

KVANTUMELEKTRODINAMIKA ÜREGREZONÁTORBAN

Domokos Péter

MTA Szilárdtestfizikai és Optikai Kutatóintézet, H-1525 Budapest, Pf. 49.

e-mail: domokos@power.szfki.kfki.hu

Kivonat

A kvantumelektrodinamika üregrezonátorban egy kísérleti és elméleti vonalon is dinamikusan fejlődő kutatási terület. Ebben a tanulmányban megpróbáljuk áttekinteni a legjelentősebb kísérleti eredményeket, és összefoglalni az eredmények interpretációjához szükséges elméleti háttér lényeges elemeit. Elsősorban a fény-anyag kölcsönhatás koherens jelenségeire, és kvantumos effektusokra koncentrálunk. Külön ismertetünk egy nemrégiben elvégzett, a kvantummechanika méréselméletének még nyitott problémáira vonatkozó kísérletet.

1. Áttekintés

A töltött részecskék és az elektromágneses tér fundamentális csatolása atomi rendszerekben olyan ismert jelenségeket indukál, mint például az atomi energiaszintek eltolódása, vagy a spontán emisszió. Ezekről a mérhető effektusokról nagy pontossággal ad számot a kvantumelektrodinamika (QED). Általában a végtelen, szabad sugárzási térben elhelyezett atomi rendszer problémáját vizsgálják. Ugyanakkor, egy dielektrikum-, vagy fémfelület módosítja egy tőle véges távolságra lévő atom sugárzási tulajdonságait. Egy vezetővel határolt, véges térfogatba zárt atom esetében a változások alapvetőek lehetnek. Például egy gerjesztett atom spontán bomlását megakadályozhatjuk, meggyorsíthatjuk, vagy akár reverzibilissé is tehetjük. Másrészt, a határfeltételekben megváltoztatott sugárzási tér szintén nemklasszikus tulajdonságokat mutathat: jellegzetes példa egy üregrezonátorban keltett, határozott fotonszám-állapotú elektromágneses (EM) tér. Ilyen, és hasonló jelenségeket, általánosabban megfogalmazva, az atomok és egy rezonátor kölcsönhatásának tanulmányozását fogja össze a (kvantum)elektrodinamika üregrezonátorban kutatási területe.

A problémakör tekinthető a kvantumzaj lehetséges manipulációjának is (másik ilyen terület pl. a fény kvantumzajának összenyomása, a „squeezing”). A spontán emisszió és a Lamb-shift ugyanis az elektromágneses vákuum tér zajának hatását tükrözi. Az atomot egy rezonátorba helyezve ezt a zajt szabályozhatjuk, és juthatunk el ily módon érdekes alkalmazásokig (pl. precíziós mérések).

1.1. A kezdetek

Az 1940-es évek végén, Purcell [1], valamint Casimir és Polder [2] voltak a vezető felületek atomi sugárzásra kifejtett perturbatív hatásainak kvantitatív számolásának úttörői. Azon-

ban egészen a 80-as évekig kellett várni, hogy a technológiai fejlődés révén kísérletileg is tanulmányozni lehessen az atomoknak egy rezonátor által megszabott sugárzási tulajdonságait. Egyrészt egyetlen, jól meghatározott helyű és sebességű atomot kell kezelni, aminek egy kiválasztott állapota gerjeszthető és detektálható. Másrészt csak egy viszonylag kicsi, ugyanakkor magas jósági tényezőjű rezonátorban érhető el a sugárzási tulajdonságok lényeges megváltoztatása. Az első eredményes kísérleteket mikrohullámú rezonátorokban végezték el. Egy atom magasan gerjesztett Rydberg állapotából történő spontán emissziójának felgyorsítását [3], illetve tiltását [4] demonstrálták (a nívó élettartama mintegy 500-szorosára csökkent¹, illetve mintegy 20-szorosára növekedett² ezekben a kísérletekben). Nemsokkal később mindkét jelenséget megfigyelték optikai tartományban is [5, 6, 7].

Egy atomi állapot élettartamának változása kvalitatíve könnyen megérthető, és egyszerűen leírható a QED perturbatív módszereinek segítségével. Az időegység alatti átmeneti valószínűségeket megadó Fermi-féle arany szabály szerint, a spontán élettartam függ az adott atomi átmenet frekvenciájának környezetében található sugárzási módusok sűrűségétől. A rezonátor éppen az adott frekvencián oszcilláló módusok számát növelheti, vagy csökkentheti, szélsőséges esetben lenullázhatja [8]. A rezonátor szerepe az, hogy az EM sugárzás tér-, és frekvencia eloszlását alakítja, tehát a spontán emisszió gyakoriságának megváltoztatása geometriai, és nem pedig kvantum jelenség. A következőkben rátérünk a kvantummechanikai jelenségeket kutató főbb irányzatok ismertetésére.

1.2. Jelenlegi főirány: atom és sugárzás kölcsönhatása az erős csatolás tartományban

Egy magas jósági tényezőjű rezonátorban, elégséges spektrális felbontás esetén, egy atomi átmenet lényegében a rezonátor egyetlen módusával hat kölcsön. Ilyenkor egy mesterségesen leegyszerűsített rendszerben vizsgálhatjuk a fény-anyag kölcsönhatás alapjait. A kísérleti eredmények egy nemperturbatív, tisztán kvantumelméleti tárgyalással értelmezhetők. Elsősorban az ún. „erős csatolás” rezsím érdekes, ahol az atom és a sugárzási tér egy módusának kölcsönhatásából származó koherens dinamika rövidebb időskálán folyik, mint a különböző, irreverzibilis veszteségi folyamatok karakterisztikus ideje. Ez azt jelenti, hogy bár jelen vannak „parazita” disszipációs folyamatok (mivel nincs tökéletes rezonátor, és az atom is gyengén kölcsönhat más rendszerekkel, például egy Fabry-Pérot rezonátorban a laterális módusokkal), az időfejlődést domináns részben a vizsgálandó atom-módus kölcsönhatás irányítja.

A kvantumeffektusok megfigyelésének másik feltétele, hogy a rezonátor kicsi legyen. Ugyanis az EM tér beszorítása egy kis térfogatba azt eredményezi, hogy már egyetlen foton is nagy lokális elektromos térerősséget tud létrehozni. Mivel a kölcsönhatási energia jó közelítéssel

¹A párizsi Ecole Normale Supérieure-ben, S. Haroche vezette csoportban, egy Na atom $23S \rightarrow 22P$ átmenetének ($\lambda \approx 0.88$ mm) élettartamát $\tau = 6.6$ ms-ról $\tau = 0.0125$ ms-ra rövidítették egy rezonáns Fabry-Pérot rezonátorban. A tükrök szupravezető Niobiumból készítették, jósági tényezője elérte a $Q = 7.5 \times 10^5$ értéket.

²A Yale egyetemen, D. Kleppner kísérletében, Cs atom $(n, l, m) = (22, 21, 21)$ kvantumszámmal jellemzett cirkuláris Rydberg állapotainak bomlását (azért ilyen cirkuláris állapotokkal érdemes, mert ezeknek csak egyetlen lehetséges dipólátmenetük van az atomon belül) akadályozták meg két párhuzamos, 6.7 cm széles, 12.7 cm hosszú, arannyal bevont alumínium lemezek között. A lemezek távolsága a dipólátmenet hullámhossza ($451 \mu\text{m}$) felének 1.02-szerese. A kvadrátikus Stark-effektus segítségével a hullámhosszt finoman hangolva lehet a fokozott spontán emisszió tartományból a tiltott spontán emisszió tartományba ($\lambda/2 > d$) lépni.

egyenlő a dipólmomentum és az atom helyén vett lokális térerősség szorzatával, az egyfotonos tér erős csatolást alakít ki az atomokkal. Az erős csatolású rezsim elérésének kísérletileg megfigyelt érdekes következménye a rezonátor módus spektrumvonalának felhasadása. Ezt a jelenséget 1992-ben egy néhány atomot tartalmazó, EM vákuum-állapotban lévő rezonátorban is észlelték³ („vacuum Rabi splitting”) [9, 10]. Az erős csatolás miatt egy kis számú atomból álló közeg is válthat ki nemlineáris optikai effektusokat, például optikai bistabilitást [11].

Az EM tér kvantáltsága frappáns módon nyilvánul meg a kis fotonszámú, de az atomhoz erősen csatolt terekben. A rendkívül figyelemreméltó kísérleti eredmények hosszú sorába tartozik például az atomi populációk diszkrét frekvenciás Rabi oszcillációjának megfigyelése [12], a Rabi oszcilláció lebegésszerű eltűnésének és újjászületésének („collapse and revival”) kimutatása [13], valamint egy szubpoissoni fotonstatisztikájú térnek a keltése [14].

Kevés olyan kísérleti rendszer van, amelyben két, a környezettől jól elszigetelt kvantummechanikai rendszer kölcsönhatását tanulmányozhatjuk. Ezért is lett a kvantumelektrodinamika üregrezonátorban terület a kvantummechanikai alapkísérletek elvégzésének egyik legfontosabb terepe. A néhány fotonos EM térrel csatolt atom egy modellrendszert szolgáltat, amin a csatolásból eredő kvantumjelenségek elméletileg és kísérletileg tanulmányozhatók. A kölcsönhatás a két alrendszer „összefonódásához” vezet: egyik rész állapota sem jellemezhető külön, a másik rész állapotától függetlenül. A mérésekben ez olyan, ún. kvantumkorrelációkban jelentkezik, amelyeket nem lehet klasszikus statisztikai törvények alapján interpretálni. A kvantumkorrelációkon olyan potenciális alkalmazások alapulnak, mint a kvantumszámítógép és a kvantumteleportáció, amikről a jelen kiadványban is olvashatunk összefoglaló tanulmányokat [15, 16].

Kísérleti szempontból a legnagyobb nehézséget a környezettel való kölcsönhatás minél tökéletesebb kiküszöbölése okozza. A disszipáció ugyanis dekoherenciához vezet az összefonódott állapotokban. A veszteségi folyamatok időskáláján elmosódik a korrelációk kvantumos jellege. Jelenleg az optimális választás a vizsgálandó, tiszta állapotú kvantumrendszer izolálására a mikrohullámú tartomány: a magasan gerjesztett Rydberg atomok [17] és a szupravezető rezonátorok használata (a szupravezetés egyrészt a jó reflexió, kicsi abszorpció miatt szükséges, másrészt alacsony hőmérsékleten a termikus fotonok száma, és így a háttérsugárzás szerepe elhanyagolható).

1.3. A mikrométer

A Rydberg atomokból és egy magas jóságú tényezőjű rezonátorból álló rendszert eleinte a mikrométer kísérletekre használták [18, 19]. A mikrométerben gerjesztett állapotú atomokat egyesével küldenek keresztül egy rezonátoron, ahol a kölcsönhatás következtében valamilyen valószínűséggel kibocsátanak egy fotonot egy, az adott atomi átmenettel rezonáns módusba (a [19] kísérletben kétfotonos átmeneten hozták létre a méter-oszcillációt). A kibocsátás valószínűsége függ a már a rezonátorban levő fotonok számától, hiszen itt egy stimulált emissziós folyamatról van szó. Ugyanakkor a rezonátor veszteségei miatt fotonok tűnnek el. A két folyamat versengése egy egyensúlyi, a stacionárius lézer-oszcillációval teljesen analóg állapotot alakít ki. A rezonátor mérete, és az egyesével beküldött atomokkal megvalósított pumpálás teszi ezt a

³A Caltech-en, H. J. Kimble laboratóriumában, egy 1 mm hosszú Fabry-Pérot rezonátor $50 \mu\text{m}$ széles TEM_{00} módusát használták a kísérletben. A módus spektrális szélessége 1 MHz. Átlagosan kevesebb mint 10 Cs atom tartózkodott a módusban.

rendszert „mikromézerre”.⁴ A mikromézer elméletének irodalma hatalmas, a jelenségek rendkívül széles skáláját öleli át (nemklasszikus állapotok, kaotikus viselkedés, stb.), ennek részletesebb ismertetésére most nem vállalkozunk. Kiemelném azonban, hogy ezek a kutatások koncepcionális szempontból is fontosak, ugyanis ezen az elméleti szempontból leegyszerűsített modell-rendszeren a lézer komplex dinamikáját lehet tanulmányozni [20]. Például a mikromézer számolható dinamikája alapján, ahol a pumpálás statisztikája egy kontrollálható folyamat, a lézerben levő zajfolyamatok egyik inherens forrásának, a pumpálás statisztikus jellegéből adódó zajnak a különböző mérhető mennyiségekre (pl. vonalszélesség) kifejtett hatását [21] sikerült kvantitatíve tárgyalni.

1.4. Cirkuláris Rydberg atomok koherens manipulációja mikrohullámú tartományban

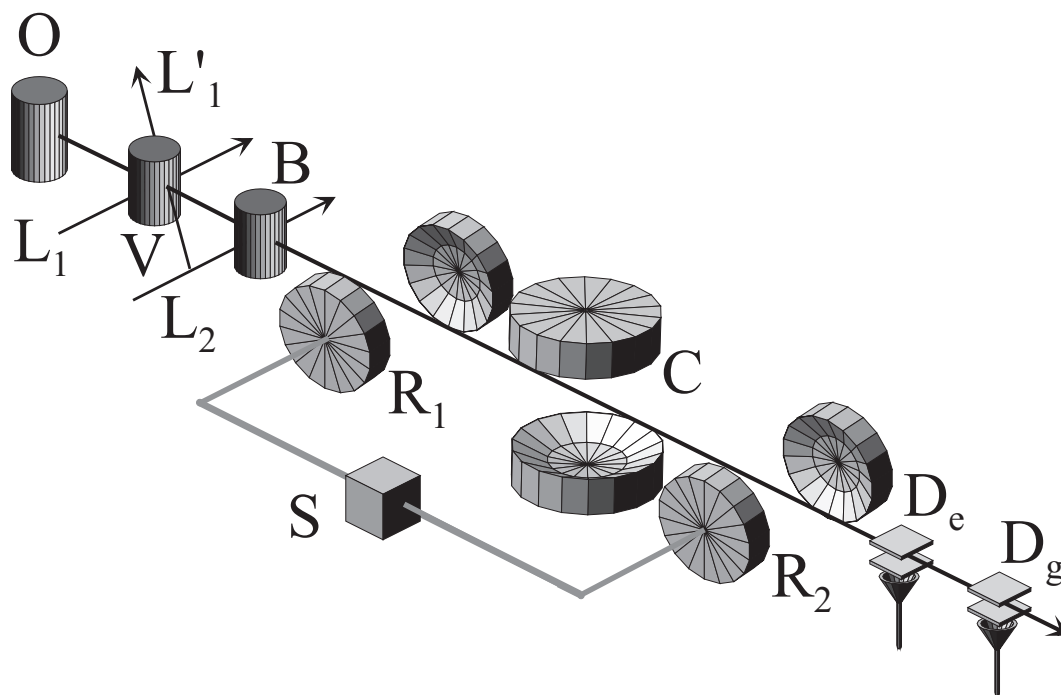
A cirkuláris Rydberg atomok (hidrogénszerű héjszerkezet, magas főkvantumszám, maximális mellék- és mágneses kvantumszám) nagyon erős indukált dipólmomentummal rendelkeznek. Mint egy miniatűr antenna, nagyon hatékonyan csatolódnak a mikrohullámú sugárzási térhez. Az élettartamukhoz képest rövid idő alatt felépül az atom-tér csatolt rendszer kvantumosan korrelált állapota. Egy tipikus kísérletben (ld. 1. ábra) ez az idő az atomok rezonátoron való áthaladásának felel meg. A kölcsönhatás során kialakult összefonódott állapot túléli, hogy az atom kilép és eltávolodik a rezonátortól, és egy nemlokális kvantumkorreláció jön létre az atom és a tér között. Végül szelektív ionizációs eljárással megmérhetjük az atom állapotát.

Ezekben a kísérletekben az atom szerepe kettős: egyrészt preparálja, másrészt méri a teret. Ez utóbbi azért lényeges, mert a mikrohullámú fotonokat nem lehet közvetlenül detektálni. Ugyanakkor az atom és az EM tér közötti kvantumkorreláció miatt, az atomok által hordott információ elegendő a módus komplex hullámfüggvényének meghatározására [22]. A „kvantumállapot-rekonstrukció” kísérletet, amit nemrégiben sikerült elvégezni haladóhullámú, összenyomott vákuum-állapotú, optikai térre [23], most próbálják átültetni egy stacionárius, rezonátorba zárt mikrohullámú térre.

A mikrohullámú tér közvetett mérésének van egy másik érdekes aspektusa. Az atomon elvégzett mérés a Neumann-féle projekciós posztulátum értelmében az EM tér állapotát egy tiszta állapotra vetíti. Megfelelően kiválasztott méréssel, a sugárzási módus állapotát kontrollált módon manipulálhatjuk. Azt az általános állítást is sikerült bebizonyítani, hogy elvileg a rezonátorbeli EM tér tetszőleges kvantumállapota generálható megfelelően preparált állapotú atomok egy sorozatával [24]. A mikromézerhez képest itt az a lényeges különbség, hogy ehhez az atomokat egy meghatározott szuperponált állapotban kell a rezonátorba juttatni, és mindenegetes kijövő atom állapotát detektálni kell. Kísérletileg ez a „kvantumállapot-generátor” éppen azért problematikus, mert a detektorok határfoka véges (tipikusan 50%).

Az erős csatolás tartományban az atom-tér rendszer dinamikai viselkedésének egy nagyon érdekes, speciális esete valósítható meg. A módusfrekvenciát enyhén elhanyagolva az atomi rezonanciától elérhetjük, hogy az atom nem tud fotont elnyelni a térből, miközben a kölcsönhatás

⁴A Max Planck intézetben (Garching), H. Walther vezette csoportban egy zárt, 24 mm hosszú és 24.7 mm átmérőjű, cilindrikus rezonátort használtak, amelynek a jósági tényezője, a hőmérséklettől függően, $Q=10^7-10^{10}$ volt. A hosszanti irányban, kb. 300 m/s sebességgel áthaladó ⁸⁵Rb atomok egy TE₁₂₁ 21 GHz frekvenciájú módus lézerműködését biztosították. A különböző kísérletekben átlagosan egyszerre 0.06–1.7 gerjesztett atom tartózkodott a térben, jogos tehát az egyatomos mézer elnevezés.



1. ábra. Tipikus kísérleti elrendezés a párizsi ENS laboratóriumban. A Rb atomok az O jelű kályhából lépnek ki, az L_1 és L'_1 lézerekkel lehet kiválasztani egy adott sebességet (100–400 m/s) a termikus eloszlásból. A B dobozban történik az $|e\rangle$ cirkuláris állapotba gerjesztés egy bonyolult, kb. 50 fotonos átmenet segítségével. Az $|e\rangle$ állapot főkvantumszáma $n=51$, a mellék- és mágneses kvantumszáma maximális. A szomszédos $|g\rangle$ cirkuláris állapotba ($n=50$) való átmenet (51.1 GHz) rendkívül erősen csatolt az EM térhez. A dipólmomentuma 1256 atomi egység, azaz 3 nagyságrenddel nagyobb a szokásos optikai átmenetekre jellemző értéknél. Az R_1 és R_2 , ún. Ramsey-zónákban, az atom egy rezonáns, mikrohullámú impulzust kap, amely az $|e\rangle$ és $|g\rangle$ állapotokon egy általános unitér transzformációt hajt végre, és ezzel egy tetszőleges koherens szuperpozíciójukat állítja elő. A két Ramsey-zóna fogja közre a szupravezető rezonátort, amelynek a TEM_{900} módusa kvázirezonáns az atommal. A tükrök távolsága 2.76 cm, a Gauss módus derékszélessége 6 mm, ebből az effektív módustérfogat 770 mm^3 -nek adódik. A fotonok élettartama 1–10 ms, termikus fotonok gyakorlatilag nincsenek, mivel az egész elrendezés egy 0.6 K hőmérsékletű kriosztátban van. Végül, a mintegy 20 cm-es pályája végén az atomot detektáljuk, és szelektív ionizációs eljárással meghatározzuk a belső állapotát.

miatt, az egyes rendszerek állapotfüggvényeinek fázisa mégis észlelhető mértékben módosul. Ilyenkor az EM tér számára az atom egy mikroszkopikus törésmutatót valósít meg. Meglepően gazdag dinamika származik a nemrezonáns kölcsönhatásból. Kézenfekvő alkalmazás például a fotonszám roncsolásmentes mérése (QND, „Quantum non demolition measurement”[25]), azaz a tér energiájának fotonelnyelés nélküli meghatározása [26]. Más, egyszerű elrendezésekben egyetlen atom felhasználásával lehet fotonszám-sajátállapotot [27], vagy Schrödinger-macska állapotot [28] létrehozni a rezonátorban. Ez utóbbi kísérletet, és méréselméleti, valamint egyéb kvantumelméleti következményeit fogjuk ismertetni a harmadik fejezetben.

A nemklasszikus állapotú kvantumterek preparálásának és mérhetőségének lehetőségén túl, az összefonódott állapotú rendszerben levő nemlokális kvantumkorrelációk megfelelő terepet nyújtanak a kvantuminformatika különböző alkalmazásainak kísérleti vizsgálatához. Egy két-állapotú atom, akárcsak az EM tér egy módusának vákuum és egyfotonos állapota megvalósíthatják a kvantuminformatika alapvető objektumát, a q-bitet. A szükséges műveletek a q-biteket hordozó rendszereken, az atom és a rezonátorba zárt tér közötti kontrollálható kölcsönhatásnak köszönhetően elvégezhetők [29]. A rezonátorba zárt fotontér például „memóriaként” szolgálhat: egy átrepülő atomi q-bit állapotát lemásolja, tárolja, majd egy másik atomra úgy másolja vissza, hogy az eredeti szuperpozíciós q-bit állapot koherenciája végig megmaradt [30]. Tehát a két, közvetlenül nem kölcsönható atom között közvetít a rezonátor. Ezen az elven hoztak létre EPR-állapotot két, a térben különböző helyen levő atomon [31] (az első Einstein-Podolsky-Rosen állapot tömeggel rendelkező, összetett anyagi rendszereken).

1.5. Optikai tartomány. Mikrolézerek

Az optikai hullámhossz három nagyságrenddel kisebb, mint a mikrohullámú. Lényegesen nehezebb ezért a hullámhosszal összemérhető méretű, magas jósági tényezőjű rezonátort készíteni. Bizonyos, a Rydberg atomokra elvégzett mikrohullámú kísérleteket mégis sikerült átvinni az optikai tartományba. Például megcsinálták a mikrométer analógonját a mikrolézert⁵, amelyben egy kb. 10 fotonos stacionárius koherens tér alakult ki [32]. Általában azonban a megfelelő rezonátor gyártásának nehézsége miatt, azokat a kísérleteket, amelyekben a tér és az atom között kialakuló kvantumkorreláció szerepet játszik, jelenleg még nem lehet elvégezni az optikai tartományban. Ugyanakkor a motiváció nagyon erős: az optikai fotonok közvetlenül detektálhatók, ami egészen új perspektívákat nyit a kvantumelektrodinamika üregrezonátorban témájában.

Optikai hullámhosszokon nehéz elérni az erős atom–tér csatolás tartományt. Ugyanis ha egy optikai frekvenciájú dipólátmenet megengedett az atomban, akkor a spontán emisszió rátája is szükségszerűen nagy. Következésképpen az effektív módustérfogatot kell lecsökkenteni, ami viszont a jósági tényező nagyságát korlátozhatja a diffrakciós veszteségek miatt. Hogy megszabaduljunk ettől a nehézségtől, a Fabry-Pérot típusútól eltérő rezonátorhoz lehet folyamodni. Ígéretes lehetőség rejlik a szilícium mikrogömb rezonátorok ún. „susogó galéria” módusainak használatában⁶ [34, 35]. Ezekben a módusokban a fényt a teljes reflexió vezeti körbe-körbe az egyenlítő mentén. A fotonok a belső felület közelében egy kis térfogatba vannak becsap-

⁵A kísérletet az MIT-n végezték, M. S. Feld csoportjában, Ba atomokkal és egy extrém gondosan, dielektrikum rétegekből felépített, 1 mm távolságra elhelyezett tükrökből készített Fabry-Pérot rezonátorral.

⁶Hasonló geometriájú módusokat makroszkopikus lézerrendszereknél is használtak, éppen Magyarországon, Horváth Zoltán kísérleteiben [33].

dázva, ahova alagúteffektussal lehet őket bejuttatni, vagy onnan kicsatolni⁷ Az atomokat vagy dópólással a gömb anyagába juttatják, vagy a gömbön kívül, a módus evaneszcens farkában csatolódnak az EM térhez. Egy Nd^{3+} ionokkal dópolt szilíciumgömbben sikerült lézerhatást megfigyelni, rendkívül alacsony küszöbvel, ami 200 nW pumpálási teljesítménynek felelt meg [36].

A mikrolézerek fejlesztésében az egyik fontos irányadó cél az ún. küszöbmentes lézer elkészítése [37]. Elsősorban különböző, félvezetőkből készített struktúrákkal kísérleteznek [38]. DBR tükrökkel lehet nagyon kis térfogatú rezonátort készíteni, amelyben egy atom lényegében csak egy módussal tud kölcsönhatni. Az atom spontán emissziója is ebbe a módusba irányul, ez a lényeges feltétele a küszöb megszüntetésének, azaz hogy a kimenő intenzitás egy törés nélküli, sima függvénye legyen a bemenő teljesítménynek [39].

1.6. Az elméleti kutatások motivációja

Elméleti szempontból, az elektrodinamika üregrezonátorban tanulmányozása a kvantumelektrodinamika nemperturbatív módszereit igényli. Az elkerülhetetlen veszteségi folyamatok miatt, a mérhető mennyiségek korrekt kvantumstatisztikájának leírásánál egy nyílt kvantumrendszert kell figyelembe venni. Az atomi átmenet telítődése miatt az atom–tér kölcsönhatás nemlineáris dinamikához vezet. A probléma tehát matematikai értelemben is meglehetősen komplex, fizikai szempontból pedig rendkívül gazdag, a vizsgált jelenségek spektruma nagyon széles (lézeroszcilláció, bistabilitás, kvantummechanikai méréselmélet, stb.). Különböző közelítő eljárásokkal azonban gyakran analitikus eredményt kaphatunk, ami ezen problémák megértésére és megvilágítására vezet.

2. Elméleti leírás

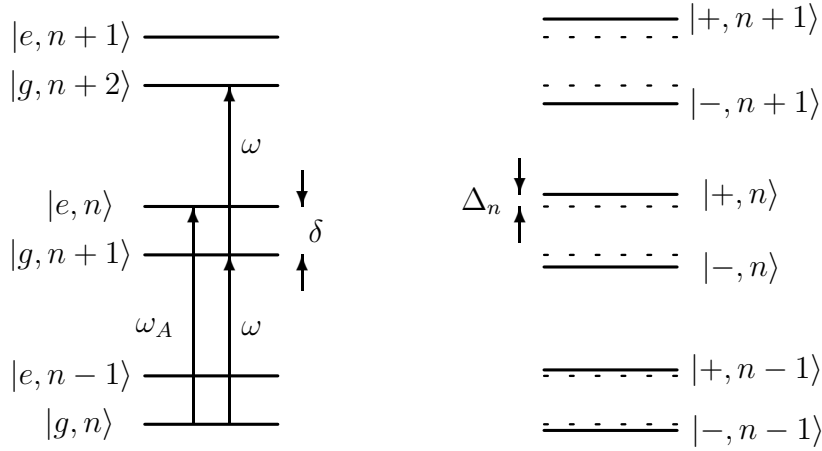
Az egymódusú EM tér és egy kiválasztott atomi átmenet kölcsönhatását a Jaynes–Cummings modell írja le. A szabad EM tér egy módusa dinamikailag egy harmonikus oszcillátornak felel meg, energiasajátállapotai az ún. Fock állapotok $|n\rangle$ ($n=0,1,2,\dots$), amelyek egy $\hbar\omega_M$ egyenközű „létrát” alkotnak. Az atom Hilbert terének csak az adott ω_A frekvenciájú átmenethez tartozó alap-, és gerjesztett állapota ($|g\rangle$, $|e\rangle$) által kifeszített kétdimenziós alterét tekintjük. A csatolt rendszer Hamilton operátora a következő alakba írható:

$$\hat{\mathcal{H}} = \hbar\omega_M \left(a^\dagger a + \frac{1}{2} \right) + \hbar\omega_A \hat{\sigma}_z - i\hbar g (a\sigma_+ - a^\dagger\sigma_-), \quad (1)$$

ahol a , a^\dagger a foton eltüntető és a foton keltő operátorok, $\sigma_z = 1/2(|e\rangle\langle e| - |g\rangle\langle g|)$ az atomi populáció-inverzióhoz rendelt operátor, $\sigma_+ = |e\rangle\langle g|$, $\sigma_- = |g\rangle\langle e|$ operátorok pedig az atomi nívókon léptetnek fel, illetve le. A kölcsönhatási tag tartalmazza az abszorpciót és az emissziót a g effektív csatolási együtthatóval. Alapelvekből levezethető, hogy dipól közelítésben a csatolás erősségét

$$g = \sqrt{\frac{\omega_M}{2\hbar\epsilon\mathcal{V}_M}} \vec{d}_{eg} \vec{E}_M(\vec{R}_A) \quad (2)$$

⁷A releváns paraméterek erősen függenek a konkrét susogó galéria módustól, a mikrogömb sugárától, hőmérséklettől, stb. Tipikusan egy $50 \mu\text{m}$ átmérőjű gömbben, a módustérfogat kb. $300 \mu\text{m}^3$, a maximális lokális térerősség elérheti a 10 kV/m -t. A jósági tényező nagyon magas, $Q=10^8-10^{10}$ ($\lambda \approx 1 \mu\text{m}$).



2. ábra. A csatolás nélküli (balra) és a csatolt (jobbra) rendszer energiaszintjei.

adja meg, ahol \vec{d}_{eg} az indukált atomi dipólmomentum (anyagi jellemző), \mathcal{V}_M az effektív módustérfogó (rezonátor jellemző), és végül az \vec{E}_M a térerősséget jellemző módusprofil, ami az atom \vec{R}_A helyétől függ, és a maximális értéke egyre normált. Látható, hogy erős csatolást egy nagy dipólmomentumú átmenet választásával (mint például a cirkuláris nívók magasan gerjesztett Rydberg atomban), vagy a rezonátor méretének csökkentésével érhetünk el.

A teljes leíráshoz a fenti Hamilton operátorral meghatározott időfejlődéshez hozzá kellene venni a környezet hatását is. Tegyük fel, hogy a rezonátor és az atom disszipációját a κ , illetve a γ ráták jellemzik. Az erős csatolás feltételét ez esetben a $g \gg \kappa, \gamma$ egyenlőtlenség adja meg. Tekintsünk el a veszteségek korrekt tárgyalásától, és elégedjünk most meg annyival, hogy az erős csatolású tartományban a hamiltoni koherens dinamika a domináns.

A Jaynes–Cummings modell megoldása jól ismert, foglaljuk össze röviden a lényeges elemeit. A teljes, csatolás nélküli rendszer alapállapota $|g, 0\rangle$ nem érzékeny a csatolásra, a többi sajátállapot viszont kvázi-degenerált párokba rendeződik ($|g, n+1\rangle, |e, n\rangle$), az energia különbség két ilyen állapot között $\hbar\delta \equiv \hbar\omega_M - \hbar\omega_A$, amelyeket az abszorpció–emisszió folyamata összekapcsol. A csatolt rendszer sajátállapotait tehát ezeken az altereken elvégzett diagonalizálással kaphatjuk meg. Az ún. felöltöztetett állapotok (értsd: az EM tér felöltözteti az atomot):

$$|+, n\rangle = \cos \Theta_n |e, n\rangle + i \sin \Theta_n |g, n+1\rangle \quad (3a)$$

$$|-, n\rangle = i \sin \Theta_n |e, n\rangle + \cos \Theta_n |g, n+1\rangle, \quad (3b)$$

ahol

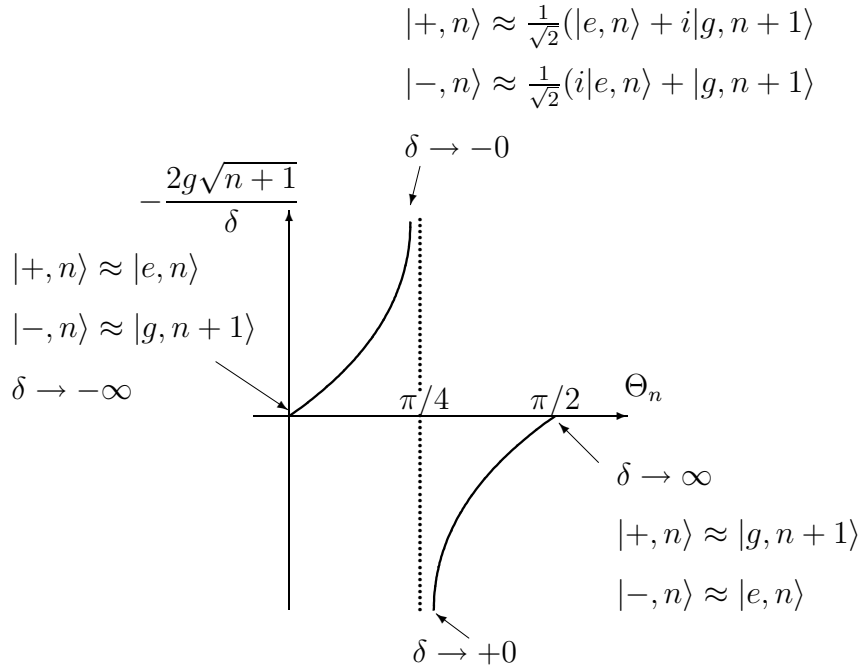
$$\tan 2\Theta_n = -\frac{2g\sqrt{n+1}}{\delta}, \quad \Theta \in [0, \pi/2]. \quad (4)$$

A megfelelő sajátenergiák pedig

$$E_{\pm, n} = (n+1)\hbar\omega_M \pm \hbar\sqrt{g^2(n+1) + \frac{\delta^2}{4}}. \quad (5)$$

Szigorúan rezonáns esetben ($\delta=0$) a csatolás nélküli rendszer sajátállapotai, páronként, egzaktul degeneráltak. A csatolás feloldja a degenerációt, és a megfelelő felöltöztetett állapotok

energiái eltávolodnak $2\hbar g\sqrt{n+1}$ -el. Mivel $\Theta_n = \pi/4$, a sajátállapotok szimmetrikusan tartalmazzák az atomi $|g\rangle$ és $|e\rangle$ állapotokat. Nemrezonáns esetben, δ minél nagyobbá válik az effektív csatolási erősség, $g\sqrt{n+1}$ -hez képest, annál inkább egyértelműen hozzárendelhetjük a csatolt rendszer sajátállapotait a nem csatoltéihoz (ld. 3. ábrát).



3. ábra. A csatolás nélküli rendszer sajátállapotainak és a felöltött állapotoknak a megfeleltetése rezonáns és nem rezonáns esetben.

Lényegében két lényeges paraméter szerepel a veszteség nélküli eset leírásában: g a csatolási állandó, és δ , a módus és az atomi rezonancia közötti elhangolás. A sajátállapotok és sajátenergiák ismeretében tetszőleges kezdeti feltétel esetén megadható a rendszer időfejlődése.

2.1. Kvantum Rabi-oszcilláció

Vizsgáljuk meg először azt az esetet, amikor a kezdőállapot $|e, n\rangle$, azaz egy gerjesztett állapotú atomot küldünk egy, a kezdetben pontosan n foton tartalmazó rezonátoron keresztül. Az atom t időt tölt a rezonátorban, majd amikor kilép, detektáljuk a belső állapotát ($|e\rangle$ vagy $|g\rangle$). A csatolási állandót konstansnak feltételezve az atom pályája mentén, annak a valószínűsége, hogy t idő múlva is gerjesztett állapotban találjuk:

$$P_e^{(n)}(t) = 1 - \frac{g^2(n+1)}{g^2(n+1) + \delta^2/4} \sin^2 \left(\sqrt{g^2(n+1) + \delta^2/4} t \right). \quad (6)$$

A fenti képletet $n=0$ esetre alkalmazva (vákuum) látható, hogy a spontán emisszió különös módon zajlik a rezonátorban: az atom kibocsájtja a foton, majd egy bizonyos idő elteltével visszanyeli. Ez periodikusan ismétlődik aztán, persze csak addig, amíg a foton nem disszipálódik a környezetbe. Az erős csatolás tartomány fizikai jelentése ennek megfelelően az, hogy az

atom és a rezonátor sokszoros energia-kicserélést hajthat végre, mielőtt az energia végleg eltűnik a rendszerből. Rezonancia esetén az oszcilláció körfrekvenciája g , ezért a csatolási állandót Rabi-frekvenciának is szokták nevezni.

Általában a kezdőállapot nem egy határozott $|n\rangle$ energia-sajátállapot, hanem ilyeneknek a lineáris szuperpozíciója (mint például egy koherens állapot), vagy egy statisztikus keveréke (pl. termikus állapot). Ilyenkor minden egyes összetevő más frekvenciával ($\delta = 0$ rezonancia esetén $g\sqrt{n+1}$) indukál oszcillációt ($P_e(t) = \sum_n p(n)P_e^{(n)}(t)$, ahol $p(n)$ a foton szám-eloszlás). Ha a tér nem lenne kvantált, akkor csak egyetlen oszcillációs frekvenciát észlelnénk, $g|\alpha|^2$ -et, ahol $|\alpha|^2$ a tér energiája osztva $\hbar\omega_M$ (a foton szám átlagának felelne meg kvantumos EM térben). A kísérletek azonban mind koherens, mind termikus állapotban kimutatták a különböző frekvenciák jelenlétét a mért $P_e(t)$ spektrumában [12].

Az oszcillációs frekvenciák diszkrét sokaságot alkotnak, és egymásnak nem racionális többszörösei. Bizonyos foton szám-eloszlások esetében a sok oszcilláció összege nem egy zajos jelre vezet, hanem egy érdekes jelenség figyelhető meg, amit az angol nyelvű irodalomban „collapse and revival”-nek neveznek [13]: a lebegéshez hasonló módon, sima burkolóval határolva az oszcillációk eltűnnek, és $P_e(t)$ a konstans $1/2$ értéket veszi fel egy kiterjedt időtartamon. Ezen időtartam hosszúsága a foton szám-eloszlás szélességétől függ. Aztán az oszcillációk egy simán növekvő burkoló alatt felélednek. Ez egy tipikusan kvantum jelenség, a Jaynes-Cummings modell egyszerűsége ellenére is rendkívül gazdag dinamikájának egy szép megnyilvánulása.

2.2. Diszperzív atom–tér kölcsönhatás

A (6) egyenletből leolvasható, hogy ha nagy az elhangolás az effektív Rabi-frekvenciához képest,

$$\delta^2 \gg g^2(n+1), \quad (7)$$

akkor az átmeneti valószínűség az atomban elhanyagolható (az oszcillációk amplitúdója a nullához, frekvenciája a végtelenhez tart). Nyilvánvalóan, erősen nemrezonáns esetben a két rendszer nem tud energiát cserélni, így az atom is megmarad a kezdeti állapotában, és a foton szám sem változik. Ugyanakkor a részrendszereket leíró hullámfüggvények fázisára nem elhanyagolható mértékű, diszperzív hatást fejthet ki a kölcsönhatás.

Ezt a diszperzív kölcsönhatást egy egyszerű effektív Hamilton operátorral írhatjuk le. Fejtsük sorba az (5) sajátenergia kifejezést a (7) feltétel figyelembevételével:

$$E_{\pm,n} = \hbar\omega_M(n+1) \pm \hbar \frac{|\delta|}{2} \pm \hbar \frac{g^2(n+1)}{|\delta|}. \quad (8)$$

A sajátállapotok pedig, (4) egyenletből adódóan a csatolás nélküli rendszer sajátállapotaihoz tartanak (Θ megközelítőleg vagy 0 , vagy $\pi/2$, a δ elhangolás előjelétől függően). Jó közelítéssel vehetjük a $|e, n\rangle$ és $|g, n\rangle$ állapotokat stacionárius állapotoknak, miközben figyelembe vesszük a hozzájuk tartozó energiaérték eltolódását:

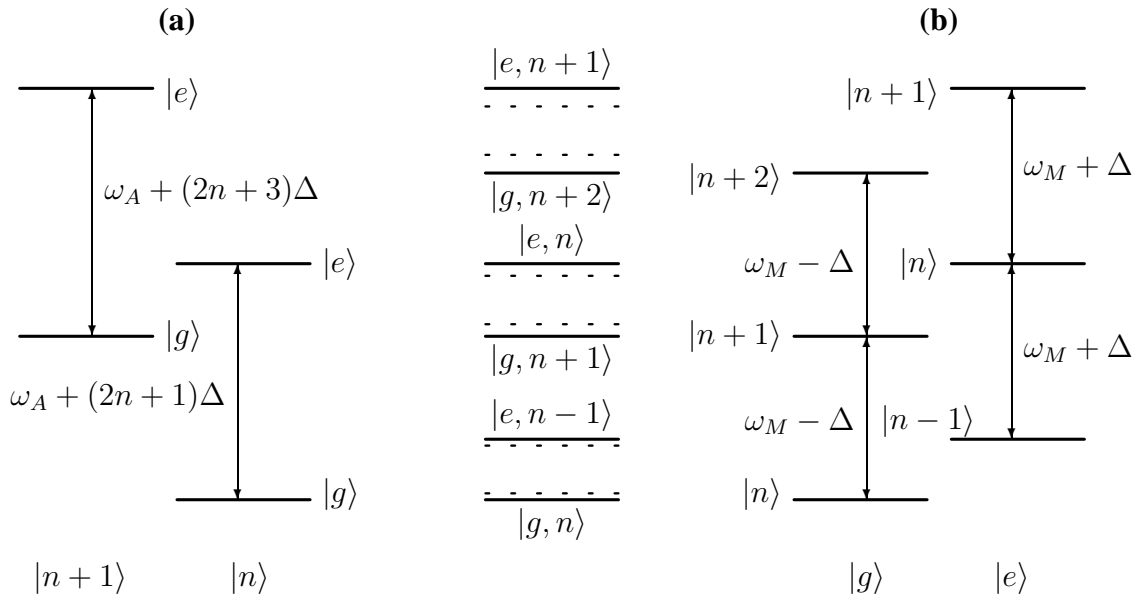
$$E_{e,n} = E_{e,n}^{(0)} - \hbar \frac{g^2(n+1)}{\delta} \quad (9a)$$

$$E_{g,n+1} = E_{g,n+1}^{(0)} + \hbar \frac{g^2(n+1)}{\delta}. \quad (9b)$$

Ezt az energia-eltolódást egy effektív Hamilton operátorba foglalhatjuk:

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{eff}} = \hat{\mathcal{H}}_{\text{atom}} + \hat{\mathcal{H}}_{\text{mode}} + \hbar \frac{g^2}{\delta} (a^\dagger a |g\rangle \langle g| - (a^\dagger a + 1) |e\rangle \langle e|) . \quad (10)$$

Ez a Hamilton operátor természetesen, összhangban a nemrezonáns kölcsönhatás hipotézissel, diagonális a csatolás nélküli rendszer bázisán. Érdektelen konstansok elhanyagolásával kétféle, nagyon tanulságos alakba írhatjuk át (ld. 4) aszerint, hogy a csatolási tagot az atomhoz, vagy a fotonterhez rendeljük. A szétválasztás azokban az esetekben bizonyul hasznosnak, amikor a csatolt rendszer spektrumát vizsgáljuk az atomhoz vagy a rezonátorhoz csatolt, gyenge külső szondával. Először is,



4. ábra. A felöltötötett állapotok nemrezonáns csatolás esetében ($\Delta = g^2/\delta$) (a) az atom szempontjából; (b) a módus szempontjából.

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{eff}} = \hbar \omega_M a^\dagger a + \frac{1}{2} \hbar \left[\omega_A - \left(a^\dagger a + \frac{1}{2} \right) \frac{g^2}{\delta} \right] (|e\rangle \langle e| - |g\rangle \langle g|) . \quad (11)$$

A fotonter energiáját hagytuk változatlanul (első tag). A kölcsönhatás miatt az atomi átmenet frekvenciája módosul, mégpedig a fotonok számával arányosan. Ezt a jelenséget nevezzük „light-shift”-nek, melynek egy speciális esete a nulla foton tartalmazó vákumos tér mellett bekövetkező „Lamb-shift”. A hagyományos QED-hez képest az a különbség, hogy egy rezonátorban, a kis térfogat révén létrejövő erős csatolás miatt ezeket az eltolódásokat egyetlen egy módus is képes észlelhető mértékben kiváltani. Figyelembe véve, hogy a nagy elhangolás nem tesz lehetővé tényleges átmeneteket az energia-sajátállapotok között, a rezonancia-eltolódást a virtuális átmeneteknek kell tulajdonítanunk. Ezt a képet támasztja alá a Hamilton operátor alakja is, hiszen $a^\dagger a + \frac{1}{2} = \frac{1}{2}(a^\dagger a + a a^\dagger)$ egymáshoz „láncolja” az abszorpció és emisszió elemi folyamatát.

Másodsor, tekinthetjük az effektív Hamilton operátort a következő formában:

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{H}}_{\text{eff}} = & \frac{1}{2}\hbar\left(\omega_A - \frac{g^2}{\delta}\right) (|e\rangle\langle e| - |g\rangle\langle g|) \\ & + \hbar\left(\omega_M - \frac{g^2}{\delta}\right) |e\rangle\langle e| a^\dagger a + \hbar\left(\omega_M + \frac{g^2}{\delta}\right) |g\rangle\langle g| a^\dagger a . \end{aligned} \quad (12)$$

Az első tag az atom energiáját fejezi ki egy módosított rezonancia-frekvenciával, de mivel a változás független a fotontér állapotától, ez a tag irreleváns a kölcsönhatás szempontjából. Most az EM tér energia-kifejezésébe olvasztottuk bele a csatolást. A módus továbbra is egy harmonikus oszcillátor, azonban a frekvenciája megváltozik $\pm g^2/\delta$ értékkel. Fizikai értelemben az atom mint egy dielektrikum viselkedik, amelynek törésmutatója van, és ezáltal megváltoztatja a rezonátor sajátfrekvenciáit. Az erős csatolásból kifolyólag, az egyatomos törésmutató index is jelentős lehet. Figyeljünk fel egy nagyon érdekes kvantumos jelenségre: a törésmutató előjele függ az atom belső állapotától! Az egy atomból álló, mikroszkopikus dielektrikum tehát „kvantumtörésmutatóval” rendelkezik: amennyiben $c_e |e\rangle + c_g |g\rangle$ szuperponált állapotban van az atom, a rezonátor sajátfrekvenciái is egy koherens szuperpozíciót alkotnak. Erre az elvre épül a következő fejezetben ismertetendő kísérlet is.

3. Egy alapvető kísérlet: a dekoherencia időfelbontásos megfigyelése Schrödinger-macska állapotban

A kvantumelektrodinamika üregrezonátorban lehetőséget nyújt arra, hogy a kvantummechanika alapvető kérdéseit, nyitott problémáit egy konkrét rendszer viselkedésén tanulmányozhassuk. A leglényegesebb probléma a kvantummechanikai mérés értelmezése. A von Neuman posztulátum értelmében a mért mikroszkopikus rendszer az egyik sajátállapotába ugrik. Van-e, és ha igen, milyen az ugrás időbeli lefolyása? Miért nem mérünk soha szuperpozíciót? Ha a kvantummechanika elvileg minden rendszerre érvényes, akkor a mérőműszer, vagy egy tetszőleges makroszkopikus test esetében miért nem észlelünk interferenciát? Ezen kérdések kísérleti tárgyalását célozta meg egy nemrégiben elvégzett kísérlet [28], amelyben Erwin Schrödinger híres gondolkísérletének [40] analógiáját végezték el atomokkal, fotonokkal.

3.1. A kvantummechanikai mérés és a Schrödinger-macska állapot

Tekintsük egy mikroszkopikus objektum kvantumállapotának idealizált mérését. Az egyszerűség kedvéért legyen a vizsgált kvantum objektum egy spin, aminek a z komponensét méri egy makroszkopikus mérőműszer (pl. Stern-Gerlach elhajlás elvén). Ezt az ideális esetet formálisan a következő dinamika valósítja meg:

$$\begin{aligned} |\uparrow\rangle |O\rangle & \rightarrow |\uparrow\rangle |U\rangle \\ |\downarrow\rangle |O\rangle & \rightarrow |\downarrow\rangle |D\rangle , \end{aligned} \quad (13)$$

ahol a nyíl a mérés folyamatát megadó unitér időfejlődést reprezentálja. A műszer a kezdeti $|O\rangle$ állapotából az $|U\rangle$ vagy $|D\rangle$ állapotába fejlődik, a spin állapotától függően. Ugyanakkor az idealizált mérés nem indukál átmeneteket a mérendő objektum állapotai között. A mérés hatásos,

ha $|U\rangle$ és $|D\rangle$ makroszkópicusan megkülönböztethető állapotok. Ekkor a mérésel egyértelműen meghatároztuk a spin állapotát. Érdekes helyzet áll elő, ha a spin állapota eredetileg nem sajátállapota a mérendő fizikai mennyiségnek (\hat{S}_z), hanem azoknak valamilyen szuperpozíciója. A Schrödinger-egyenlet linearitása alapján:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (|\downarrow\rangle + |\uparrow\rangle) |O\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (|\downarrow\rangle |D\rangle + |\uparrow\rangle |U\rangle) , \quad (14)$$

amelyben szimultán fordul elő a mérőműszer két, makroszkópicusan megkülönböztethető állapota. A mérőműszer redukált állapota azonban az $|U\rangle$ és $|D\rangle$ állapotok statisztikus keveréke, ami teljes mértékben összhangban van a mindennapi tapasztalatunkkal. Schrödinger azzal fokozta a (14) állapot abszurditását, hogy a mérőműszert helyettesítette egy élő szervezettel egy macskával, az $|U\rangle$ és $|D\rangle$ állapotokat pedig a macska „élő” illetve „halott” állapota valósította meg.⁸ Mivel a macska redukált állapota csak valószínűségi értelemben keveri az élő és a halott állapotokat, első ránézésre ez a Schrödinger-macska állapot nem tűnik paradoxonnak. Azonban a következő gondolatmenetben megmutatjuk, hogy ha a fenti (14) állapot létezik, annak meglepő következményei vannak.

Fejezzük ki a (14) állapotot a spin x irányú vetületének sajátállapotaival, $|\rightarrow\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle - |\downarrow\rangle)$ és $|\leftarrow\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle)$:

$$\frac{1}{2} |\rightarrow\rangle (|U\rangle - |D\rangle) + \frac{1}{2} |\leftarrow\rangle (|U\rangle + |D\rangle) . \quad (15)$$

Ha egy második ideális mérőműszerrel a spin x irányú vetületét detektáljuk, akkor a von Neumann-féle redukciós elv értelmében a mérés az első mérőműszer állapotát a $(|U\rangle \pm |D\rangle)/\sqrt{2}$ valamelyikére vetíti. A kvantummechanika nem zárja ki tehát, hogy egy makroszkópicus objektum megkülönböztethető állapotainak koherens szuperpozícióját állítsuk elő. Ez az állapot olyan interferencia-jelenségeket indukálna, amelyeket nem tapasztalunk a környező világban.

Fundamentális jelentőségű, hogy megtaláljuk a makroszkópicus világbeli koherens szuperpozíciók hiányának okát. Az egykori gondolat kísérletek ma már, és főként a kvantumoptika területén, ténylegesen elvégezhető kísérletek. Az EM tér és egy kétállapotú atom jól kontrollálható kölcsönhatása lehetőséget nyújt Schrödinger-macska állapotok, idealizált mérések megvalósítására és a kvantummechanika elvi problémáinak kísérleti tanulmányozására. A Schrödinger-féle paradoxonnak egy lehetséges, a dekoherencia elméletekben gyökerező feloldását ellenőrizték a [28] kísérletben. Egyben ez az első kísérlet, amelyben optikai Schrödinger-macska állapotot hoztak létre. Hasonló állapotot valósítottak meg egy közel egyidejűleg elvégzett kísérletben ioncsapdában rezgő ionra [41]. Egyre nagyobb tömegű objektumok Schrödinger-macska állapotainak keltése válik elérhetővé, például egy molekula rezgésében viszonylag egyszerűen, két megfelelő időzítésű, ultrarövid impulzus segítségével [42].

3.2. Schrödinger-macska állapot keltése egy rezonátorban

A ténylegesen elvégzett kísérlet eredményeinek feldolgozása a soron következő részekben ismertett számolásnál valamivel bonyolultabb elméleti háttérrel nyugszik. A tárgyalásnál az elvi szempontból lényeges pontok kiemelésére szorítkozunk.

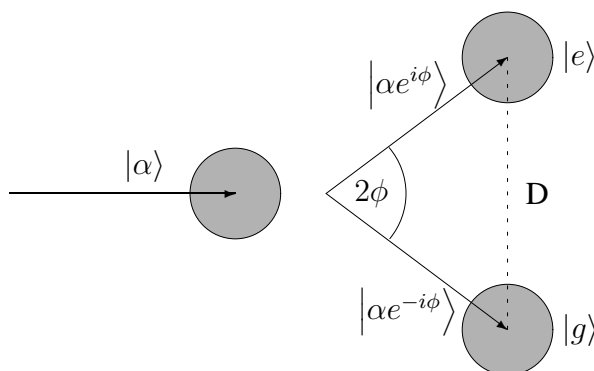
⁸A helyettesítést többlépcsőben végezte el: az ő megfogalmazásában van egy detektor, ami beindíthat egy kalapácsot, az összetör egy méregkapszulát, és ennek hatására halhat meg a macska. Azonban elvileg ezt az összetett mérési mechanizmust tekinthetjük egy, a macskával mint műszerrel történő mérésnek.

Az eljárás lényegében az előző részben leírt idealizált mérés tényleges végrehajtása: legyen a mérendő kvantum objektum egy kétállapotú atom, a mérőműszer pedig az EM tér egy módusa egy magas jóságú tényezőjű rezonátorban. A mérő apparátus „klasszikusságát” úgy biztosíthatjuk, hogy a teret egy nagy amplitúdójú koherens állapotban preparáljuk. A kvantumoszillátor koherens állapota [43],

$$|\alpha\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle, \quad (16)$$

ugyanis nagy α amplitúdó esetén közelítőleg egy klasszikus térnek felel meg (az amplitúdó és a fázis tisztán kvantummechanikai eredetű bizonytalansága minimális, a Heisenberg határozatlansági relációban az egyenlőség valósul meg). Az α komplex amplitúdó fázisa az oszcillátor fázisának középértékét, abszolútértékégyzete pedig az átlagos fotonszámot adja meg.

A kísérlet sémája megegyezik a 1. ábrán látható elrendezéssel. A mikroszkópikus objektumot reprezentáló atom $|e\rangle$ állapotban, adott időpillanatban, határozott sebességgel lép ki az előkészítő részből. A kvantummechanikai mérés szimulációját az teszi teljessé, hogy az R_1 Ramsey zónában a mérendő objektum tetszőleges $c_e |e\rangle + c_g |g\rangle$ állapota preparálható.



5. ábra. Az fázistérben elforgatott koherens állapotok mintegy „rámutatnak” a mért atomi állapotokra.

A megadott definíció szerint az idealizált mérés nem okoz átmeneteket a detektálható állapotok között. Ez azt sugallja, hogy az atom és a tér között egy elegendően nagy elhangolást kell alkalmazni. A nemrezonáns kölcsönhatás esetében érvényes (10) Hamilton operátor alapján, a mérés dinamikája kölcsönhatási képből a következőképpen alakul:

$$|e\rangle |\alpha\rangle \rightarrow |e\rangle |\alpha e^{i\phi}\rangle \quad (17a)$$

$$|g\rangle |\alpha\rangle \rightarrow |g\rangle |\alpha e^{-i\phi}\rangle, \quad (17b)$$

ahol

$$\phi = \frac{g^2}{\delta} t_{int}. \quad (18)$$

A mérés folyamata egyszerűen értelmezhető a kölcsönhatást leíró Hamilton operátor (12) alakja alapján, melyben az atomot egy törésmutatónak tekintjük. A kölcsönhatás ideje alatt, amíg az

atom a rezonátorban tartózkodik, megváltozik a rezonancia-frekvencia és emiatt a módus fázisa előreszalad ($|g\rangle$ állapot), vagy lekésik ($|e\rangle$ állapot) a kölcsönhatási képen rögzített referenciához képest. A fáziselcsúszás egyrészt a g , δ paraméterektől, másrészt a kölcsönhatás idejétől, t_{int} , függ. A kísérletben adott vagy választott értékek: $g = 2\pi \times 25$ kHz, $\delta = 2\pi \times 70$ kHz, $t_{int} = 19\mu s$ (ez az effektív kölcsönhatási idő 400 m/s sebességnél), ami egy szokatlanul nagy, $\phi \approx 1$ radián egyatomos index-hatáshoz vezet.

Állítsuk be az R_1 és R_2 Ramsey zónákban a mikrohullámú impulzus erősségét és fázisát úgy, hogy az a következő unitér transzformációt valósítsa meg az atomon:

$$|e\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|e\rangle - |g\rangle) \quad (19a)$$

$$|g\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|e\rangle + |g\rangle). \quad (19b)$$

Ennek megfelelően az atom $\frac{1}{\sqrt{2}}(|e\rangle - |g\rangle)$ állapotban lép be a rezonátorba. A belépés pillanata előtt, egy klasszikus mikrohullámú forrással injektáljunk egy α koherens állapotot a kiválasztott módusba. A kvantummechanikai időfejlődés linearitásából következik, hogy a (17) dinamika szerint a mérés a

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|e\rangle - |g\rangle) |\alpha\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|e\rangle |\alpha e^{i\phi}\rangle - |g\rangle |\alpha e^{-i\phi}\rangle) \quad (20)$$

állapotba juttatja a rendszert. Ezt az állapotot az ismert paradoxonban szereplő Schrödinger-macskával analógnak tekinthetjük, amennyiben a mérőműszer két állapota megkülönböztethető, azaz átfedésük

$$\left| \langle \alpha e^{i\phi} | \alpha e^{-i\phi} \rangle \right|^2 = e^{-D^2}, \text{ ahol } D = 2\alpha \sin \phi \quad (21)$$

elhanyagolható. Fizikailag ez éppen azt jelenti, hogy a két mutatóállás ($\alpha e^{\pm i\phi}$) távolsága (D) jóval nagyobb legyen, mint 1. Elvi szempontból nagyon lényeges az a feltételezésünk, hogy α nagy, és ezért a mérőműszert makroszkopikusnak foghatjuk fel.

Amikor az atom áthalad az R_2 második Ramsey zónán, az unitér forgatás a csatolt rendszer együttes állapotát transzformálja:

$$|\text{atom+tér}\rangle = \frac{1}{2} \left[(|\alpha e^{i\phi}\rangle - |\alpha e^{-i\phi}\rangle) |e\rangle - (|\alpha e^{i\phi}\rangle + |\alpha e^{-i\phi}\rangle) |g\rangle \right]. \quad (22)$$

Az atom állapotának detektálása a D_e és D_g detektorokkal a tér állapotát

$$|\text{tér}\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} (|\alpha e^{i\phi}\rangle + e^{i\varphi} |\alpha e^{-i\phi}\rangle) \quad (23)$$

állapotokba vetíti, ahol a normalizációs konstans

$$N = 2 \left(1 + \cos(\varphi - \alpha^2 \sin 2\phi) e^{-D^2/2} \right) \approx 2,$$

és

$$\varphi = \begin{cases} \pi & \text{ha az atomot } |e\rangle\text{-ben detektáljuk} \\ 0 & \text{ha az atomot } |g\rangle\text{-ben detektáljuk} \end{cases}. \quad (24)$$

Akár $|e\rangle$, akár $|g\rangle$ állapotban detektáljuk az atomot, a kialakuló EM tér állapota egy koherens szuperpozíciója a módus két különböző fázisú állapotának, amit fázis Schrödinger-macska állapotoknak neveznek az optikában.

Tanulságos lehet a leírt eljárást egy „Welcher Weg” interferencia kísérletként értelmezni [44]. Az R_1 és R_2 zónák mikrohullámú impulzusokkal kiváltott (19) transzformációi éppen egy Ramsey-féle interferométert alkotnak. Az atomot kétféleképpen detektálhatjuk $|e\rangle$ állapotban. Vagy egyik zónában sem szenved átmenetet, vagy mindkettőben. A kvantummechanika linearitása miatt a két út interferál, és az atom sebességének függvényében $P(e)$, az $|e\rangle$ állapotban való detektálás valószínűsége egy tipikus koszinuszos jelet mutat. A fenti beállítás szerint éppen tökéletes kioltás van, $P(e) = 0$. Ebbe az interferométerbe helyezük bele a koherens állapotot tartalmazó rezonátort. Az EM tér információt szerez arról, hogy melyik úton vagyunk, hiszen elfordulásával méri, milyen állapotban van az atom a két Ramsey-zóna között. A detektálási valószínűség megváltozik:

$$P(e) = \frac{1}{2} - \frac{1}{2}e^{-D^2/2} \cos(\alpha^2 \sin 2\phi). \quad (25)$$

Minél nagyobb a mutatókiterés D , annál több az információnk a két útról, és annál tökéletlenebb a kioltás. Elegendően nagy D -re a két állapot detektálási valószínűsége az atomi sebességtől függetlenül konstans 50%. Változó sebességű atomokkal a $P(e)$ -re jellemző interferencia-jelet megmérték. Az interferencia vizibilitásának csökkenéséből és az interferencia csíkok eltolódásából meg lehetett határozni α és ϕ értékét. Vegyük észre, hogy ez az átlagos fotonszám, $\bar{n} = |\alpha|^2$, egy fotonelnyelés nélküli, QND mérése.

3.3. Dekoherencia

A (23) állapot sűrűségmátrixa a következő alakba írható:

$$\begin{aligned} \rho = & \frac{1}{N} \left\{ |\alpha e^{i\phi}\rangle \langle \alpha e^{i\phi}| + |\alpha e^{-i\phi}\rangle \langle \alpha e^{-i\phi}| \right. \\ & \left. + e^{-i\varphi} |\alpha e^{i\phi}\rangle \langle \alpha e^{-i\phi}| + e^{i\varphi} |\alpha e^{-i\phi}\rangle \langle \alpha e^{i\phi}| \right\}. \end{aligned} \quad (26)$$

Ez egy, a statisztikus keveréktől eltérő, jellegzetesen nemklasszikus állapot. A második sorban található nemdiagonális tagoknak interferencia-kísérletekben mérhető következményekhez kellene vezetniük. Ilyeneket azonban nem tapasztalunk. A paradoxon egy lehetséges feloldását nyújtják a dekoherencia-elméletek [45]. A Schrödinger-egyenlet alapján bebizonyítják, hogy a környezettel (egy nagy szabadsági fokú rendszer) való kölcsönhatás során, a nemdiagonális tagok extrém rövid idő alatt eltűnnek, ezt nevezzük dekoherenciának. Ráadásul minél makroszkopikusabb a mérőműszer, annál gyorsabb a dekoherencia. Ez megmagyarázná, hogy miért nem látunk interferenciát a észlelhető világban.

Egy nagyon intuitív képet képzelhetünk a dekoherencia folyamata mögé. Matematikailag a nemdiagonális tagok eltűnését úgy is reprezentálhatjuk, hogy a ϕ -t egy véletlen változónak fogjuk fel. A sűrűségmátrix kiszámításához ez esetben átlagolni kell ϕ -re. A koherens szuperpozíciót leíró (23) állapotban a ϕ fokozatosan „randomizálódik”, azaz rögzített fázisú szuperpozícióból átmegy véletlen fázisú szuperpozícióba. Mikor ϕ eléri az egyenletes eloszlást a $[0, 2\pi]$ teljes tartományban, az $e^{i\phi}$ átlaga nulla, és a ρ sűrűségmátrixból eltűnnek a nemdiagonális tagok.

A rezonátorban létrehozott fázis Schrödinger-macska állapot dekoherenciáját explicite számolni lehet. A környezettel való kölcsönhatás egy csillapítást jelent a módushoz rendelt harmonikus oszcillátor számára. Tekintsük a környezet hőmérsékletét abszolút nullának, és jellemezzük a csillapítást egyetlen paraméterrel, a κ disszipációs konstanssal. A karakterisztikus függvény módszerrel egyszerűen kifejezhető a csillapított kvantum oszcillátor időfejlődése:

$$\begin{aligned}\chi(\eta, \eta^*, t) &= \chi(\eta e^{-\kappa t/2}, \eta^* e^{-\kappa t/2}, 0) \\ &= \frac{1}{N} \left\{ \exp(\eta \alpha e^{-i\phi} e^{-\kappa t/2} - \eta^* \alpha e^{i\phi} e^{-\kappa t/2}) + \exp(\eta \alpha e^{i\phi} e^{-\kappa t/2} - \eta^* \alpha e^{-i\phi} e^{-\kappa t/2}) \right. \\ &\quad + e^{-i\varphi} \langle \alpha e^{-i\phi} | \alpha e^{i\phi} \rangle \exp[(\eta - \eta^*) \alpha e^{i\phi} e^{-\kappa t/2}] \\ &\quad \left. + e^{i\varphi} \langle \alpha e^{i\phi} | \alpha e^{-i\phi} \rangle \exp[(\eta - \eta^*) \alpha e^{-i\phi} e^{-\kappa t/2}] \right\}. \quad (27)\end{aligned}$$

Megkonstruálhatjuk azt a sűrűségmátrixot, ami ennek az időben fejlődő, normál rendezett karakterisztikus függvénynek felel meg:

$$\begin{aligned}\rho &= \frac{1}{N} \left\{ |\alpha' e^{i\phi}\rangle \langle \alpha' e^{i\phi}| + |\alpha' e^{-i\phi}\rangle \langle \alpha' e^{-i\phi}| \right. \\ &\quad \left. + \frac{\langle \alpha e^{i\phi} | \alpha e^{-i\phi} \rangle}{\langle \alpha' e^{i\phi} | \alpha' e^{-i\phi} \rangle} e^{-i\varphi} |\alpha' e^{i\phi}\rangle \langle \alpha' e^{-i\phi}| + \frac{\langle \alpha e^{i\phi} | \alpha e^{-i\phi} \rangle}{\langle \alpha' e^{i\phi} | \alpha' e^{-i\phi} \rangle} e^{i\varphi} |\alpha' e^{-i\phi}\rangle \langle \alpha' e^{i\phi}| \right\}, \quad (28)\end{aligned}$$

ahol $\alpha' = \alpha e^{-\kappa t/2}$ írja le az amplitúdó csillapítását. A számolás tehát visszaadja, hogy a várakozásnak megfelelően, az EM tér energiája κ rátával disszipálódik. A csillapításnak van azonban egy másik következménye is. A diagonális elemek súlya a sűrűségmátrixban exponenciálisan csökken,

$$\left| \langle \alpha e^{i\phi} | \alpha e^{-i\phi} \rangle \right| \cdot \left| \langle \alpha' e^{i\phi} | \alpha' e^{-i\phi} \rangle \right|^{-1} = \exp\left(\frac{D'^2 - D^2}{2}\right) = \exp[-D^2(e^{-\kappa t} - 1)]. \quad (29)$$

Az exponenciálist sorba fejtvé látható, hogy a nemdiagonális elemek eltűnésének, vagyis a dekoherenciának az időállandója

$$t_{decoh} = \frac{2}{\kappa D^2} = \frac{1}{2\kappa \alpha^2 \sin^2 \phi} \quad (30)$$

Tehát az energia disszipációnál rövidebb időskálán lecseng az eredeti Schrödinger-macska állapotban levő szuperpozíciójának koherenciája, és az állapot átmegy két különböző fázisú koherens állapot statisztikus keverékébe. Azt is megállapíthatjuk, hogy minél makroszkopikusabb a „mérőműszer”, annál gyorsabb a dekoherencia. A tárgyalt példa tehát illusztrálja, hogy makroszkopikus testek környezettel való kölcsönhatása miképpen vezet az interferencia-képesség elvesztéséhez. Ez nem pillanatszerűen, de extrém rövid idő alatt történik. Az üregrezonátor és atom „mezozkopikus” rendszerében a lecsengést sikerült megfigyelni.

3.4. A dekoherencia megfigyelése

A dekoherencia időbeli lefolyásának megméréseben az alapvető trükk az volt, hogy a Ramsey zónákból és a rezonátorból álló rendszeren mégegy atomot átküldtek. A második atom az első atom által a rezonátorban hagyott fázis Schrödinger-macska állapottal hat kölcsön. Az első

atom rezonátorból való kilépése, és a második atom belépése között eltelik valamennyi idő, ami közben a koherens szuperpozíció „dekoherálódik”. Matematikailag ezt úgy vehetjük figyelembe, hogy φ egy véletlenszámmá fejlődik.

Miután a második atom kilép a rezonátorból, a rendszer állapota

$$\begin{aligned} |\text{atom2 + tér}\rangle &= \frac{1}{2\sqrt{N}} |e\rangle \left(|\alpha e^{i2\phi}\rangle + e^{i\varphi} |0\rangle - |0\rangle - e^{i\varphi} |\alpha e^{-i2\phi}\rangle \right) \\ &- \frac{1}{2\sqrt{N}} |g\rangle \left(|\alpha e^{i2\phi}\rangle + e^{i\varphi} |0\rangle + |0\rangle + e^{i\varphi} |\alpha e^{-i2\phi}\rangle \right). \end{aligned} \quad (31)$$

Az egyszerűség kedvéért feltételeztük, hogy a két atom között elég rövid idő telik el ahhoz, hogy az amplitúdó ne csökkenjen le számottevően. Annak a valószínűsége, hogy a második atomot e állapotban detektáljuk,

$$P(e|\varphi) = \frac{1}{2} - \frac{1}{4} \cos \varphi. \quad (32)$$

A két atom mért belső állapotai között egy korreláció alakul ki. Annak a valószínűsége, hogy mindkét atomot gerjesztett állapotban detektáljuk $P(e|e) = 75\%$, miközben a $P(g|e) = 25\%$ -re csökken. Ugyanakkor, a dekoherencia miatt φ randomizálódik, és mindkét feltételes valószínűség a korrelálatlanságot kifejező $P(e|e) = P(g|g) = 50\%$ -hoz tart. A két atom közötti késleltetés szabályozásával sikerült időfelbontásban megfigyelni ahogy a két atom közötti korreláció elpusztul.

A kísérlet felépítésének hatalmas erénye, hogy a mérőműszert modellező rendszer makroszkopikussága is egy változó. Ugyanis a mérő oszcillátor amplitúdóját (α) a kísérletező határozza meg azzal, hogy hány fotont injektál a rezonátorba az atom érkezése előtt. Maximum 10 fotont lehet használni, hogy a fent ismertetett séma működjön. A kísérletben tipikusan 3.3 fotonos teret alkalmaztak a mérésre, és a δ elhangolás állításával szabályozták a mutatóállások megkülönböztethetőségét. Különböző D átfedésekre a dekoherencia különböző sebességét figyelték meg, és a mérési eredmények tökéletes összhangban voltak az elméleti jóslatokkal. A kísérlet tehát sokrétűen alátámasztotta a dekoherencia-elmélet koncepcióját a makroszkópikus Schrödinger-macskák hiányáról.

Összefoglalás

Az elmúlt két évtized egy nagyon dinamikus fejlődő kutatási területét, a kvantumelektrodinamika üregrezonátorban témát próbáltuk áttekinteni. Ebben a tanulmányban elsősorban a fény-anyag kölcsönhatás alapjait és az ezen a mély szinten benne rejlő kvantumjelenségeket tanulmányozó munkákra koncentráltunk. Ismertettünk egy pár éve elvégzett, kiemelt fontosságú kísérletet, amelyben a kvantummechanika paradoxonjaira kaphattunk választ egy kísérletileg kontrollált modellrendszerben.

Köszönetnyilvánítás

Ezt a munkát az OTKA az F017380, T017386, T023777 számú szerződésekben támogatta.

Hivatkozások

- [1] E. M. Purcell, Phys. Rev. A **69**, 681 (1946).
- [2] H. B. Casimir és D. Polder, Phys. Rev. A **73**, 360 (1948).
- [3] P. Goy, J. M. Raimond, M. Gross, és S. Haroche, Phys. Rev. Lett. **50**, 1903 (1983).
- [4] R. G. Hulet, E. S. Hilfer, és D. Kleppner, Phys. Rev. Lett. **55**, 2137 (1985).
- [5] W. Jhe, A. Anderson, E. A. Hinds, és S. Haroche, Phys. Rev. Lett. **58**, 666 (1987).
- [6] D. J. Heinzen, J. J. Childs, J. E. Thomas, et M. S. Feld, Phys. Rev. Lett. **58**, 1320 (1987).
- [7] F. De Martini, G. Innocenti, G.R. Jacobovitz és P. Mataloni, Phys. Rev. Lett **59**, 2955 (1987).
- [8] D. Kleppner, Phys. Rev. Lett. **47**, 233 (1981).
- [9] R. J. Thompson, G. Rempe, és H. J. Kimble, Phys. Rev. Lett. **68**, 1132 (1992)
- [10] F. Bernardot, P. Nussenzveig, M. Brune, J. M. Raimond, és S. Haroche, Europhys. Lett. **17**, 33 (1992).
- [11] G. Rempe, R. J. Thompson, R. J. Brecha, W. D. Lee, és H. J. Kimble, Phys. Rev. Lett. **67** 1727 (1991). W. Lange, W. E. Schulz, H. Walther, M. Pernigo, és L. Lugiato, Journal de physique **49**, C2-81 (1988).
- [12] M. Brune, F. Schmidt-Kaler, A. Maali, J. Dreyer, E. Hagley, J. M. Raimond, és S. Haroche, Phys. Rev. Lett. **76**, 1800 (1996).
- [13] G. Rempe, H. Walther, és N. Klein, Phys. Rev. Lett. **58**, 353 (1987).
- [14] G. Rempe, F. Schmidt-Kaler, és H. Walther, Phys. Rev. Lett. **64**, 23 (1990).
- [15] Id. Geszti Tamás, *Kvantumkomputer* c. összefoglalóját a jelen kiadványban.
- [16] Id. Janszky József és Koniorczyk Mátyás, *Kvantumteleportáció* c. összefoglalóját a jelen kiadványban.
- [17] S. Haroche és J. M. Raimond, *Radiative properties of Rydberg states in resonant cavities*, dans *Advances in atomic and molecular physics*, eds. D. R. Bates és B. Bederson, vol. XX. page 347, Academic Press (1985); P. Filipowicz, P. Meystre, G. Rempe, és H. Walther, Opt. Acta **32**, 1105 (1985).
- [18] D. Meschede, H. Walther, és G. Müller, Phys. Rev. Lett. **54**, 551 (1985).
- [19] M. Brune, J. M. Raimond, P. Goy, L. Davidovich, és S. Haroche, Phys. Rev. Lett. **59**, 1899 (1987).
- [20] P. Filipowicz, J. Javanainen és P. Meystre, Phys. Rev. A **34**, 3077 (1986).

- [21] J. Bergou, L. Davidovich, M. Orszag, C. Benkert, M. Hillery és M. O. Scully, Phys. Rev. A **40**, 5073 (1989).
- [22] P. J. Bardroff, E. Mayr, W. P. Schleich, P. Domokos, M. Brune, J. M. Raimond, és S. Haroche, Phys. Rev. A **53**, 2736 (1996).
- [23] G. Breitenbach, S. Schiller, J. Mlynek, Nature **387**, 471 (1997).
- [24] K. Vogel, V. Akulin, W. P. Schleich, Phys. Rev. Lett. **71** 1816 (1993).
- [25] V. B. Braginsky, F. Y. Khalili, *Quantum measurement*, Cambridge University Press (1992).
- [26] M. Brune, S. Haroche, V. Lefèvre, J.M. Raimond, N. Zagury, Phys. Rev. Lett. **65**, 976 (1990); M. Brune, S. Haroche, J. M. Raimond, L. Davidovich, és N. Zagury, Phys. Rev. A **45**, 5193 (1992).
- [27] P. Domokos, P. Adam, J. Janszky, A. Zeilinger, Phys. Rev. Lett. **77**, 1663 (1996);
- [28] M. Brune, E. Hagley, J. Dreyer, X. Maître, A. Maali, C. Wunderlich, J. M. Raimond, és S. Haroche, Phys. Rev. Lett. **76**, 1800 (1996).
- [29] P. Domokos, M. Brune, J. M. Raimond, és S. Haroche, Phys. Rev. A **52**, 3554 (1995);
- [30] X. Maître, E. Hagley, G. Nogues, C. Wunderlich, P. Goy, M. Brune, J. M. Raimond, és S. Haroche, Phys. Rev. Lett. **79**, 769 (1997).
- [31] E. Hagley, X. Maître, G. Nogues, C. Wunderlich, M. Brune, J. M. Raimond, és S. Haroche, Phys. Rev. Lett. **79**, 1 (1997).
- [32] K. An, J. J. Childs, R. R. Dasari és M. S. Feld, Phys. Rev. Lett. **73**, 3375 (1994).
- [33] Zs. Bor, B. Rácz, G. Szabó, és Z. Gy. Horváth, Phys. Lett. A **80**, 153 (1980).
- [34] V. B. Braginsky, M. L. Gorodetsky, és V. S. Ilchenko, Phys. Lett. A **137**, 393 (1989).
- [35] L. Collot, V. Lefèvre-Séguin, M. Brune, J. M. Raimond, és S. Haroche, Europhys. Lett. **23**, 327 (1993).
- [36] V. Sandoghdar, F. Treussart, J. Hare, V. Lefèvre-Séguin, J. M. Raimond és S. Haroche, Phys. Rev. A **54**, R1777 (1996).
- [37] F. De Martini és G. R. Jacobovitz, Phys. Rev. Lett **60**, 1711 (1988).
- [38] Y. Yamamoto és R. E. Slusher, Physics Today, **june**, 66 (1993).
- [39] I. Protsenko, P. Domokos, J. Hare, V. Lefèvre, J. M. Raimond, L. Davidovich, Phys. Rev. A **59**, 1667 (1999).
- [40] E. Schrödinger, Naturwissenschaften **23**, 807, 823, 844 (1935)
- [41] C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King, D. J. Wineland, Science **272**, 1131 (1996).

- [42] J. Janszky és A. V. Vinogradov, Phys. Rev. Lett. **64**, 2771 (1990).
- [43] R. J. Glauber, Phys. Rev. A **130**, 2529 (1963); **131**, 2766 (1963).
- [44] N. Bohr, Naturwissenschaften **16**, 245 (1928).
- [45] W. H. Zurek, Phys. Rev. D **24**, 1516 (1981); Phys. Rev. D. **26**, 1862 (1982).