

PÁL LÉNÁRD ÉS A FIZIKAI SZEMLE

Pál Lénárd 1990 júliusától – az általa vezetett *Magyar Fizikai Folyóirat* és a *Marx György* főszerkesztésével irányított *Fizikai Szemle* egyesülésétől – 2002 decemberéig volt a *Fizikai Szemle* társfőszerkesztője. 1954 és 2009 között folyóiratunkban az alábbi írásokat publikálta.

Ferromágneses kutatások a Szovjetunióban — 1954/67

Szabadságunk tizedik évfordulójára — 1955/35

Ferromágneses félvezetők — 1956/156

Felkészülés az első magyar kísérleti atomreaktor felhasználására (társ szerzők: Kiss D., Kiss I.) — 1958/203

Gausser Károly, Sztróckay Kálmán: Az ember és a csillagok (könyvismertetés) — 1964/130

A fizika és a matematika kapcsolatáról — 1965/231

Irène Joliot-Curie (1879–1956) — 1966/259

Húsz éves a KFKI — 1970/215

Részecskefizika – ma és holnap — 1971/177

Fizika és társadalom — 1975/121

Miről mesélnek a fluktuációk? — 1976/401

Gondolatok a jövőről a nagy „tűzlopás” ürügyén — 1977/361

Gondolatok a kutatásról és a termelési szerkezetéről — 1978/11
MTESZ története — 1981/77

Megnyitó beszéd a GIREP Konferencián — 1982/41

A kis országok szerepe a nemzetközi űrkutatásban — 1984/169

A tudományos–technikai haladás és a nukleáris fegyverkezés — 1984/281

A tudományos és műszaki haladás időszerű kérdései — 1986/281

„A KFKI megjelenése sokakban váltott ki ellenérzéseket” — 1992/348

Marx György 70 — 1997/146

Marx György (szerk.): Szilárd Leó centenáriumi kötet (könyvismertetés) — 1998/142

Marx György: Szilárd Leó (könyvismertetés) — 1998/63

Bragg-díj 2001 — 2001/35

Köszönet a Wigner Jenő-díjért — 2001/368

Marx György 75 éves (társ szerző: Berényi D.) — 2002/133

Marx György: Wigner Jenő (könyvismertetés) — 2002/324

Mindig izgatott a „miért?” kérdése – beszélgetés *Jéki Lászlóval* — 2005/395

Ötven éve a KFKI-ban — 2009/81

NEMLINEÁRIS KVANTUMPROTOKOLLOK VISELKEDÉSE ZAJ JELENLÉTÉBEN

Kálmán Orsolya, Kiss Tamás
Wigner Fizikai Kutatóközpont

A kvantuminformátika gondolata jó ideje jelen van az elméleti kutatásban és napjainkban már a laboratóriumokban is ígéretes kísérletek folynak. Egyre több, egyre tisztább és zajmentesebb qubitet lehet kontrolláltan előállítani, feldolgozni és továbbítani. Ezek a mesterségesen életre hívott kvantumrendszerek, reményeink szerint, alkalmasak lesznek hasznos feladatok végrehajtására, fontos problémák megoldására.

A helyzet például arra a korszakra emlékeztet, amikor az első gőzgépeket megépítették. A híres 1666-os évet *Isaac Newton* a pestis járvány miatt bezárt Oxfordi Egyetemről visszahúzódva töltötte. Ebben a csodálatos évben, *annus mirabilis*, fektette le (saját emlékei szerint) azokat az alapokat, melyekre építve 1687-ben megjelentette a *Philosophiæ Naturalis Principia Mathematica* című könyvét. Nem

sokkal ez után, a század utolsó éveiben kezdtek el gőzgépeket konstruálni, nagyrészt a newtoni mechanika elméleti alapjait felhasználva. A gőzgépeket, ezeket a mesterséges fizikai rendszereket tanulmányozva, határfokukat fokozatosan javítva azután a tudósok alapvető fizikai felismeréseket tettek, amiből egy teljesen új tudományterület, a termodinamika fejlődött ki. A mesterségesen konstruált kvantuminformátikai rendszerek tanulmányozása is hasonlóan inspirálóan hat manapság a fizikusokra. Ennek köszönhetően az elmúlt néhány évtizedben nagy figyelem irányult a kvantummechanika néhány alapvető tulajdonságának vizsgálatára: így például az összefonódásra, a kvantummechanikai mérésre, vagy a nyílt, zajos rendszerek viselkedésére.

A kvantuminformációs protokollok kétállapotú kvantumrendszerek, úgynevezett *qubitek* koherens időfejlődésén, valamint a rajtuk végzett méréseken,

Készült a 30. Magyar Fizikus Vándorgyűlésen (Sopron, 2019. augusztus 21–24.) elhangzott előadás alapján.



Kálmán Orsolya fizikus, a Wigner FK Kvantumoptikai és Kvantuminformátikai Osztályának tudományos főmunkatársa. Egyetemi tanulmányait a Szegedi Tudományegyetemen végezte és ugyanitt szerzett PhD fokozatot fizikából 2010-ben. Kutatási területe a spintronikai és hideg atomi rendszereken kívül a gyakorlati megvalósítási lehetőségekkel rendelkező kvantuminformátikai protokollok vizsgálata. 2019-ben az ELFT Gombás Pál-díjjal jutalmazta.



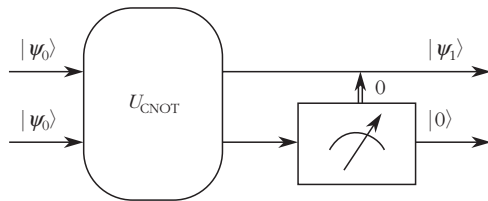
Kiss Tamás fizikus, a Wigner FK Kvantumoptikai és Kvantuminformátikai Osztályának vezetője. 1999-ben szerzett PhD fokozatot az ELTE-n. Kutatási területe a kvantuminformátika elmélete és gyakorlata, valamint a kvantummechanika alapjaihoz kapcsolódó problémák, így például az a kérdés, hogy a kvantum rendszereket hogyan zavarják meg a rajtuk végzett mérések. Számos ötletét megvalósították fotonikus kísérletekben. Éveket töltött a skóciai St. Andrews-i egyetemen, illetve több német kutatócsoportban.

illetve a mérések alapján alkalmazott szelekción alapulnak. Az egyes kvantummechanikai mérések kimenete fundamentálisan véletlenszerű. A megmért qubitet csak egy bizonyos valószínűséggel találjuk valamelyik állapotban. Munkánkban olyan protokollokra fókuszálunk, amelyekben közbeiktatott méréseket végzünk és a dinamikát csak olyankor folytatjuk, ha a mérés az általunk előírt állapotot adja, ellenkező esetben úgy tekintjük, hogy protokollunk lépése „nem sikerült”. Ez tehát azt jelenti, hogy egy lépés csak bizonyos valószínűséggel következik be, de ha sikeres volt, akkor a kezdőállapot egyértelműen meghatározza a végállapotot.

Egy ilyen nagyon egyszerű alpprotokollt újra és újra hattanva egy qubit dinamikája meglepően gazdag viselkedést mutat: komplex, determinisztikus káosz jelenik meg, amelyet a kezdőállapotok terében egy fraktál jelez. Ez a pókhálószerű képződmény választja el egymástól a különböző konvergenciaregiókat. A fraktál egy pontjából indulva nehezen megjósolható, úgynevezett kaotikus viselkedést kapunk. Ugyanezen elrendezés egy másik paraméterbeállítás esetén gyökeresen más arcát mutatja: minden kezdőállapot kaotikus viselkedéshez vezet. A rendszer ebben az esetben ergodikus: az időfejlődés során tetszőleges kezdőállapot kis környezete véges lépés alatt bejárja a teljes fázisteret. Mindez tiszta, külső zajtól mentes kezdőállapotokra igaz. Mi történik azonban akkor, ha a kezdőállapot zajos? Ezt vizsgáljuk ebben a munkában. Az első esetben azt tapasztaljuk, hogy a zaj mennyiségét fokozatosan növelve megmarad a fraktál, sőt egy kritikus zajmennyiségig a fraktáldimenzió sem változik. A kritikus pontban a fraktál eltűnik, a jellemző fraktáldimenzió lépcsőszerűen ugrik, ami egy fázisátalakuláshoz hasonlít. A másik említett esetben viszont tetszőlegesen kis zajt adagolva a kezdőállapothoz hosszútávon elveszítjük az ergodikusságot és bármely zajos kezdőállapot a maximálisan zajos végállapothoz tart.

Mérésekkel indukált nemlineáris dinamika

Tegyük fel, hogy van egy qubitsokaságunk, amelynek kvantumállapota kezdetben valamilyen $|\psi_0\rangle$ állapot, majd vegyünk ezekből párokat, amelyeken hajtsunk végre egy alapvető kétqubitese összefonó műveletet, például a CNOT műveletet (1. ábra).



1. ábra. A legegyszerűbb nemlineáris séma.

A CNOT (Controlled NOT) elnevezés onnan ered, hogy a két qubit közül az egyik (a kontroll qubit, az ábrán A -val jelölve) állapota határozza meg, hogy a

másik qubiten (a cél qubiten, az ábrán B -vel jelölve) végrehajtható-e a NOT művelet vagy sem. Ha a kontroll qubit (A) állapota $|0\rangle$, akkor a cél qubit (B) változatlan marad, ha pedig a kontroll qubit állapota $|1\rangle$, akkor a cél qubit állapota az ellenkezőjére változik. A $|0\rangle$ és a $|1\rangle$ állapotok alkotják az úgynevezett számítási bázist, vagyis ezen vektorok komplex számokkal vett lineáris kombinációjával fejezhető ki a qubit tetszőleges tiszta állapota. A CNOT művelet után mérjük meg a B -vel jelölt qubitet. Ha a mérési eredményünk 0, akkor tartjuk meg A -t, ellenkező esetben dobjuk el. Ez a nagyon alapvető protokoll – amelyet [1]-ben javasoltak először – arra vezet, hogy a megmaradt A qubit kvantumállapota a kezdeti állapothoz képest nemlineárisan változik meg. Írjuk ugyanis a $|\psi_0\rangle$ állapotot (kezdetben ebben az állapotban van A és B is) egyetlen z komplex számmal paraméterezve:¹

$$|\psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1 + |z|^2}} (|0\rangle + z|1\rangle),$$

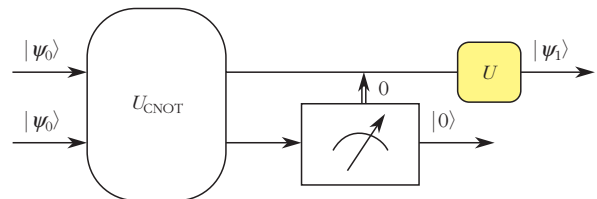
majd a bemenő kétqubitese állapotot pedig úgy, mint $|\Psi_0\rangle = |\psi_0\rangle_A \otimes |\psi_0\rangle_B$. A CNOT művelet elvégzése után, ha a B qubiten végrehajtott mérés eredménye 0, akkor az A qubit állapota:

$$|\psi_1\rangle_A = \frac{1}{\sqrt{1 + |z|^4}} (|0\rangle + z^2|1\rangle),$$

vagyis az eredetileg z -vel jellemzett állapot a protokoll sikeres végrehajtása után z^2 -tel írható le, azaz nemlineárisan transzformálódik. Mivel egy kvantumállapotot egyértelműen jellemez egy z komplex szám, ezért elegendő a z komplex számon értelmezett $f(z)$ függvény tulajdonságait vizsgálnunk.

Érdekes protokollok tiszta állapotokon

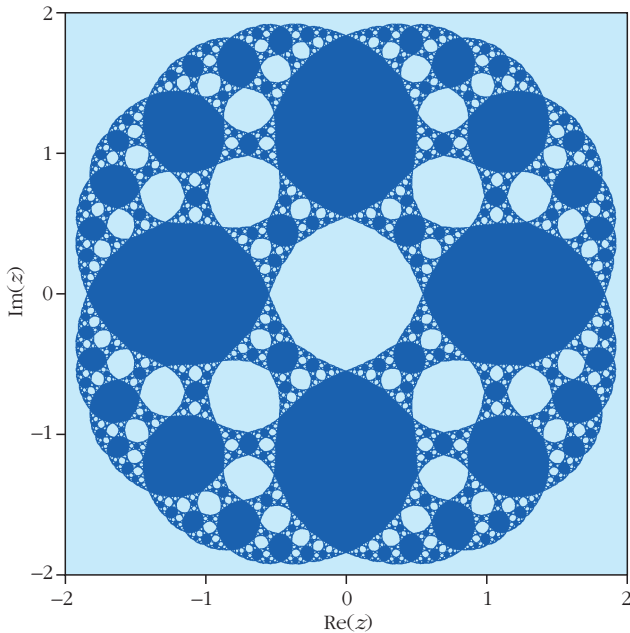
A fent bemutatott sémát kiegészíthetjük egy – a megtartott A qubiten ható – további egyqubitese U művelettel (2. ábra).



2. ábra. A nemlineáris séma kiegészítve egy U egyqubitese művelettel.

Az U művelet – a sémára jellemző komplex függvények tulajdonságait is figyelembe véve – általánosan két valós paraméterrel írható le, amelyek értékétől függően igen jelentősen különböző nemlineáris leképezések jöhetnek létre. A továbbiakban két speciális esettel foglalkozunk.

¹A két komplex együttható helyett elég egyet használni, mert a kvantumállapot egyre normált és a komplex fázisa tetszőleges lehet.



3. ábra. A kezdőállapotokat reprezentáló komplex z sík, aszerint színezve, hogy az adott pont az f_H függvény páros számú iterálása után a $z^{(1)}$ ponthoz (világoskék), vagy a $z^{(2)}$ ponthoz (sötétkék) konvergál.

Legyen az egyqubites leképezés egy úgynevezett Hadamard-kapu

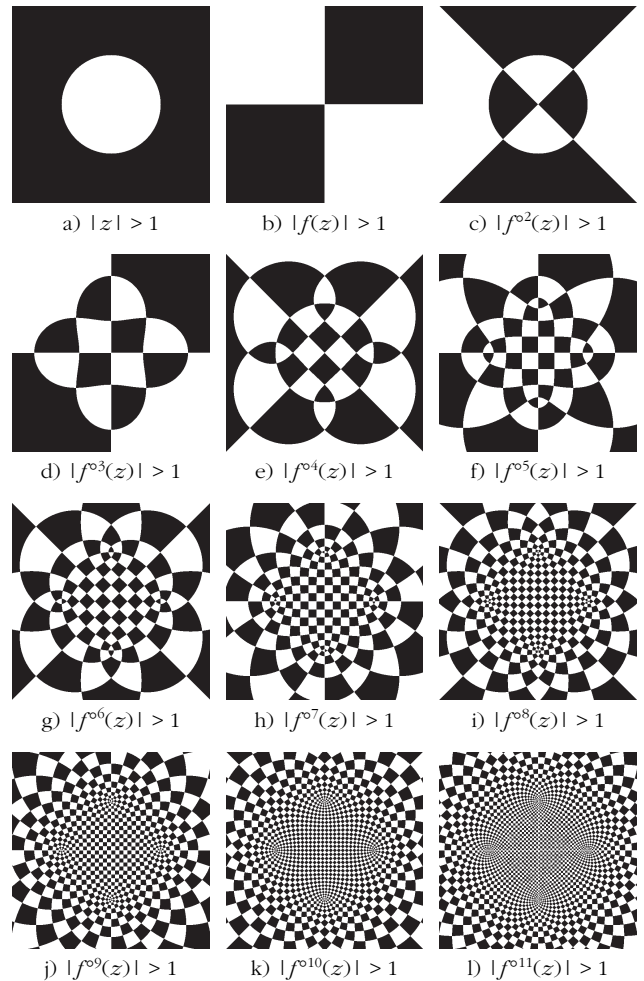
$$U_H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Ekkor a 2. ábrán bemutatott séma az

$$f_H(z) = \frac{1 - z^2}{1 + z^2}$$

nemlineáris leképezést eredményezi. Ha elgondoljuk, hogy a kezdeti qubitsokaságunk nagy, akkor a protokollt több qubitpáron is megismételhetjük, majd a sikeresen transzformált qubiteket is párba állíthatjuk és rajtuk még egyszer végrehajthatjuk a protokollt, majd a sikeresen transzformáltakon ismét és így tovább. Az egyes lépések az $f_H(z)$ függvény iteráltjainak feleltethetők meg. Egy ilyen típusú időfejlődést tehát a komplex függvény iteratív dinamikai tulajdonságaival jellemezhetünk.

Az f_H függvénynek egy vonzó ciklusa van: a $z^{(1)} = 0 \leftrightarrow z^{(2)} = 1$ ciklus és ugyanannyi iterációs lépés után a kezdeti állapotok egy része $z^{(1)}$ -hez, másik része $z^{(2)}$ -höz tart (3. ábra), majd egy lépés után váltanak. A kvantumállapotok nyelvén ez a 2-hosszú ciklus a $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ ciklusnak felel meg. A két szín határvonala egy olyan zárt halmaz, az úgynevezett Julia-halmaz, amelyből a leképezés az iterálása során nem vezet ki és amely tartalmazza a komplex kvadratikus racionális függvény összes taszító fix ciklusát, ennek ellenére kaotikusnak tekinthető, mivel bármely kis környezetből véve pontokat, azok az időfejlődés során az egész halmazt bejárják [2]. Látható, hogy a Julia-halmaz egy fraktál.



4. ábra. Az ergodikus eset időfejlődése. A kezdőállapotok z komplex síkjának pontjait akkor színeztük feketére, ha arra a pontra $n = 0, 1, 2, \dots$ alkalommal hattanva az $f(z)$ függvényt egynél nagyobb abszolút értékű számot kaptunk, egyébként fehéren hagytuk.

Tekintsük azt a protokollt, amelyben az U művelet:

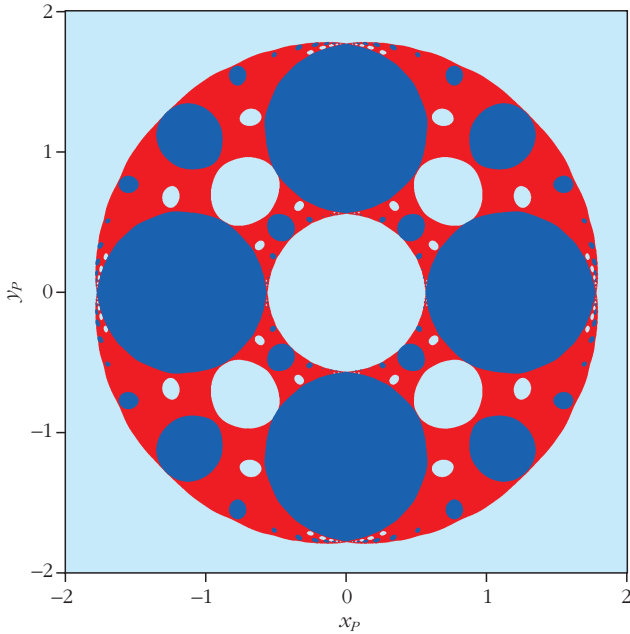
$$U_L = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Ebben az esetben a séma az

$$f_L(z) = \frac{z^2 + i}{i z^2 + 1}$$

leképezést eredményezi. Ez egy igen speciális kvadratikus racionális függvény, egy úgynevezett Lattès-leképezés, amelyik nem rendelkezik vonzó fix ciklussal, vagyis a Julia-halmaza maga a komplex sík. Ez azt is jelenti, hogy minden tiszta kezdeti állapot kaotikusan fejlődik, ezért a dinamika ergodikus [3]. Az ergodikus tulajdonság itt úgy értendő, hogy ha egy tetszőleges kezdőállapot bármely kis nyílt környezetét vesszük, ezen halmaz iteráltjai véges számú lépés után lefedik a teljes állapotteret. A dinamika érzékenységet a kezdőállapotokra jól szemlélteti a 4. ábra.

A továbbiakban azt mutatjuk meg, hogyan módosítja a zaj ezen protokollok viselkedését.



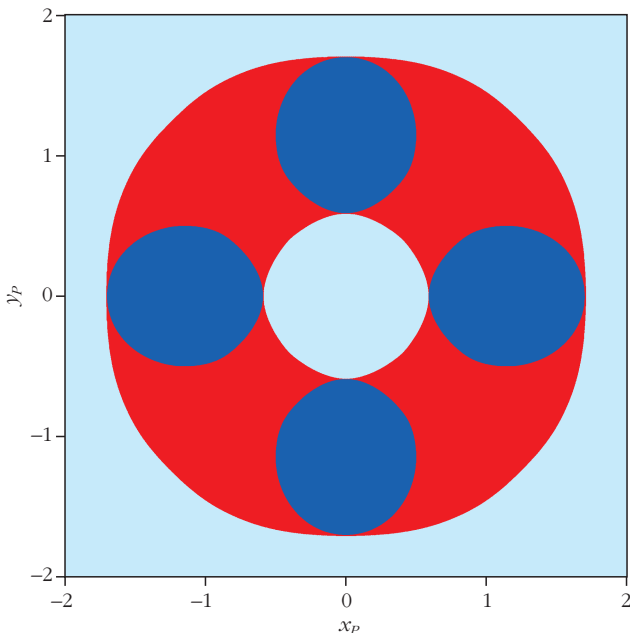
5. ábra. A $P = 0,87$ tisztaságú Bloch-gömb felület sztereografikus vetülete aszerint színezve, hogy az adott állapot a $z^{(1)} \leftrightarrow z^{(2)}$ tiszta ciklushoz (világoskék \leftrightarrow sötétkék), vagy a maximálisan kevert állapothoz (piros) konvergál. Itt $x_p = u([2P+1]^{1/2} + w)^{-1}$ és $y_p = v([2P+1]^{1/2} + w)^{-1}$.

Zajos kezdőállapotok dinamikája

Tegyük most fel, hogy qubitsokaságunk kezdőállapota zajos. Ekkor nem vektorokkal, hanem a sűrűségmátrixszal reprezentálhatjuk az állapotot, a következő alakban:

$$\rho_0 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1+w & u-iv \\ u+iv & 1-w \end{pmatrix}, \quad (3)$$

6. ábra. A $P = 0,75$ tisztaságú Bloch-gömb felület sztereografikus vetülete. A színezés és a jelölések megegyeznek az 5. ábráéval.



ahol az u, v, w valós számok a ρ_0 koordinátái a Bloch-gömbben, amelyekre igaz, hogy

$$\text{Tr}(\rho^2) = P = \frac{1 + u^2 + v^2 + w^2}{2} \leq 1.$$

A P mennyiség egyúttal az állapot tisztaságát jellemzi: ha $P = 1$, akkor az állapot tiszta (ekkor a Bloch-gömb felszínén van az állapot), ha $P = 1/2$, akkor maximálisan kevert, azaz teljesen zajos (ez a Bloch-gömb középpontja).

A Hadamard-kapuvál kiegészített protokoll esetén egy lépés után a ρ_1 transzformált sűrűségmátrix Bloch-gömb koordinátái a következők lesznek:

$$u' = \frac{2w}{1+w^2}, \quad v' = \frac{-2uv}{1+w^2}, \quad w' = \frac{u^2 - v^2}{1+w^2}, \quad (4)$$

vagyis ebben az esetben – a tiszta esettel szemben – nem egy komplex kvadratikus függvény, hanem egy három valós változós valós leképezés (jelöljük ezt \mathcal{M}_H -val) írja le a kvantumállapotok transzformációját. Mivel a v' koordináta arányos a bemenő sűrűségmátrix v koordinátájával, ezért az $(u, v=0, w)$ egy invariáns síkja lesz az iterált \mathcal{M}_H leképezésnek, amelyről nem vezet ki a dinamika. Ez a sík a leképezés jónéhány fix ciklusát tartalmazza. Itt találjuk azt a továbbra is vonzó 2-hosszú tiszta ciklust, amelyet a tiszta állapotok esetén találtunk, valamint vonzó fixpontként megjelenik a maximálisan kevert állapot (a Bloch-gömb középpontja). Ezen kívül találunk még egy taszító kevert fixpontot is, amelynek koordinátái $C_1 = (0,639, 0, 0,361)$ és amely a $P = 0,769$ tisztaságnál található, a Bloch-gömb belsejében.

Ha ábrázoljuk, hogy melyik vonzó ciklushoz konvergálnak egy rögzített tisztaságú gömbfelületről származó kezdőállapotok, akkor azt tapasztaljuk, hogy a konvergens tartományok határvonalaként előálló struktúra egy bizonyos mértékű kezdeti zaj ellenére továbbra is egy fraktál, ahogyan az az 5. ábrán is látható.

Egyre kevertebb kezdőállapotokból indítva a protokollt, a maximálisan kevert állapothoz tartozó tartomány egyre dominánsabbá válik, mígnem egy kritikus tisztaságnál már a fraktáljellegét nagytáskával sem látjuk. Ezt a kritikus kezdeti tisztaságértéket numerikus szimulációink alapján $P_c = 0,769$ -nek találtuk. (P_c a numerikus módszerünk pontosságán belül megegyezik a fent említett C_1 kevert fixpont tisztaságával.) Ennél kisebb tisztaságú kezdeti állapotokra a különböző színű tartományok határvonala regulárisává válik, erre mutat példát a 6. ábra.

A különböző kezdeti tisztaságok esetén kapott fraktáلالakzatok dimenzióját numerikusan meghatározva² azt találtuk, hogy a fraktáldimenzió értéke a

²A fraktáldimenziót az úgynevezett „box-counting” módszerrel mértük, amely azon alapul, hogy a fraktált ábrázoló képet r oldalhosszúságú négyzetekkel lefedjük és megszámláljuk a lefedéshez szükséges négyzetek $N(r)$ számát különböző r -ekre, majd ábrázoljuk $\log(1/r)$ függvényében $\log(N(r))$ -et. Az így ábrázolt pontsorozat jó közelítéssel egy egyenesre esik, amelynek meredeksége adja meg a fraktáldimenzió értékét.

kritikus tisztaságig (P_c) állandó, az alatt viszont ugrás-szerűen megváltozik, egy fázisátalakuláshoz hasonlóan. Ez látható a 7. ábrán.

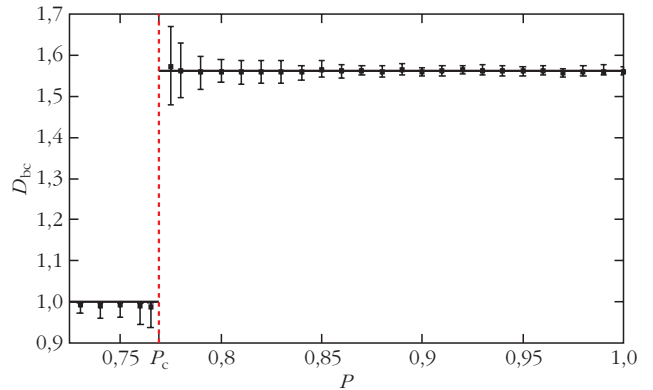
Ha nem túl sok zajt keverünk a kezdőállapothoz, akkor a D_{bc} fraktáldimenzió értéke állandónak tekinthető, értéke közelítőleg 1,56. A kritikus tisztaságot elérve a fraktál hirtelen eltűnik. Megjegyezzük, hogy a numerikus hiba mértéke a kritikus tisztaság közelében megnő, mivel itt a fraktál már csak egyre nagyobb nagyítás esetén látható [4].

Térjünk rá ezután a Lattès-protokollra [3], amelyről említettük, hogy minden tiszta kezdőállapotról kaotikus időfejlődést eredményez. Ha a kezdőállapot zajos, azaz egy (3) alakú, ρ_0 kevert állapot, akkor megmutatható, hogy ez a protokoll az \mathcal{M}_L valós leképezéssel írható le, amely egy lépés után a ρ_0 Bloch-koordinátáit az alábbiak szerint transzformálja:

$$u' = \frac{u^2 - v^2}{1 + w^2}, \quad v' = \frac{2uv}{1 + w^2}, \quad w' = \frac{2uv}{1 + w^2}. \quad (5)$$

E leképezésnek – a (4)-ben bemutatott \mathcal{M}_H leképezéssel ellentétben – nincs invariáns síkja. Analitikus és numerikus módszerekkel meghatároztuk a legfeljebb 2 hosszúságú ciklusokat (a hosszabb ciklusok meghatározása már jelentősen számításgényesebb feladat). Ezek egy kivételével mind megegyeznek a tiszta esethez tartozó leképezés fix ciklusaival, amelyek mind taszítóak. Az említett kivétel a leképezés egyetlen vonzó kevert fixpontja: a maximálisan kevert állapot, ami a lehető legtöbb zajt tartalmazza (azaz a Bloch-gömb középpontja). Kevert taszító fixpontja – az \mathcal{M}_H -val szemben – nincs.

A zajos kezdőállapotok esetén végbemenő dinamika vizsgálatát numerikus szimulációkkal is elvégeztük. Véletlenszerűen választottunk kezdeti sűrűségmátrixokat a Bloch-gömbön belüli térrészből egyenletes eloszlás szerint, és megszámoltuk, hány iterációs lépésre van szükség ahhoz, hogy ezek az állapotok (egy előírt pontosságon belül) megközelítsék a maximálisan kevert állapotot (8. ábra). Azt találtuk, hogy minden ilyen véletlenszerűen választott kezdőállapot véges számú lépés után – az előírt pontosságon belül – eléri a maximálisan kevert állapotot. Minél kisebb a kezdeti zaj, annál több iterációra van szükség, de a lépések száma véges (ami függ az előírt pontosságtól). Ez arra utal, hogy a leképezésnek nincs más kevert vonzó fix ciklusa a Bloch-gömb belsejében, csak a maximálisan kevert állapot. Egy másik – itt nem részletezett – mód-



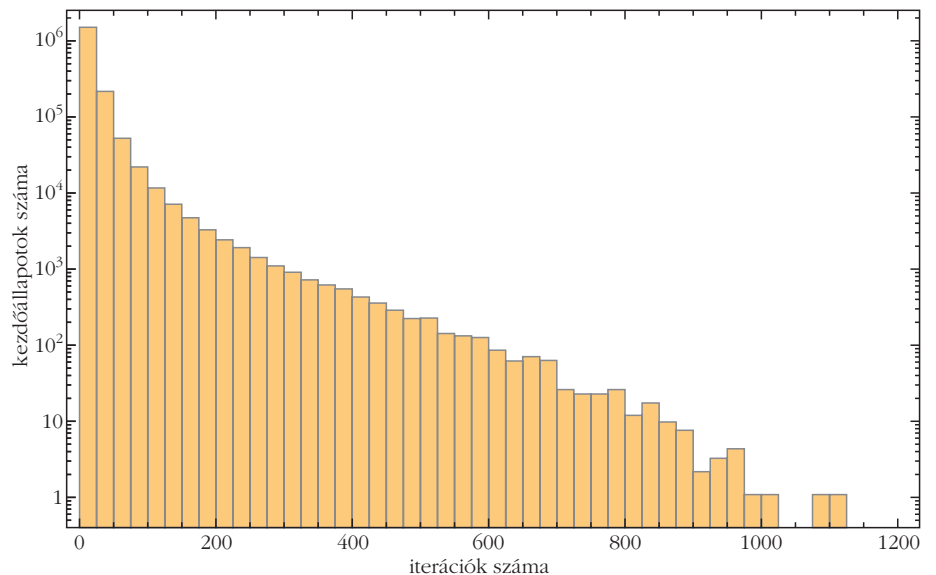
7. ábra. A fraktáldimenzió (D_{bc}) a kezdeti tisztaság függvényében. A fekete négyzetek 37 különböző elforgatás mellett meghatározott fraktáldimenzió-értékek átlagait jelölik, a függőleges vonalak pedig ezek szórását.

szerral azt is meg tudtuk mutatni, hogy a leképezésnek taszító kevert fix ciklusa sincs, amely a dinamikát befolyásolhatná [5].

Gyakorlati szempontból tekintve eredményeink arra világítanak rá, hogy míg a Hadamard-kapus protokoll megtartja az érdekes, fraktállal jellemezhető viselkedését bizonyos mértékű zaj mellett, addig a Lattès-protokoll nagyon érzékeny a kezdeti zajra. Ha a qubiteink zajos sokaságból származnak, akkor utóbbi esetben az időfejlődés már nem lesz tökéletesen kaotikus, mert az iterációk számának növekedésével a megmaradó qubitek állapota egyre zajosabbá válik. Numerikus szimulációink ugyanakkor azt jelzik, hogy bizonyos állapotok csak több mint ezer lépés után érik el a maximálisan kevert állapotot. Ezek azok az állapotok, amelyek csak kicsiny zajt tartalmaznak („majdnem” tiszták). Rájuk még néhány lépésig igaz, hogy „követik” a hozzájuk közeli tiszta állapotok időfejlődését.

Az általunk vizsgált rendszerek egyszerű blokkokból épülnek fel, ahol minden blokk ugyanolyan és

8. ábra. Azon kezdőállapotok száma, amelyek $\varepsilon = 10^{-3}$ pontossággal megközelítik a maximálisan kevert állapotot a feltüntetett számú lépés alatt. Összesen $1,6 \cdot 10^6$ számú véletlen kezdőállapotot vettünk egy $1 - \varepsilon$ sugarú gömbből a Bloch-gömbön belül.



tartalmaz egy elemi kvantumszámítógépet (egy két-qubites összefonó és egy egyqubites kvantumkaput, valamint egy kvantummechanikai mérést, aminek az egyik fajta eredményét fogadjuk el). Ilyen blokkokból építkezve és bemenetként azonosan preparált qubitek sokaságát választva azt találtuk, hogy a tiszta bemeneti és kimeneti qubitsokaság állapotának viszonya komplex kaotikus dinamikát követ [6]. Ez a viselkedés emlékeztet a klasszikus fizikában ismert determinisztikus káoszra, de a dinamikai transzformáció itt egy komplex számokon értelmezett kvadratikusan racionális függvény. Megjegyezzük, hogy ha nagyobb blokkokat választunk és két qubitből álló rendszereket tekintünk, akkor maga az összefonódás is kaotikusan fejlődhet [7].

A kvantuminformatica ideálisan zajmentes esetben működik. A zaj szerepének megértése ezért kulcsfontosságú kvantuminformaticai rendszerekben. A bemutatott esetek rávilágítanak arra, hogy a kezdeti feltételekre rendkívül érzékeny elrendezések zajos kezdeti állapotok esetén is megtarthatják jellegzetes fraktálulajdonságaikat egy kritikus zajmennyiségig. A másik itt tárgyalt példa ergodikus időfejlődést mutatott

tesztölegesen tiszta kezdőállapotra, amelyet azonban a legkisebb hozzákevert zaj is lerontott.

A napjainkban zajló gyors fejlődés egyre több qubitet feldolgozó kvantumszámítógépes platformot tesz elérhetővé. A jelenlegi kvantumprocesszorokkal már néhány lépésig a bemutatott protokoll is futtatható. Így akár a zaj szerepének jobb megértése céljából, akár hasznos protokollok részeként implementálhatjuk őket a jövőben.

Irodalom

1. Bechmann-Pasquinucci H. et al.: Non-linear quantum state transformation of spin-1/2. *Phys. Lett. A* 242 (1998) 198.
2. Milnor J. W.: *Dynamics in One Complex Variable*. Annals of Mathematical Studies, Princeton University Press (2006).
3. Gilyén A. et al.: Exponential Sensitivity and its Cost in Quantum Physics. *Sci. Rep.* 6 (2016) 20076.
4. Malachov M. et al.: Phase transition in iterated quantum protocols for noisy inputs. *Chaos* 29 (2019) 033107.
5. Kálmán O. et al.: Sensitivity to initial noise in measurement-induced nonlinear quantum dynamics. *J. Russ. Laser Res.* 39 (2018) 382–388.
6. Kiss T. et al.: Complex chaos in the conditional dynamics of qubits. *Phys. Rev. A* 74 (2006) 040301(R).
7. Kiss T. et al.: Measurement-Induced Chaos with Entangled States. *Phys. Rev. Lett.* 107 (2011) 100501.

VÉLEMÉNYEK

A FIZIKA TÖRTÉNETI MEGKÖZELÍTÉSÉNEK DIDAKTIKAI SZEMPONTJAI A FIZIKAÓRÁN

Szabó Róbert

ELTE Történelemtudományi Doktori Iskola és
Petőfi Sándor Kiskőrösi Evangélikus Gimnázium,
Szakgimnázium és Technikum

Véleményem szerint fontos belátni, hogy a hagyományos fizikaoktatás új és izgalmas megoldásokat igényel [1]. A minél több kísérletezés és demonstráció, az egyes fizikai problémák gyakorlati alkalmazásainak rögzítése, illetve az IKT-eszközök egyre hangsúlyosabb alkalmazása e célnak, a folyamatosan változó világ jelenlegi követelményeinek próbálnak megfelelni. A fizika, mint tantárgy megreformálásának további alternatíváját jelentheti a fizika történeti alapú megközelítése, vagy a történelmen keresztül történő szemlélete.

A szerző háláját tanúsítja *Tasnádi Péternek*, az ELTE TTK nyugalmzott egyetemi tanárának az írás témájában tett hasznos meglátásaiért.



Szabó Róbert az Eötvös Loránd Tudományegyetem Történelemtudományi Doktori Iskolájának első éves doktorandusza, valamint a Petőfi Sándor Kiskőrösi Evangélikus Gimnázium, Szakgimnázium és Technikum fizikatanára. Fizika szakmódszertan tekintetében másodéves egyetemista kora óta főként olyan témákban kutat, amelyekkel a fizika és történelem összekapcsolására törekszik, az elkészített tananyagokkal pedig a tanárszakos hallgatók, illetve kollégái munkáját segíti.

E felfogást előtérbe helyezve, írásomban a fizika történeti megközelítésével, a fizika történetének tanításával, didaktikai és pedagógiai elveivel kapcsolatos, hazánkban ezidáig megjelent értelmezéseket mutatom be. Cikkemben nem a fizikatörténeti műveket, vagy a fizika tanításának jelenlegi körülményeit, elvárásait kívánom bírálni, hanem olyan alternatív tanítási lehetőséget részletezek, amelyek – meglátásom szerint – a fizika tanításában lehet értelme vagy haszna.

Ehhez elsőként a fizikatörténet tanításával kapcsolatos körülményeket, illetve elvárásokat célszerű megvizsgálni, amelyet követően részleteiben is kifejtem a fizika történeti alapú megközelítésére vonatkozó két saját, önálló javaslatomat.