

SZUPRAVEZETŐ KVANTUMÁRAMKÖRÖK A BME-N

Kürtössy Olivér, Csonka Szabolcs, Makk Péter@

BME, Fizika Tanszék, Budapest

@E-mail: makk.peter@ttk.bme.hu

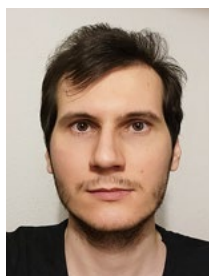
Az elmúlt években a kvantumszámítógép-architektúrák robbanásszerű fejlődésen mentek keresztül, és olyan speciális problémákat lehet velük már most megoldozni, amik klasszikus számítógépekkel komoly kihívást jelentenek – ahogy ez a *Fizikai Szemle* jelenlegi számának több cikkéből is kiderül. Az egyik legperspektivikusabb irány a szupravezető áramkörökre épít, ezekről egy összefoglalás Gyenis András cikkében található. Ebben a cikkben először röviden bemutatjuk a mai legnépszerűbb architektúra, a *transzmon* qubit alapjait és a méréseket, amelyeket a Kvantuminformatika Nemzeti Laboratórium keretében végeztünk, majd újfajta, szilárdtestfizikai alapú, topologikus jelleggel bíró qubitek kutatását ismertetjük.

A qubitek működése a kvantummechanika törvényein alapul, ahol egy kétállapotú rendszer nemcsak az ún. bázisállapotokban – az alapállapotban (0) vagy a gerjesztett állapotban (1) – lehet, hanem ezek tetszőleges szuperpozíciójában. Ezt a Bloch-gömbbel lehet szemléltetni, ahol a qubit állapotát a gömb tetszőleges pontjába mutató vektor jellemzi – szemben a klasszikus bitet jellemző két állapottal, ami az északi és déli saroknak felel

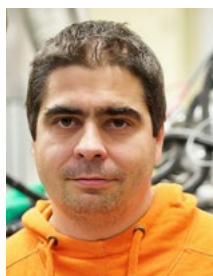
meg (*1a. ábra*). Az északi (1) és déli sarkot (0) jelentő két állapot, aminek szuperpozíciójaként az összes állapot előállítható, nagyon sokféle fizikai megvalósítással bírhat. A transzmon qubit szupravezető alagútátmeneteken, ún. Josephson-átmeneteken alapszik [1]. A transzmon geometriában egy kis méretű szupravezető fém szigetet egy vékony, szigetelő réteg választ el egy másik szupravezetőtől. A szigetelők az elektronok kvantummechanikai alagutazással át tudnak jutni. Pontosabban, mivel a vezetési jelenségben részt vevő elektronok szupravezetőkben Cooper-párokba rendeződnek, ezek a párok alagutaznak át a Josephson-átmeneteken. A qubit két bázisállapota



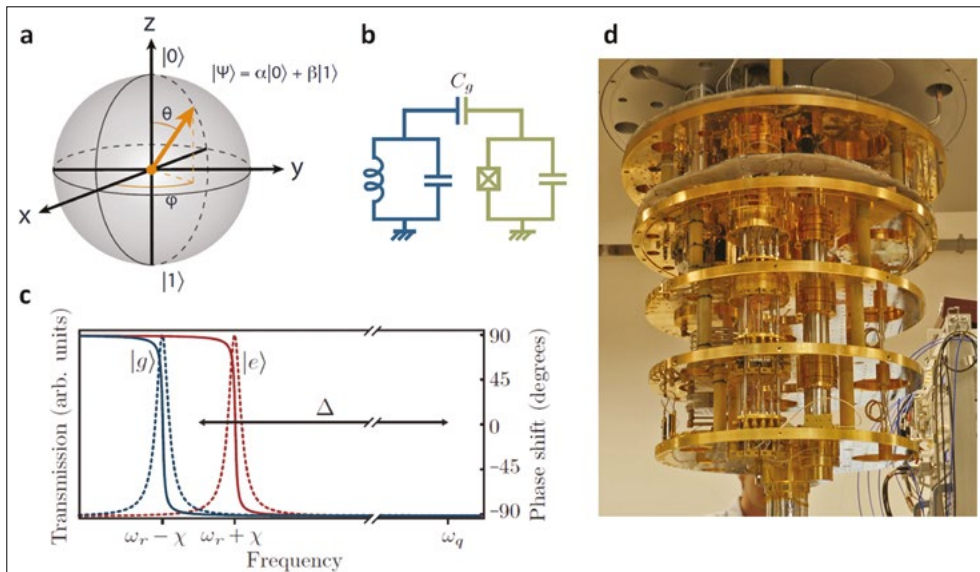
Csonka Szabolcs a BME Fizika Tanszék docense és tanszékvezetője, illetve a Szupravezető Nano-elektronika Lendület Csoport vezetője. A Bázei Egyetemen töltött Marie Curie-ösztöndíjas posztdoktori kutatásai alatt kezdett foglalkozni a félvezető-szupravezető heterostrukturákkal, majd hazatérve egy ERC Starting Grant segítségével kezdte el kiépíteni a minták készítéséhez és méréséhez szükséges infrastruktúrát. Később a Kvantuminformatika Nemzeti Laboratórium keretében belül vezette a szupravezetőqubit-kutatásokat. Az elmúlt évet az Aacheni Egyetemen töltötte Humboldt-ösztöndíj keretében.



Kürtössy Olivér Csaba a BME Fizika Tanszékének posztdoktori kutatója, a HUN-REN Nanoérzékelők Csoport munkatársa. Korábban Nemzeti Felsőoktatási, Zemplén Győző Ifjúsági, valamint ÚNKP ösztöndíjat nyert. Kutatási területe az alacsony dimenziós szupravezető-félvezető hibrideken alapuló nanoáramkörök kísérleti vizsgálata.



Makk Péter a BME Fizika Tanszék docense, tanszékvezető-helyettese, a MTA-BME „Korrelált van der Waals Heterostrukturák” Kutatócsoport vezetője. Posztdoktori kutatásait a bázei egyetemen végezte, ami után Marie Curie-ösztöndíjasként tért haza. Sok egyéb pályázata mellett nemrégiben elnyerte az ERC Consolidator pályázatát. Kutatási területe magában foglalja a szupravezető-elektronika mellett a spintronikát és az új fázisok vizsgálatát kétdimenziós anyagokban.



1. ábra. A transzmon qubit elve. a) A qubit állapotának szemléltetése a Bloch-gömbön. Ψ a „0” és „1” bázisállapotok szuperpozíciója, amelyek a Θ és φ szögekkel parametrizálhatók. b) A transzmon qubit helyettesítő kapcsolási rajza. A Josephson-átmenetek egy kapacitással és hangolható induktivitással modellezhetők (zöld), amit egy kiolvasó rezonátorhoz csatolnak (kék). c) A qubit állapotának meghatározása a rezonátor frekvenciájának vizsgálatával. A transzmisszió rezonancia- (szaggatott) és a fázisgörbéje (folytonos) eltér az alapállapotban és a gerjesztett állapotban. d) $^3\text{He}/^4\text{He}$ keveréses hűtőrendszer belseje (BME Fizika Tanszék). A folyékony hélium keringetése révén a fémváz lehűl, amelyhez a minták termalizálódnak

lehet például egy Cooper-pár helyzete is: az információt ez esetben az hordozza, hogy a bal, vagy a jobb oldalon helyezkedik-e el. Ezt hívják töltésqubitnek. A transzmon qubit ennek egy változata, ahol nem egy kiszemelt Cooper-pár pozíciójába, hanem sok Cooper-pár kollektív hullámfüggvényébe van az információ kódolva.

A transzmon qubiteket sokszor áramköri helyettesítő képpel írják le (lásd Gyenis András írását). A szupravezetők közt alagutazással átjutó elektronok által szállított áramhoz nem tartozik feszültségesés, az átmenetnek nulla az ellenállása. Azonban a Josephson-átmenetekhez lehet egy induktivitást is társítani, ami a két szupravezető közt levő kapacitással együtt egy rezgőkört eredményez (1b. ábra, zöld rezgőkör). Ez azonban egy veszteségmentes, ugyanakkor nem harmonikus rezgőkör. Ez azért fontos, mert kvantummechanikai rendszerként kezelve a rezgőkört, diszkrét de nem ekvidisztáns energiaszintek jellemzik, amelyek közül a két alsó szintet azonosítjuk a qubit két bázisállapotával, az alap- és gerjesztett állapottal. Mivel az alsó két szint energiakülönbsége eltér más szomszédos szintek energiakülönbségétől, kellően szűk spektrumú mikrohullámú sugárzással ezek közt átmenetek gerjeszthetők anélkül, hogy a többi szintre gerjesztenénk a rendszert (hasonlóan az atomi nívók esetéhez).

Az áramkörök kiolvasásához mikrohullámú szupravezető rezonátorokat használnak (1b. ábra, kék rezgőkör). Ezek a koaxiális kábelhez hasonló geometriával készülnek: egy középső vezetékkel és az azt körülölelő földsíkkal, azonban itt sík geometriában (2a. ábra). Ahhoz, hogy egy rezonátor jöjjön létre, a középső vezetőt általában kapacitással szakítják meg. Ha ezt optikai rezonátorokhoz hasonlítjuk, akkor a kapacitások játsszák

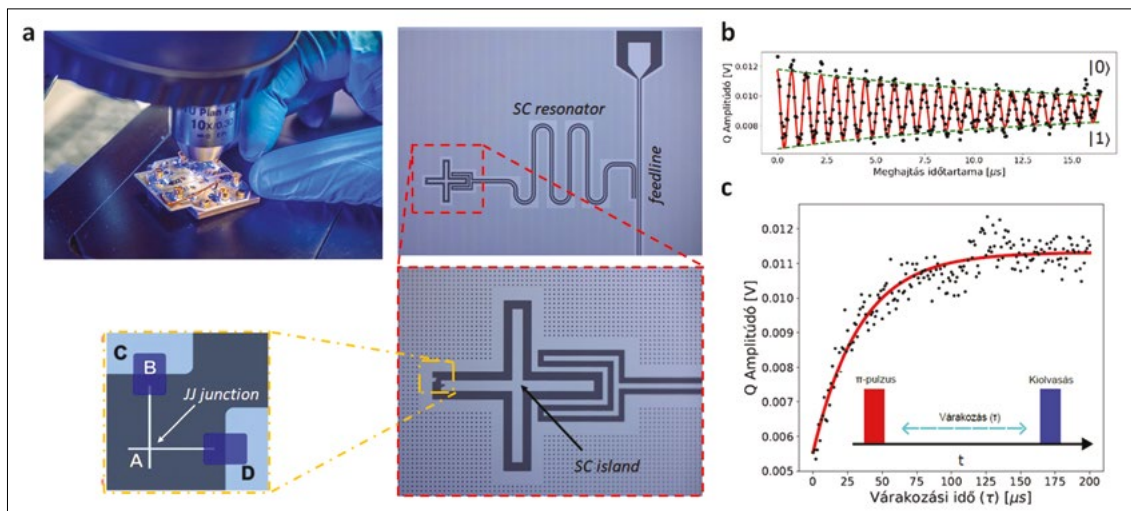
a gyengén áteresztő tükrök szerepét, és a középső vezetőben alakulnak ki a centiméteres hullámhosszú állóhullámok. Mivel az áramkör szupravezetőből készül, a belső veszteségei nagyon kicsik, és ha a kapacitásokat megfelelően tervezik, nagy jósági tényezőjű rezonátorok jöhetnek létre, ahol a mikrohullámú fotonok akár 10^6 -szor is oda-vissza pattoghatnak, mielőtt kiszabadulnak a rezonátorból. A nagyon nagy jósági tényező eredményeképp a rezonátor éles rezonanciával bír. Ez látható az 1c. ábrán [2]. A qubiteket a rezonátorhoz közel helyezve,

a rezonátor elektromos tere kölcsönhatást létesít a qubit és a rezonátor közt, hasonlóan az elektromos térbe helyezett atomokhoz. Ennek eredményeképp a rezonátor rezonanciafrekvenciája más és más lesz, ha a qubit 0 vagy 1-es állapotban van, így a rezonátort vizsgálva a qubit állapotát is meg tudjuk határozni.

A qubiteket rádiófrekvenciás terekkel lehet manipulálni: a qubit a bázisállapotok energiakülönbségének megfelelő (Larmor- vagy Rabi-) rádiófrekvenciás térrel jól meghatározott ideig besugározva a Bloch-gömbön tetszőleges állapotba forgatható. Ez a technika jól ismert a mágneses rezonanciás mérésekből [3].

A BME Fizika Tanszékének kvantumeletronika-laborjában is vizsgáltunk transzmon qubiteket, melyeket a göteborgi Chalmers Műszaki Egyetemtől egy közös projekt keretében kaptunk. Az általunk vizsgált áramkör a 2a. ábrán látható. A qubit forgatását jellemző ún. Rabi-mérésnél (2b. ábra) azt mérjük, mekkora valószínűséggel lesz a qubit az alap- és a gerjesztett állapotban különböző hosszúságú besugárzás után. A periodikus jel a qubit x tengely körüli forgatását jellemzi, míg a forgatás szögét az impulzus hossza adja meg. A forgatás utáni mérés a kvantummechanika szabályainak megfelelően, 0-t vagy 1-et fog adni, az 1a. ábrán jelölt állapot esetén $|\alpha|^2$ és $|\beta|^2$ valószínűséggel. A mérést sokszor elvégezve kapjuk meg a 2b. ábrán látható görbét.

A kvantumszámítógépek nagy kihívása, hogy a qubitek a környezethez csatolódnak, ami információvesztéshez is vezet. Az információvesztést általában két számmal jellemzik: a T_1 relaxációs idővel, ami azt mondja meg, milyen időskálán relaxál a qubit az alapállapotba, illetve a T_2 fázisvesztési idővel, ami az 1a. ábrán a φ polárszög



2. ábra. Transzmon qubit mérése. a) Transzmont tartalmazó chip képe. A nagyítás az óramutató járásának megfelelően nő: a bal felső képen a mintatartó fej, majd a rezonátor, és maga a Josephson-átmenet látható. b) Qubit Rabi-mérése. A mikrohullámú elektromos térrel való besugárzással a „0” és „1” bázisállapotok között folytonos forgatások hajthatók végre, az oszcilláció pedig a relaxáció miatt cseng le. c) A relaxációs idő mérése impulzusokkal. A kiolvasás előtt eltelt idő függvényében a rendszer T_1 karakterisztikus idővel relaxál (ahol Q a rezonátorral visszavert jel 90 fokkal fázistolt komponense)

értékének randomizálását, azaz a síkbeli polarizáció elvesztését írja le. Ezek viszonylag könnyen mérhető mennyiségek; például a T_1 meghatározásához a qubitet az 1-es állapotba gerjesztjük, és megadott idő után kiolvassuk. Ezt a mérést elvégeztük a transzmon qubitre (2c. ábra), ahol a mért Q amplitúdó az alapállapot betöltési valószínűségével arányos. A T_1 időskála kb. 60 μ s-nak adódik ebben a mérésben. Hasonló nagyságrendű idő adódik transzmonok esetén a T_2 -re is.

Bár a transzmon információvesztését jellemző T_1 és T_2 időskálák 60 μ s-os értéke nagyon rövidnek hat, érdemes ezt az értéket kontextusában vizsgálni. Egyrészt ma már akár másodperces T_1 és T_2 időskálák is előfordulhatnak különböző szilárdtestfizikai architektúrákban [4], míg az első qubiteket ns-os időskálák jellemezték. Ez a hatalmas fejlődés nagyon sok fejlesztés eredménye, amelyek egy része anyagtudományi jellegű volt, ami jobban definiált, tökéletesebb minták létrehozására koncentrált, míg egy másik része a környezettel való kölcsönhatások megértését, és azok csökkentését tűzte ki célul. Másrészt a qubit-beli információ várható élettartamát a rajta elvégzendő logikai műveletek hosszához érdemes viszonyítani; ez a mai kvantumszámítógépeken kb. 10 ns.

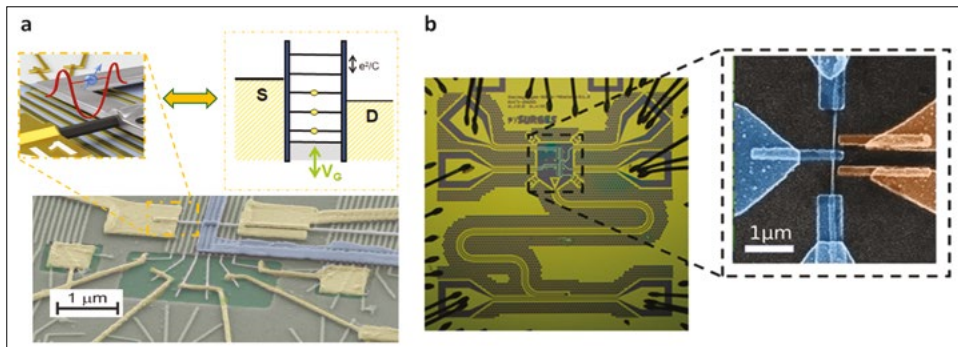
Ma a szupravezető qubitek kutatása két irányban halad. Az egyik, hogy a meglévő qubiteket – mint például a transzmon – optimalizálják, hogy minél többet integrálhassanak egy chipre, azaz egy áramkörbe. Ez azért is fontos, mert sok qubit együttes kvantumállapotait használva logikai qubitként, hibajavító algoritmusokkal kezelhető az információvesztés [5].

A másik irány, amiről a cikk második része szól, és a mi kutatásainkat is motiválja, hogy olyan újfajta qubitarchitektúrákat hozzunk létre, amelyekben az információ hosszabb ideig megőrizhető. Ez egyrészt elérhető a fentebb tárgyalt építőkövek (Josephson-átmenet, kapacitás, induktivitás) használatával, ha azokból bonyolultabb,

összetettebb áramköröket, úgynevezett *védett* (protected) qubiteket készítünk [6]. Másrészt újfajta építőkövekkel ún. topologikus qubiteket lehet létrehozni, amik valamiféle belső védelemmel bírnak az információvesztéssel szemben [7, 8]. Ez a belső védelem a rendszert ellenállóvá teszi a fizikai paraméterek inhomogenitásaival, akár a működés közbeni lassú változásaival szemben is. Ez hasonlít arra, ahogy a geometriában (topológiában) a különböző geometriai objektumok topologikus tulajdonságai robusztusak: mondjuk, a bögre a fánkba apróbb deformációk segítségével átvihető, de a bennük lévő lyukak száma nem változtatható meg. A topologikus qubiteknél ezek a geometriai tulajdonságok általában a részecskék hullámfüggvényére vonatkoznak, például az impulzustérben.

Bár topologikus qubitet még nem sikerült megvalósítani (a sajtóközleményekkel ellentétben még a Microsoftnak sem, legalábbis erről még nem közöltek tudományos eredményt), de sok elméleti javaslat létezik erre. Ezek a javaslatok általában úgynevezett mesterséges atomokból (kvantumpöttyök), spin-pálya kölcsönhatást erősítő anyagokból és szupravezetőkből építkeznek [9]. A mi kutatásaink ezen rendszerek alapvető tulajdonságainak megértésére koncentrálnak, ahol a kvantumpöttyöket félvezető InAs struktúrában hozzuk létre.

Kutatásaink a következő menetrend szerint zajlanak. Az elméleti modelleket általunk tervezett és megvalósított áramkörökön teszteljük. Ehhez platformként vagy kvázi-egydimenziósnak tekinthető InAs-nanopálcákból, vagy félvezetők hatásán kialakított kétdimenziós elektrongázokból indulunk ki. Ahhoz, hogy az elektronokat a félvezető egy szűk térrészébe, azaz egy kvantumpöttybe csapdázzuk, a tranzisztoroknál is használt úgynevezett kapuelektrodákat veszünk igénybe. Ezekre a kapuelektrodákra negatív feszültséget kapcsolva egy elektrosztatikus potenciálgátat hozhatunk létre az elekt-



3. ábra. Kvantumpöttyön alapuló nanoáramkörök. a) Szupravezetővel (kék) és normál fém (sárga) elektródákkal kontaktált nanopálca döntött elektronmikroszkópos felvétele (lent). A kvantumpötty sematikus képe bal fent, a szerkezeti ábrája jobb fent látható. A hangolást a vékony kapuelektrodák biztosítják. b) Szupravezető rezonátort és a hozzácsatolt, párhuzamos Josephson-átmenetekből felépülő nanoáramkört tartalmazó chip (balra). Az átmenetek (jobbra) közötti hibridizáció képezi az Andrejev-molekulát

ronok számára, így két ilyen kaput használva egy kvantumpötty alakítható ki egy nanopálca esetén (ahogy kétdimenziós elektrongáznál is). A kis térfogat következtében – akárcsak valódi atomoknál – az elektronok diszkrét nívókat tölthetnek be, így további elektródákat használva ezen energiaszinteket hangolni tudjuk. Ahhoz, hogy elektromos méréseket tudjunk végezni, a pálcákra vezető további elektródákat készítünk, melyek egy része a szupravezetés létrehozásáért is felelős.

Az áramköröket a chipgyártásban is használatos elektronsugár-litográfiai módszerekkel hozzuk létre a HUNREN EK MFA tiszterében. Az áramkört CAD-szoftverekkel megtervezzük, majd a szilíciumlapkát (amire a minta készül) egy érzékeny lakkréteggel vonjuk be. A megtervezett rajzolat mentén elektronnalábbal világítjuk meg a mintát, ami után szelektíven el tudjuk távolítani a lakkréteget, és egy következő lépésben ezekre a helyekre fémet (Au, Al, ..., amire szükség van) tudunk párologtatni. Egy ilyen minta (3. ábra) elkészítése öt-hat ilyen lépéssorozatból áll, és egy-két hetet igényel. Ezután a BME Fizika Tanszékén, a laborunkban a mintát vékony, 100 μm -es vezetékekkel kötjük ki a chiptartó áramkörökre, melyek a mérőrendszerhez további vezetékekkel kapcsolódnak.

Ahhoz, hogy az áramkörökben kvantumbites viselkedést tudjunk kimérni, azokat ultraalacsony hőmérsékletre, pár 10 mK-es tartományra kell hűteni. Ennek egyik oka, hogy az általunk használt szupravezetőben, az alumíniumban, csak 1 K alatt alakul ki a szupravezető állapot. Másrészt a mintát minél jobban szeparálni kell a környezettől – például a magas hőmérsékleten nagyobb intenzitással megjelenő rácsrezgésektől. Végül a qubitek esetén arra is figyelni kell, hogy ne jöjjön létre a gerjesztett állapotnak egy elhanyagolható arányú betöltése csupán a hőmérséklet hatására, illetve, hogy a szupravezető rezonátorokban ne jelenjenek meg termikusan gerjesztett fotonok.

Az általunk használt hűtőrendszer egy ún. *keveréses hűtő* (dilution fridge, 1d. ábra), ahol a hűtés folyékony ^3He és ^4He keverése révén történik. A két keveréses hűtőgépünk és egy He-cseppfolyósító, mely a BME kampuszán, külön épületben van, Magyarországon egyedülálló ala-

csony hőmérsékleti infrastruktúrát alkotnak. A keveréses hűtőket a világon három cég gyártja, egyedileg készülnek el, és építésük egy évet igényel. A hűtőgép belső térfogatát az 1d. ábrán látható aranyozott tárcsa alakú lapok osztják részekre, fokokatokra. A lapok a rendszernek a környezettől való elszigetelését biztosítják: fentről lefele haladva különböző fokozatok egyre hidegebbek. Az alacsony

hőmérséklet eléréséhez fontos, hogy az elektromágneses és egyéb zajokat, hőmérsékleti sugárzást, minimálisra csökkentsük. Ehhez a mérőelektronika egy részét is (például erősítőket) valamelyik hűtött fokozaton tartjuk, a tárcsákhoz rögzítve, hogy az általuk létrehozott elektronikai zajt is minimalizáljuk.

Két elkészült minta látható a 3. ábrán. A bal alsó elektronsugár-mikroszkópos képen jól kivehetők a fésű fogaihoz hasonlóan elhelyezkedő kapuelektrodák, melyek a rájuk helyezett nanopálcákban hozzák létre a kvantumpöttyöt (lásd a bezáró potenciált, illetve a sematikus nívószerkezetet a 3a. ábrán). A kék elektróda felelős a szupravezető elektrópárok félvezetőbe injektálásáért. Ebben az áramkörben a szupravezető két oldalán két kvantumpötty is létrehozható – ezek energiasajátállapotai hibridizálhatnak a szupravezető elektródán keresztül. Szerkezetét tekintve egy ilyen struktúra a hidrogénmolekulával analóg; a kvantumpöttyök töltik be a hidrogénatomok szerepét, míg a csatoló közeget a szupravezető kondenzátum biztosítja a vákuum helyett [10]. Ezt az ún. Andrejev-molekulát először nekünk sikerült megmutatnunk [11], és ez lehet a topologikus qubitek alapvető építőköve. Egy hasonló rendszer látható a 3b. ábrán, ahol a kvantumpöttyöket oldalsó kapuelektrodákkal lehet hangolni, és hasonlóan a transzmon architektúrához, az áramkör egy szupravezető rezonátorhoz csatolódik. Ez az áramkör két újfajta, ún. Andrejev-qubit csatolását valósíthatja meg.

Az elmúlt években a kvantumszámítógépek kutatása robbanásszerű fejlődésen ment keresztül. Bár a kutatásoknak rengeteg mérnöki aspektusa is van, az újfajta qubitek vizsgálata és megértése a szilárdtestfizika és az anyagtudomány legizgalmasabb kérdéseire kapcsolódik, és a következő évtizedben (vagy évtizedekben?) a fizika meghatározó területét fogják képezni.

Irodalom

- Koch, J., Yu, T. M., Gambetta, J., Houck, A. A., Schuster, D. I., Majer, J., Blais, A., Devoret, M. H., Girvin, S. M., Schoelkopf, R. J.: Charge-insensitive qubit design derived from the Cooper pair box. *Physical Review A*, 76(4), (2007) 042319. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.76.042319>

2. A. Blais, A. L. Grimsmo, S. M. Girvin, A. Wallraff: Circuit quantum electrodynamics. *Rev. Mod. Phys.*, 93, (2021) 025005.
3. Charles P. Slichter: Principles of Magnetic Resonance. 3rd Edition, Springer, ISBN: 978-3540501578
4. Andrea Morello: Donor spins in silicon for quantum technologies. *Advanced Quantum Technologies*, <https://doi.org/10.1002/qute.202000005> (2020).
5. R. Versluis, S. Poletto, N. Khammassi, B. Tarasinski, N. Haider, D. J. Michalak, A. Bruno, K. Bertels, L. DiCarlo: Scalable quantum circuit and control for a superconducting surface code. *Physical Review Applied*, <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.8.034021> (2017).
6. András Gyenis, Agustin Di Paolo, Jens Koch, Alexandre Blais, Andrew A. Houck, David I. Schuster: *PRX Quantum*, <https://doi.org/10.1103/PRXQuantum.2.030101> (2021).
7. C. W. J. Beenakker: Colloquium: Majorana fermions in nuclear, particle, and solid-state physics. *Reviews of Modern Physics*, <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.87.1037> (2013).
8. S. Das Sarma, M. Freedman, C. Nayak: Majorana zero modes and topological quantum computation. *NPJ Quantum Information*, <https://doi.org/10.1038/npjqi.2015.1> (2015).
9. A. Tsintzis, R. Seoane Souto, K. Flensberg, J. Danon, M. Leijnse: Majorana qubits and non-abelian physics in quantum dot-based minimal Kitaev chains. *PRX Quantum*, 5, 010323. <https://doi.org/10.1103/PRXQuantum.5.010323> (2024).
10. Zoltán Scherübl, András Pályi, Szabolcs Csonka: Transport signatures of an Andreev molecule in a quantum dot–superconductor–quantum dot setup. *Beilstein Journal of Nanotechnology*, <https://doi.org/10.3762/bjnano.10.36> (2019).
11. Olivér Kürtösy, Zoltán Scherübl, Gergő Fülöp, István Endre Lukács, Thomas Kanne, Jesper Nygård, Péter Makk, Szabolcs Csonka: Andreev molecule in parallel InAs nanowires. *Nano Letters*, 21, (2021) 7929.