntönä, joka estää järjestelmää siirtymästä aliavaruuden ulkopuolelle.

Dekoherenssi on tärkeä kvanttifysiikan termi, joka liittyy kvanttitilojen menettämiseen muuttuvissa ympäristöissä. Kvanttifysiikassa hiukkasilla ja systeemillä voi olla useita samanaikaisia tiloja eli superpositioita, mutta dekoherenssissa superpositio katoaa ja järjestelmä päätyy johonkin tiettyyn klassiseen tilaan. Dekoherenssi siis kuvaa kvanttijärjestelmän tilan muuttumista sen vuorovaikuttaessa ympäristön kanssa. Ympäristö pakottaa kvanttipartikkelit 'valitsemaan' tietyn tilan, jolloin järjestelmän alkuperäinen kvanttivaihtelu ja superpositio katoavat, ja tila muuttuu klassiseksi. [16]

Dekoherenssia voidaan havainnollistaa tarkastelemalla kahden tilan superpositiossa olevaa kvanttihiukkasta, joka voi olla kahdessa eri tilassa (A ja B) samanaikaisesti.

³Ensemble-keskiarvo löytää ominaisuuden keskiarvon monista hypoteettisista, identtisistä kopiaista ("ensemble") järjestelmässä.

kaisesti. Jos hiukkanen on täysin eristyksissä muista, se voi pysyä superpositiossa. Jos tämä hiukkanen kuitenkin alkaa vuorovaikuttaa ympäristönsä (esimerkiksi ilmanmolekyyliden tai säteilyn) kanssa, se menettää superposition ja päätyy johonkin tiettyyn tilaan, kuten A tai B. Tämä on dekoherenssille ominaista käyttäytymistä.

Kvantti-Zenon aliavaruudet puolestaan ovat Hilbertin avaruuden tietty sektori, johon kvanttijärjestelmä rajoittuu toistuvien mittausten vuoksi. Nämä mittaukset estävät järjestelmää kehittymästä tästä aliavaruudesta Hilbertin avaruuden muihin osiin. Se toimii dynaamisena supervalintasääntönä, jossa järjestelmän evoluutio rajoittuu aliavaruuteen, mikä rajoittaa tehokkaasti järjestelmän sallittuja tiloja. [17]

Fotonisulku tarkoittaa kvanttioptiikan ilmiötä, jossa yksittäinen foton estää toisen fotonin pääsyn samaan optiseen resonanssiin. Fotonisulussa onteloon tai resonanssiin pääsee vain yksi foton kerrallaan. Ensimmäinen foton muuttaa järjestelmän energiaa niin paljon, että toinen foton ei enää resonoi tai pääse sisään. Lopputuloksena valo käyttäytyy kuin yksittäisten fotonien virta, ei klassisena jatkuvana kenttänä. [18]

1.1.2 Selektiiviset mittaukset

Selektiivisessä mittauksessa (engl. selective measurements) yksittäinen mittaustulos rekisteröidään, ja järjestelmän tila ehdollistetaan saadun tuloksen perusteella. Mittaus aiheuttaa tilan projektion tiettyyn ominaistilaan, ja tämä projektiodynamiikka muodostaa mittauksen takaisinkytkennän, joka vaikuttaa järjestelmän myöhempään kehitykseen. Selektiiviset mittaukset kuvaavat siten yksittäisiä kvanttiprosesseja ja niiden mahdollisia kehityspolkuja, eivätkä pelkästään ensemble-keskiarvoa. [11]

Selektiiviset mittaukset vaimentavat järjestelmän evoluutiota yksittäisissä toteutuksissa ja mahdollistavat karkaamisten tai virheiden havaitsemisen reaaliajassa. Tämän vuoksi niitä käytetään aktiivisessa kvanttivirheenkorjauksessa, jossa mittaustulosten perusteella tehdään palautetoimenpiteitä järjestelmän pitämiseksi halutussa

aliavaruudessa. Selektiivinen kvantti-Zenon-ilmio on keskeinen osa esimerkiksi ioniloukkujen ja suprajohtavien kubittien arkkitehtuureja, joissa mittaukset ovat riittävän nopeita ja tarkkoja ohjaamaan yksittäisten kvantttilojen dynamiikkaa. [11]

Selektiivisten ja epäselektiivisten mittausten välinen ero on keskeinen kvantti-Zenon-ilmion ymmärtämisessä. Selektiiviset mittaukset vaikuttavat yksittäisiin kvanttipolutuksiin ja mahdollistavat aktiivisen kontrollin, kun taas epäselektiiviset mittaukset vaikuttavat ensemble-tasolla ja rajoittavat dynamiikkaa keskimääräisesti. Molemmat mittaustavat voivat johtaa kvantti-Zenon-ilmioon, mutta niiden fyysikaalinen mekanismi ja sovelluskohteet eroavat toisistaan.

1.1.3 Määritelmät

Esitetään ensemble-yhteensopiva (engl. ensemble-compatible) määritelmä ensisijaisena havaitsijana ilmiössä. [11]

Kvantti-Zenon-ilmio

Keskimääräistä (epäselektiivistä) luonnollisen tilan evoluutiota muokataan mittauksen aiheuttamalla vaihekoherenssin menetyksellä (engl. dephasing) siten, että todennäköisyys jäädä alkuperäiseen ominaistilaan on suunnilleen eksponentiaalinen hajoamiskehä nopeudella Γ_{mix} . Tämä määritelmä erottaa kaksi eri vallitsevaa (hallinto)järjestelmää (engl. regime) kvantti-Zenon-ilmiossa, jotka määritellään sekoi-tustason derivaatalla mittaustason γ suhteen, nimettäköön tämä Zeno-reaktioksi:

$$\mathcal{R}_Z(\gamma) \equiv \frac{-d\Gamma_{mix}}{d\gamma}.$$

Vallitsevat järjestelmät tunnistetaan juuri tämän Zeno-reaktion etumerkin perusteella:

Anti-Zeno järjestelmä

Γ_{mix} tehostuu kasvavalla mittaussnopeudella⁴, eli negatiivinen Zeno-reaktio

⁴Kuinka monta mittausta aikayksikköä kohti. Tässä tarkemmin kuinka nopeasti mittaustaso vaikuttaa kvanttijärjestelmän tilaan.

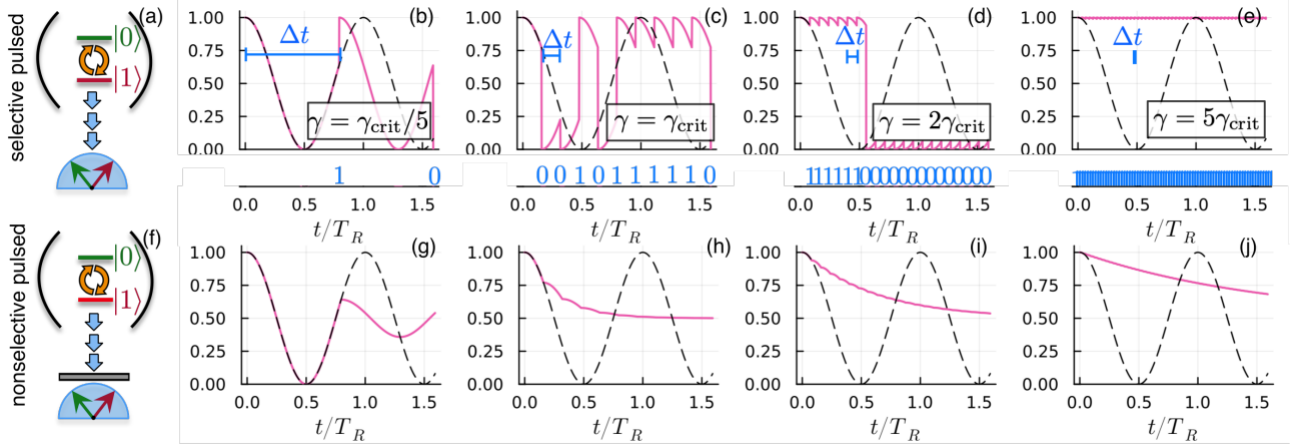
$$\mathcal{R}_Z(\gamma) < 0.$$

Vallitseva järjestelmä

Γ_{mix} tukahtuu kasvavalla mittaussnopeudella, eli positiivinen Zeno-reaktio

$$\mathcal{R}_Z(\gamma) > 0.$$

1.2 Mittaustavoista



Kuva 3. Alkuperäisen kubittitilan populaatiokehitys selektiivisissä (a-e) ja epäselektiivisissä (f-j) pulssiprojektiivisissä mittauksissa. [11]

Kvantti-Zenon-ilmion kannalta keskeinen tekijä on se, millä tavoin kvanttijärjestelmää mitataan. Mittaukset voidaan jakaa kahteen pääluokkaan: selektiivisiin ja epäselektiivisiin mittauksiin. Nämä mittaustavat eroavat toisistaan sekä informaation käsittelyn että mittauksen aiheuttaman takaisinkytkennän (engl. back-action) suhteen, ja ne johtavat erilaisiin dynamiikan muuntumisen muotoihin.

Selektiivisessä mittauksessa mittaustulos rekisteröidään ja järjestelmän tila ehdollistetaan saadun tuloksen perusteella. Tämä aiheuttaa tilan projektion tiettyyn ominaistilaan ja tuottaa yksittäiselle kvanttiprosessille ominaisen kehityspolun. Selektiiviset mittaukset mahdollistavat yksittäisten hyppyjen, karkaamisten ja virheiden havaitsemisen reaaliajassa, minkä vuoksi niitä hyödynnetään esimerkiksi ioniloukuissa ja suprajohtavissa kubittijärjestelmissä.

Epäselektiivisessä mittauksessa yksittäisiä mittaustuloksia ei erotella, vaan tarkastellaan mittausten ensemble-keskiarvoa. Tällöin mittaus aiheuttaa dekoherenssia ja vaihekoherenssin menetyksen ilman, että järjestelmä ehdollistuu tiettyyn tulokseen. Epäselektiiviset mittaukset vaimentavat järjestelmän kehitystä keskimääräisellä tasolla ja rajoittavat dynamiikan tiettyyn Hilbertin aliavaruuteen.

Kuva 3 havainnollistaa näiden kahden mittaustavan vaikutusta kubittitilan populaatiodynamiikkaan. Selektiivisissä mittauksissa populaatio seuraa yksittäisten projektiotapahtumien määrää ja ajoitusta, kun taas epäselektiivisissä mittauksissa populaatiokehitys heijastaa mittausten aiheuttamaa keskimääräistä dekoherenssia. Molemmat mittaustavat voivat johtaa kvantti-Zenon-ilmioon, mutta niiden fyysikaalinen mekanismi ja sovelluskohteet eroavat toisistaan merkittävästi.

1.3 Koetulokset

Tässä alaluvussa esitetään erilaisten kokeiden mittaustuloksia, jotka osoittavat tai joissa ilmenee kvantti-Zenon-ilmio.

1.3.1 Tilakoe

W. M. Itano et al. [4] tekemä koe perustuu R. J. Cookin esittämään kokeeseen, jossa taso 1 on perustila ja taso 2 on metastabiili viritystila. Perustila on atomin tila, jossa sillä on pienin mahdollinen energiataso. Viritystila puolestaan on kaikki ne tilat, joiden energia on suurempi kuin perustilan. Tässä kokeessa on käytetty tasoina 1 ja 2 erittäin hienoja alitasoja $(m_I, m_J) = (\frac{3}{2}, \frac{1}{2})$ ja $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ Be^+ :n perustilassa $2s^2S_{\frac{1}{2}}$. Tasojen etäisyys toisistaan on 320,7 MHz kokeessa käytetyssä magneettikentässä ($B \approx 0,8194 T$). Kokeessa on oletettu spontaanin rappeutumisen tasolta 2 tasolle 1 olevan vähäistä. Kokeen järjestelmänä toimi noin 5000 Be^+ -ionia lieriömäisessä Penning-loukussa. Loukun paine oli noin $10^{-8} Pa$, ja ionit olivat loukussa monta tuntia.

Taulukossa 1 esitetään ennustettuja ja havaittuja tuloksia. Ennakoidut ja havaitut arvot sopivat mittausvirheen – noin 0,02 – sisälle, joka on arvioitu signaalin kalibrointidatan sironnasta. Todennäköisyyksien yleinen lasku $n:n$ mukana ilmaisee kvantti-Zenon-ilmion. Todennäköisyyksien tulee olla 0 ja 1 välillä, mutta siirtymätodennäköisyyden satunnaiset vaihtelut fotonien määrässä voivat johtaa näennäiseen siirtymätodennäköisyyteen, joka on pienempi kuin nolla tai suurempi kuin 1. Esimerkiksi arvo -0,006 havaitulle $1 \rightarrow 2$ siirtymätodennäköisyydelle $n=64$ tarkoittaa siis vain havaittujen fotonien määrän olleen hieman suurempi kuin odotettu siirtymätodennäköisyydelle nolla. [4]

Taulukko I. Siirtymätodennäköisyyksien ennustetut ja havaitut arvot mittauspulssien määrän eri arvoille n . Havaittujen todennäköisyyksien epävarmuus on noin 0,02. Toisessa sarakkeessa esitetään yksinkertaistetusta laskennasta johtuvat siirtymätodennäköisyydet, joissa mittauspulssien oletetaan olevan kestoiltaan nolla ja joissa optinen pumppaus jätetään huomioimatta. [4]

n	$\frac{1}{2}(1 - \cos^n(\frac{\pi}{n}))$	1 \rightarrow 2 siirtymä		2 \rightarrow 1 siirtymä	
		Ennustettu	Havaittu	Ennustettu	Havaittu
1	1,0000	0,995	0,995	0,999	0,998
2	0,5000	0,497	0,500	0,501	0,496
4	0,3750	0,351	0,335	0,365	0,363
8	0,2346	0,201	0,194	0,217	0,209
16	0,1334	0,095	0,103	0,118	0,106
32	0,0716	0,034	0,013	0,073	0,061
64	0,0371	0,006	-0,006	0,080	0,075

1.3.2 Erittäin kylmä hilakaasu

Y. S. Patil et al. [15] suorittama koe tutki kvantti-Zenon-ilmiötä erittäin kylmässä hilakaasussa (engl. ultracold lattice gas). Kokeessa käytettiin in situ⁵ -hilakuvaustekniikkaa osoittamaan kvanttitunneloinnin vaimentamista ja hallintaa hilakaasussa kvantti-Zenon-ilmiön avulla. Kuvantamismenetelmä erotti fluoresenssin hilakaasusta säilyttäen samalla atomit hilan alimmalla värähtelykaistalla (engl. ground vibrational band).

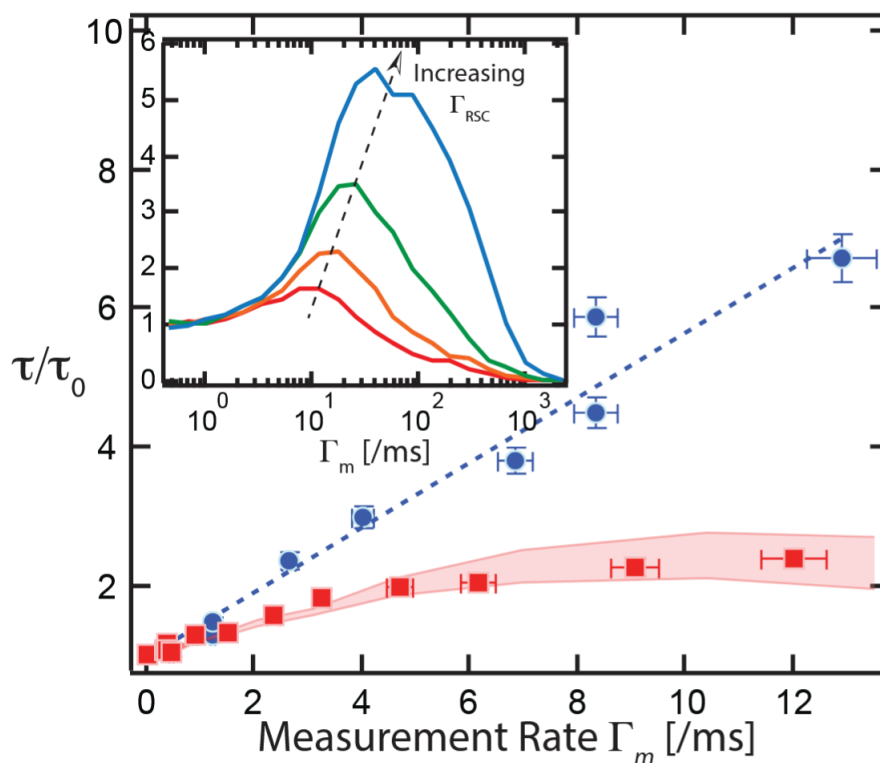
Kokeessa valmisteltiin ultrakylmiä kaasuja 3D-hilan alimman värähtelytilan kaislaan. Ilman kuvantamissekvenssiä hilakaasulla on sille tyypillinen kahden kappaleen elinikä τ_0 , joka riippuu hilan syvyydestä (ja vastaavasta "paljaasta" tunnelointinopeudesta) ja Raman-sivukaistajähdytyksen (engl. Raman sideband cooling, RSC) aiheuttamasta jäännösvalon siroinnasta. Kun sivukaistajähdytys on päällä, hilakaasu altistetaan lisäksi joko jatkuville tai pulssitetuille paikkamittauksille hilan kuvantamissekvenssin avulla eri mittausnopeuksilla. Tätä nopeutta voidaan säätää hyvin laajalla dynaamisella alueella $\mathcal{O}(10^4)$ (eli mittausnopeus on noin $10^4/s$) muuttamalla fluoresenssia indusoivan optisen kentän intensiteettiä. Näin tutkittiin sekä heikon että vahvan mittauksen rajoja sekä niiden välistä siirtymäaluetta. [15]

Alhaisilla kuvantamisnopeuksilla havaittiin, että kahden hiukkasen elinaika ei muutu mittausten seurauksena, mikä osoittaa paikkamittausten vaikutuksen olevan vähäinen koherenttiin tunnelointiin. Kun kuvantamisnopeutta kasvatetaan, hilakaasun kahden hiukkasen elinaika alkaa kuitenkin kasvaa. Tämä merkitsee siirtymää heikon mittauksen alueelta vahvan mittauksen alueelle, jossa mittausten aiheuttama atomien lokalisaatio eli paikantaminen alkaa hallita tunnelointidynamiikkaa. Kun mittausnopeus ylittää selvästi koherentin tunneloinnin nopeuden, mitattu elinikä kasvaa lineaarisesti mittausnopeuden kanssa (kuva 4, siniset pisteet). Tämä on

⁵Tässä in situ -kuvantaminen tarkoittaa, että atomeja mitataan suoraan niiden ollessa hilassa, ilman että niitä siirretään toiseen ansaan tai detektoriin.

tyypillinen kvantti-Zeno-ilmion piirre: fluoresenssin lisääminen hidastaa fotoassosiaatiota. Toistuvat projektiomittaukset kuvantamissekvenssin aikana voivatkin lähes kymmenkertaistaa koherentin tunneloinnin suppression eli tukahtumisen. [15]

Kun mittausnopeudet Γ_m ylittävät Raman-jäähdytysnopeuden Γ_{RSC} , mittaukset alkavat nostaa atomeja korkeampiin värähtelykaistoihin (engl. vibrational bands). Näissä kaistoissa tunnelointi on nopeampaa, mikä aiheuttaa poikkeaman elinajan τ lineaarisesta skaalauksesta Γ_m :n suhteen. Tämä poikkeus ilmenee helpommin matalissa hiloissa oleville atomeille, sillä se johtuu Raman-jäähdytysnopeuden ja hilan syvyyden suhteellisesta suhteesta. [15]



Kuva 4. Esitetyt mittauspisteet kuvaavat kahden hiukkasen elinaikoja Zeno-alueella hilaparametreilla $s = 9,5(1,5)$ (punaiset) ja $s = 21(2)$ (siniset) osalta. Varjostettu alue (punainen) edustaa Monte Carlo -simulaatiota mittausprosessin kineettisestä mallista. Lisäkuvassa on simuloitu kahden kappaleen elinikä mittausnopeuden funktiona; korkeampiin kaistoihin siirtymisen aiheuttama tunneloinnin kasvu alkaa suuremmilla Γ_m -arvoilla, kun Raman-jäähdytyksen nopeus kasvaa (alhaalta ylöspäin). [15]

1.3.3 Säteilevä ja radioaktiivinen hajoaminen

Teorian mukaan minkä tahansa epävakaan kvanttitalan rappeutumista voidaan estää kvantti-Zenon-ilmiöllä. A. G. Kofman ja G. Kurizki kuitenkin tutkivat ja osoittivat kvantti-Zenon-ilmiön olevan saavuttamaton säteilevässä tai radioaktiivisessa hajoamisessa, sillä vaaditut mittaussnopeudet aiheuttaisivat järjestelmän hajoamisen. He osoittivat myös, että nämä prosessit voivat nopeutua tiheillä mittauksilla — nimellisesti anti-Zenon-ilmiö. Tästä lisää kappaleessa 2. [19]

1.4 Minimaalinen kubittimalli

Tarkastellaan kvanttibittiä eli kubittia, jossa värähtelevä Hamiltonin evoluutio (selitys) häiriintyy toistuvilla kvanttimitauksilla (engl. quantum non-demolition, QND), eli mittauksilla jotka erottavat ominaistilat häiritsemättä niitä. Kvantti-Zenon-ilmiö esiintyy tässä, sillä toistuvat mittaukset keskeyttävät luonnollisen värähtelyevoluution. [11]

Erotellaan valikoivat mittaukset, jotka ovat riippuvaisia tiettyjen mittaustulosten saamisesta, ja epäselektiiviset mittaukset, jotka ovat keskiarvoja kaikista mahdollisista tuloksista, jotka olisivat voineet tapahtua. Tämä järjestelmä kartoittaa erilaisia kokeellisia toteutuksia, jotka on esitetty lähteen [11] sivulla 20, taulukossa 1. [11]

2 Anti-Zenon-ilmiö

Kvantti-Zenon-ilmiö pysäyttää tilan hajoamisen, mutta vastakohtainen anti-ilmiö kiihdyttää sitä. Estävä kvantti-Zenon-ilmiö on toteutettavissa rajoitetussa systeemi-luokassa, kun taas päinvastainen anti-Zenon-ilmiö vaikuttaa olevan paljon yleisempi [13, 19].

Aiemmin annettiin kolme määritelmää kvantti-Zenon-ilmiölle, joista toinen käsittelee anti-Zenon-ilmiötä. Tämä on yhdenmukainen määritelmien kanssa, jotka ver-

taavat ei-Markovialaista eli toistumatonta hajoamisnopeutta ilman, että mittaus häiritsee toista, ja näkevät onko jälkimmäinen suurempi (anti-Zeno) vai pienempi (Zeno) kuin edellinen. [11]

G. Kurizkin ja A. G. Koffmanin tekemän tutkimuksen mukaan kyky pysäyttää evoluutiota riippuu sen ajan, jossa partikkeli voi palata alkuperäiseen tilaan, ja mittausten välisen intervallin välisestä suhteesta. Jos intervalli on suurempi kuin palaamisaika, rappeutumisen taso kasvaa, jolloin puhutaan anti-Zenon-ilmisestä. Kurizkin ja Koffmanin tutkimus siis väittää, että anti-Zenon-ilmio voi esiintyä kaikissa rappeutumisen vaiheissa, kun taas kvantti-Zenon-ilmio vaatii paljon harvinaisempia olosuhteita toteutuakseen. [19]

2.1 Kokeellinen toteutus

Zhang et al. [20] tutkivat anti-Zenon-ilmiota (engl. quantum anti-Zeno effect, QAZE) kokeellisesti yhden loukkuun jääneen $^{40}\text{Ca}^+$ -ionin kautta. Tutkittu teoreettinen malli muistutti A. Luis'n teoriaa [21], eli systeemissä oletetaan olevan tasorakenne, joka on esitetty kuvassa 5(a). $|1\rangle$ ovat perustiloja ja $|2\rangle$ ovat metastabiileja viritystiloja. Näitä tiloja yhdistää säteilykenttä, jossa on kytkentävakio Ω_1 ja sivuunviritys δ_1 (engl. detuning). Systeemin Hamiltonin operaattori on muotoa ($\hbar=0$):

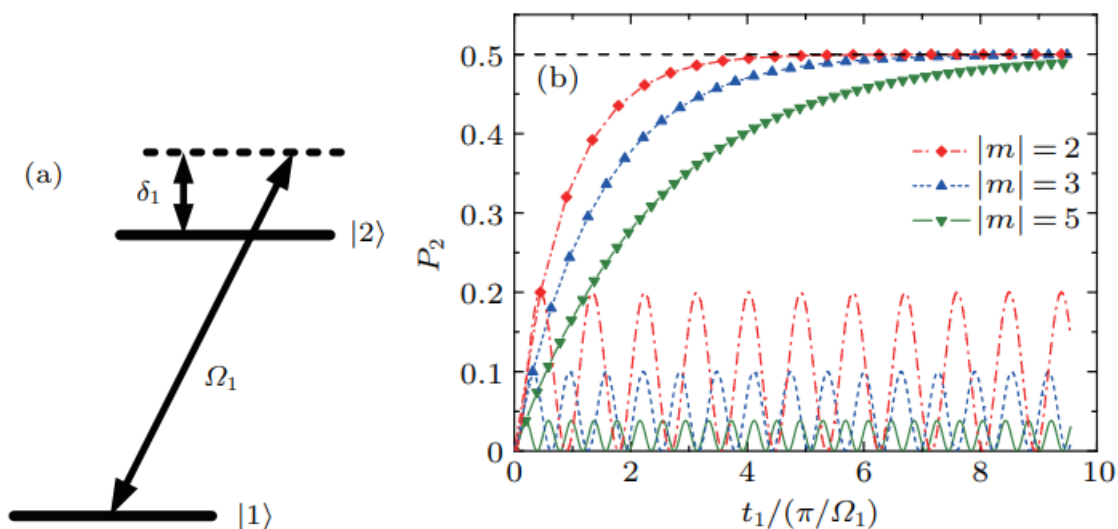
$$H_1 = -\delta_1|2\rangle\langle 2| + \frac{\Omega_1}{2}(|1\rangle\langle 2| + |2\rangle\langle 1|).$$

Jos systeemi on aluksi tasolla $|1\rangle$, systeemin todennäköisyys olla tasolla $|2\rangle$ ajan hetkellä t_1 on

$$P_2(t_1) = \frac{1}{m^2+1} \sin^2(\Omega'_1 t_1/2),$$

missä $\Omega'_1 = \sqrt{\Omega_1^2 + \delta_1^2}$ ja $m = \delta_1/\Omega_1$. Tämä on Rabin oskillaatio⁶ eli värähtely, mikä on esitetty kuvassa 5(b) sinikäyrillä. Voidaan päätellä, että kun $|m|$ on riittävän suuri, systeemi pysyy aina tilassa $|1\rangle$. [20]

⁶Jaksollinen ja palautuva energianvaihto kahden kvanttitalan välillä, kun se altistetaan värähteleväälle ulkoiselle voimalle. [22]



Kuva 5. (a) Säteililyöntien ohjaama kaksitasoinen systeemi. (b) Teoreettisen QAZE:n kuvaajat. Sinityyppiset käyrät osoittavat todennäköisyyden P_2 evoluution mittamattomassa tapauksessa vaihtelevalla $|m| = 2, 3, 5$, kun taas kuvioilla merkityt käyrät merkitsevät P_2 mitaten. Mittaukset voivat parantaa siirtymistä $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ ylärajaan 0,5 asti. [20]

Käyttämien kuvattua järjestelmää, kokeessa toteutettiin täydellinen kontrollijakso. Ensiksi ioni siepattiin loukkuun ja alustettiin Doppler-jäähdytyksen⁷, optisen pumppauksen⁸ ja sivukaistajäähdytyksen avulla. Tämän jälkeen ioni valmisteltiin yli 97%:n todennäköisyydellä tasoon $|1\rangle$. Lopuksi koherentti evoluutio, romahdusmittaus ja lopulliset tilanhavaitsemisprosessit suoritettiin peräkkäin. Koherentin evoluution aikana tasoja $|1\rangle$ ja $|2\rangle$ yhdistävä 729 nm laser kytkettiin päälle ajaksi, jota säätää Hamiltonin operaattori H_1 . Koherenssia rajoittivat magneettikentän heilahdellut, jotka aiheuttivat energiatilojen linjalaaajenemista. Tämä minimoitiin synkronoimalla sekvenssit voimalinjan 50 Hz:n vaiheeseen [20].

Kokeesta saatiin tulokset neljällä eri asetuksella, joissa muunnettiin aikavälin τ , taajuuden n tai laserin voimakkuutta (729 nm \rightarrow 397 nm). Artikkelissa [20] kuva-

⁷Käytetään atomien liikkeen vangitsemiseen ja hidastamiseen aineen jäähdyttämiseksi.

⁸Käytetään valoa siirtämään atomien elektroneja alemmilla energiatasoilla ylemmille, jotta niiden kvanttitoja voidaan hallita.

taan kokeen tarkempi matemaattinen prosessi, jota ei käsitellä tässä tutkielmassa tarkemmin. Saatuja tuloksia vertaamalla havaittiin, että todennäköisyys P_2 on suurempi, kun asetetut romahdusmittaukset ovat olemassa. Eli siirtymä $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ kasvaa nopeammin lisättyjen romahdusmittausten avulla, mikä on tyypillistä QAZE:lle. Oli myös selvää, että parannus (engl. enhancement) voi olla huomattavampi, jos $|m|$ on pienempi. [20]

3 Yhteenveto

Kvantti-Zenon-ilmio on kvanttimekaniikan erityispiirre, jossa kvanttijärjestelmän luonnollinen kehitys hidastuu tai jopa pysähtyy tiheiden mittausten seurauksena. Ilmiö perustuu siihen, että jokainen mittaus romahduttaa aaltofunktion takaisin ominais-tilaansa ja näin estää siirtymät muihin tiloihin. Tätä voidaan hyödyntää esimerkiksi kvanttitilojen suojaamisessa, virheenkorjauksessa ja koherenssin ylläpitämisessä.

Tutkielmassa tarkasteltiin ilmiötä sekä teoreettisesti että kokeellisesti. Teoriaosassa käsiteltiin selektiivisiä ja epäselektiivisiä mittauksia, kvantti-Zenon-aliavaruuksia ja dekoherenssin roolia. Kokeelliset esimerkit – ioniloukut, ultrakylmät hilakaasut ja yksittäisen atomin tiladynamiikka – osoittivat, että mittaustiheyden kasvattaminen voi merkittävästi vaimentaa koherenttia evoluutiota. Toisaalta havaittiin myös tilanteita, joissa mittaukset nopeuttavat hajoamista, mikä tunnetaan anti-Zenon-ilmionä.

Anti-Zenon-ilmio osoittautui teorian mukaan jopa yleisemmäksi kuin varsinainen Zenon-ilmio, sillä se syntyy aina, kun mittausväli ylittää systeemin luonnollisen palaamisajan. Näin ollen kvantti-Zenon-ilmio ei ole universaali, vaan vaatii tarkasti kontrolloidut olosuhteet.

Kokonaisuutena kvantti-Zenon-ilmio tarjoaa sekä syvällisen näkökulman kvanttimekaniikan mittausongelmaan että käytännöllisiä työkaluja kvanttilaskennan ja kvanttiteknologioiden kehittämiseen.

Tekoälyn käyttö tutkielmassa

Tutkielmassa on hyödynnetty tekoälyohjelmaa Microsoft Copilot suomentamisen tukena. Tekoälyn antamia suoria käännöksiä ei ole käytetty, vaan hyödynnetty etsimään yleisiä suomenkielisiä vastineita tieteellisille termeille.

Viitteet

- [1] D. Bostock, Proceedings of the Aristotelian Society **73**, 37 (1973) [doi:10.1093/aristotelian/73.1.37](https://doi.org/10.1093/aristotelian/73.1.37).
- [2] J. Von Neumann, kirjassa *Mathematical Foundations of Quantum Mechanics: New Edition*, toimittanut N. A. Wheeler (Princeton University Press, 2018) [doi:10.2307/j.ctt1wq8zhp](https://doi.org/10.2307/j.ctt1wq8zhp).
- [3] B. Misra ja E. C. G. Sudarshan, Journal of Mathematical Physics **18**, 756 (1977) [doi:10.1063/1.523304](https://doi.org/10.1063/1.523304).
- [4] W. M. Itano, D. J. Heinzen, J. J. Bollinger ja D. J. Wineland, Physical Review A **41**, 2295 (1990) [doi:10.1103/PhysRevA.41.2295](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.41.2295).
- [5] H. Nakazato, M. Namiki, S. Pascazio ja H. Rauch, Physics Letters A **217**, 203 (1996) [doi:10.1016/0375-9601\(96\)00350-7](https://doi.org/10.1016/0375-9601(96)00350-7).
- [6] K. Snizhko, P. Kumar ja A. Romito, Physical Review Research **2**, 033512 (2020) [doi:10.1103/PhysRevResearch.2.033512](https://doi.org/10.1103/PhysRevResearch.2.033512).
- [7] P. Facchi ja S. Pascazio, Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical **41**, 493001 (2008) [doi:10.1088/1751-8113/41/49/493001](https://doi.org/10.1088/1751-8113/41/49/493001).
- [8] S. Becker, N. Datta ja R. Salzmann, Annales Henri Poincaré **22**, 3795 (2021) [doi:10.1007/s00023-021-01075-8](https://doi.org/10.1007/s00023-021-01075-8).
- [9] K. A. Makarov ja E. Tsekanovskii, *The mathematics of open quantum systems: dissipative and non-unitary representations and quantum measurements* (World Scientific New Jersey London Singapore Beijing Hong Kong Taipei Chennai Tokyo, 2022).
- [10] N. Bagis, The Zenon effect in Quantum Mechanics, 2009, arXiv:0906.0830 [physics].
- [11] S. Greenfield, A. Kamal, J. Dressel ja E. Levenson-Falk, A unified picture for quantum Zeno and anti-Zeno effects – a review, 2025, arXiv:2506.12679 [quant-ph].
- [12] Z.-Y. Zhang, H.-C. Chen, X. Liu, L.-H. Zhang, B. Liu, S.-Y. Shao, J. Zhang, Q.-F. Wang, Q. Li, Y. Ma, T.-Y. Han, Y.-J. Wang, D.-Y. Zhu, J.-D. Nan, Y.-M. Yin, Q.-Q. Fang, D.-S. Ding ja B.-S. Shi, Quantum Zeno Effect in the Spatial Evolution of a Single Atom, 2025, arXiv:2509.24438 [quant-ph].
- [13] A. Venugopalan, Resonance **12**, 52 (2007) [doi:10.1007/s12045-007-0038-x](https://doi.org/10.1007/s12045-007-0038-x).
- [14] C. Presilla, R. Onofrio ja U. Tambini, Annals of Physics **248**, 95 (1996) [doi:10.1006/aphy.1996.0052](https://doi.org/10.1006/aphy.1996.0052).
- [15] Y. S. Patil, S. Chakram ja M. Vengalattore, Physical Review Letters **115**, 140402 (2015) [doi:10.1103/PhysRevLett.115.140402](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.140402).

- [16] G. Barenboim ja A. M. Gago, Physical Review D **110**, 095005 (2024) [doi:10.1103/PhysRevD.110.095005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.110.095005).
- [17] P. Facchi ja S. Pascazio, Physical Review Letters **89**, 080401 (2002) [doi:10.1103/PhysRevLett.89.080401](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.080401).
- [18] A. Imamoglu, H. Schmidt, G. Woods ja M. Deutsch, Physical Review Letters **79**, 1467 (1997) [doi:10.1103/PhysRevLett.79.1467](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.79.1467).
- [19] A. G. Kofman ja G. Kurizki, Nature **405**, 546 (2000) [doi:10.1038/35014537](https://doi.org/10.1038/35014537).
- [20] M.-C. Zhang, W. Wu, L.-Z. He, Y. Xie, C.-W. Wu, Q. Li ja P.-X. Chen, Chinese Physics B **27**, 090305 (2018) [doi:10.1088/1674-1056/27/9/090305](https://doi.org/10.1088/1674-1056/27/9/090305).
- [21] A. Luis, Physical Review A **67**, 062113 (2003) [doi:10.1103/PhysRevA.67.062113](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.67.062113).
- [22] Rabi oscillations, <https://www.photonics.com/Dictionary/Rabi-oscillations/d8574>.