

Makroszkopikus kvantummechanikai effektusok és kvantumbitek szupravezetőkben: fizikai Nobel-díj, 2025

Vad Kálmán

fizikus, tudományos főmunkatárs, HUN-REN Atommagkutató Intézet,
Debrecen

A kvantummechanika az atomi részecskék fizikája. Meghatározza a részecskék energiaállapotát és elhelyezkedését az atomi rendszerekben. Törvényszerűségeinek a megnyilvánulásait a hétköznapi (makroszkopikus) világban nem egyszerű észrevenni. Kivéve, ha nagyon sok részecske van ugyanabban a kvantumállapotban. Ekkor a rendszer kvantumállapotának a megváltozása makroszkopikus esz-közökkel is mérhető, amit makroszkopikus kvantumállapotnak hívunk.

A fizikában a folyamatok megértése akkor teljes, ha egy fizikai folyamat eredményét előre ki tudjuk számolni vagy számítógépes szimulációval meghatározni. Az anyagi világ elemi alkotórészei esetében, ahol a kvantummechanika törvényszerűségei érvényesek, a kvantummechanikai folyamatok szimulálása lényeges és szükséges. A kvantummechanika törvényszerűségeinek a feltárása és megértése viszont igényli a közvetlen kvantummechanikai elveken üzemelő számítógépek használatát vagy rövidebben a kvantumszámítógépek alkalmazását.

Van még egy gyakorlati szempont is, ami a kvantumszámítógépek megalkotását sürgeti. Ez a kvantumkriptográfia. Adatok tárolásának és továbbításának a titkosítását az informatika különböző matematikai algoritmusok alkalmazásával oldja meg. A kvantumszámítógépek a kvantummechanika törvényeire alapozva olyan algoritmusok és protokoll eljárások alkalmazását teszik lehetővé az adatok titkosítására, amelyek klasszikus számítógépekkel nem törhetők fel.

A klasszikus számítógépek 'bit'-ekkel működnek, a kvantumszámítógépek 'kvantumbit'-ekkel (vagy 'qubit'-ekkel). A klasszikus bit kétállapotú, 0 és 1. A kvantumbitnek szintén megvan ez a két állapota $|0\rangle$ és $|1\rangle$ formában, ahol $|0\rangle$ az alapállapot, és $|1\rangle$ a gerjesztett állapot, de létezik még a két állapot szuperpozíciója is: $|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$, ahol α és β olyan tetszőleges komplex számok, amelyekre teljesül, hogy $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$. A szuperpozíció azt jelenti, hogy a kvantumbit állapota α valószínűséggel $|0\rangle$, β valószínűséggel $|1\rangle$. Általánosan egy tetszőleges kvantumbit állapota $|\psi\rangle = \sin\frac{\theta}{2}|0\rangle + e^{i\varphi}\cos\frac{\theta}{2}|1\rangle$ formában írható fel. Ebben az egyenletben θ és φ az állapot térben való elhelyezkedést meghatározó adatok. A kvantumbit adott kvantumállapota korlátozott életidővel bír. A gerjesztett állapot

T_1 relaxációs idő elteltével kerül ismét alapállapotba és τ idő elteltével minden fázisinformáció (φ) eltűnik, amit fázisvesztési folyamatnak hívunk.

Ezen bevezetés után térjünk rá a 2025. évi fizikai Nobel-díjra, amelyet a 'makroszkopikus kvantummechanikai alagúteffektus és az energiakvantálás felfedezéséért elektromos áramkörben' indoklással ítéltek oda John Clarke, Michel Devoret és John Martinis kutatóknak, 1/3-1/3 arányban (1. ábra). **John Clarke** 1942-ben született Angliában, Cambridge-ben. Az egyetemet is ott végezte és doktorált 1968-ban. Témavezetője A.B. Pippard volt, akinek néhány évvel azelőtt Brian Josephson is a diákja volt. Brian Josephson 1962-ben felfedezte a később róla elnevezett effektust, amiért 1973-ban 33 évesen Nobel-díjat kapott. John Clarke a doktori fokozat megszerzése után a University of California, Berkeley, egyetemen vállalt posztdoktori állást. Egész életében ugyanott dolgozott, a díj odaítélésékor professor emeritus státuszban. **Michel H. Devoret** Franciaországban született 1953-ban. Párizsban a University of Orsay egyetemen végzett. Doktori dolgozatát a kondenzált anyagok fizikája témakörben a Párizshoz közeli Saclay-ban készítette. A doktori fokozat megszerzése után John Clarke laboratóriumában kapott állást posztdoktorként 1982-ben, ahol a Josephson-átmenetek kvantált energiaállapotait tanulmányozta. Később visszaköltözött Franciaországba és saját kutatócsoportot vezetett. **John M. Martinis** amerikai fizikus, 1958-ban született horvát bevándorló szülők gyermekeként. Berkeley-ben a University of California egyetemen végzett. Az egyetem befejezése után doktoranduszként John Clarke laboratóriumába került, ahol maga Clarke volt a témavezetője. 1987-ben doktorált. A három kutatónak 1985-ben két közös közleményük is megjelent egymást követően a Physical Review Letters magas szakmai színvonalú folyóiratban elektromos árammal táplált nulla feszültségű állapotban levő Josephson-átmenetek kvantált energiaállapotairól és a kvantummechanikai alagúteffektusról. Erre a két közleményre a Nobel-díj odaítélésének indoklásában is hivatkoztak, így elmondhatjuk, hogy Martinis doktori dolgozatának tézispontjai Nobel-díjat érő eredmények voltak.



1. ábra. John Clarke, Michel H. Devoret, John M. Martinis
(forrás: <https://www.nobelprize.org>)

A továbbiakban bemutatom, hogyan jutott el a kvantummechanika az atomi részecskék világából a kvantumszámítógépig. A történet a szupravezetés felfedezésével kezdődött 1911-ben.

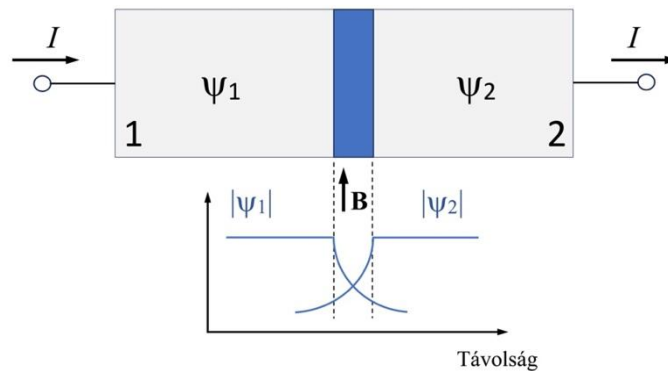
Anélkül, hogy belemennénk a részletekbe, a szupravezetésről az alábbi jellemzőket kell megemlítenem: 1.) kristályos szerkezetű szupravezető anyagban, elég alacsony hőmérsékleten, az elektron-rácsrezgés kölcsönhatás eredményeként a szabadelektron gázban az elektronok egy része alacsonyabb energiaállapotba kondenzálódik, elektronpárokat alkotva (az elektron-rácsrezgés vonzó jellegű kölcsönhatása Cooper-párokat eredményez); 2.) az alacsony hőmérséklet miatt a termikus gerjesztés nem tudja megszüntetni ezt a vonzó jellegű kölcsönhatást; 3.) a vezetési elektronok energia-sávszerkezetében tiltott sáv alakul ki; 4.) következményei: nulla elektromos ellenállás, nulla mágneses tér az anyag belsejében, kritikus mágneses tér és kritikus áram megjelenése. Az elektronpárok dinamikusan keletkeznek, méretüket a koherenciahossz jellemzi ($\sim 10 \mu\text{m}$). A jelenség elméleti leírása 1950-ben (Ginzburg-Landau egyenletek) és 1957-ben (BCS elmélet) született meg.

Számunkra most a Ginzburg-Landau egyenletek az érdekesek. Az elmélet kidolgozói (akik ezért később Nobel-díjat kaptak) bevezettek egy rendparamétert, amely kvantummechanikai hullámfüggvény. Segítségével sikerült megmagyarázni a szupravezetés jelenségeit. A hullámfüggvény $\psi(\mathbf{r}) = |\psi(\mathbf{r})| \cdot e^{i\varphi}$ alakú, ahol $|\psi(\mathbf{r})|$ a hullámfüggvény amplitúdója a hely (\mathbf{r}) függvényében, φ a hullámfüggvény fázisa, i a matematikai képzetes egység ($i^2 = -1$). A hullámfüggvény amplitúdójának a négyzete a kvantummechanikában általában megadja annak a valószínűségét, hogy a részecske adott térrészben található. A szupravezető állapotban azonban nagyon sok részecske (elektron) van ugyanabban a kvantumállapotban, ezért a szupravezetés esetében a hullámfüggvény amplitúdójának a négyzete megegyezik a valódi részecskesűrűséggel, $|\psi(\mathbf{r})|^2 = n_s(\mathbf{r})$. A szupravezető állapotot kísérő jelenségek ugyanabban a kvantumállapotban levő nagyszámú elektron makroszkopikus megnyilvánulásai.

A szupravezetéssel kapcsolatban létezik egy jelenség, amelyről általában kevés szó esik, bár kimagaslóan fontos. Ez a *fluxuskvantálás*. A jelenség a következő. Helyezzünk egy szupravezető anyagból készült gyűrűt mágneses térbe. Ha a gyűrű hőmérséklete magasabb, mint a szupravezető anyag kritikus hőmérséklete, akkor a külső mágneses tér keresztülhatol az anyagon. Ha lehűtjük a gyűrűt a kritikus hőmérséklete alá, a gyűrű anyagának belsejében nulla lesz a mágneses tér, mert a gyűrű anyagából kitolódik a mágneses tér a gyűrű által körbezárt felületre és a gyűrűn kívüli térre (Meissner-effektus). Megszüntetve a külső teret, a gyűrűn kívül nulla lesz a mágneses tér, de a gyűrű által körbezárt területen nem. A gyűrűbe befagy a mágneses fluxus. A befagyott mágneses fluxus értéke azonban nem lehet akármennyi, csak a fluxuskvantum egész számú többszöröse. A fluxuskvantum értéke $\phi_0 = h/2e = 2,067 \cdot 10^{-15} \text{ Wb}$. (Deaver, Fairbank és Doll, Nábauer kutatópárosok egymástól függetlenül fedezték fel 1961-ben.) A

Nemzetközi Mértékegységrendszerben a h Planck-állandó és az e elemi töltés értéke sok tizedesjegyre rögzített, ezért a fluxuskvantum értéke is megadható sok tizedesjegyre. Itt csak három tizedesjegy pontossággal adtuk meg.

A bevezetőben szoltam már Brian Josephsonról, aki maradandót alkotott a szupravezetés területén. Két szupravezetőt egymástól vékony szigetelő réteggel elválasztva, a szigetelő rétegen keresztül Cooper-párok juthatnak át az egyik szupravezetőből a másikba. Máshogy megfogalmazva, két szupravezető között gyenge csatolást létrehozva a szupravezető tartományokat leíró kvantummechanikai hullámfüggvények között is kialakul egy gyenge csatolás, amit csatolási állandó jellemez. Ezt az elrendezést nevezzük Josephson-átmenetnek abból a megfontolásból, hogy a csatolás szupravezető átmenetet biztosít a két szupravezető tartomány között. Angol megnevezése *Josephson junction*, JJ rövidítéssel. A csatolási helyen az egyes tartományokat jellemző hullámfüggvények átfednek, ami lehetővé teszi, hogy az egyik tartományból a másikba áram folyjon nulla feszültség esetén is. Az ilyen áram legnagyobb értéke azonban jóval kisebb, mint a szupravezetők saját kritikus áramai, ezért a fizikának ezt a területét a gyenge szupravezetés fizikájának nevezzük.

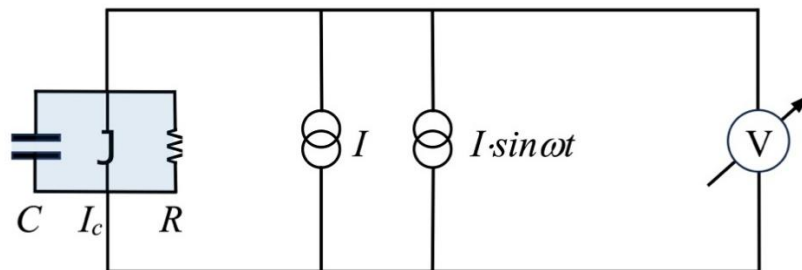


2. ábra. Josephson-átmenet sematikus rajza. A kék terület jelképezi az 1 és 2 szupravezető tartományok közötti gyenge csatolást. A kék görbék mutatják a szupravezető tartományokat jellemző hullámfüggvények amplitúdóit a távolság függvényében. Az átfedésük biztosítja a gyenge csatolást a két szupravezető tartomány között.

A 2. ábrán az 1-es tartományra felírható hullámfüggvény $\psi_1(\mathbf{r}) = |\psi_1(\mathbf{r})| \cdot e^{i\varphi_1}$, míg a 2-es tartományt jellemző hullámfüggvény $\psi_2(\mathbf{r}) = |\psi_2(\mathbf{r})| \cdot e^{i\varphi_2}$ alakban írható fel. A két hullámfüggvényből a kvantummechanikai valószínűségi áramsűrűség meghatározható, majd ebből a szupravezető állapotért felelős Cooper-párok által megvalósított áramsűrűség is, amely az egyik tartományból a másikba folyik. Az ábrán a két hullámfüggvény amplitúdóváltozásait is feltüntettem, ami lényegében az elektronpárok sűrűségváltozását jelenti.

A Josephson-átmeneten keresztül folyó szuperáram a két szupravezető tartomány hullámfüggvényei közötti $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ fáziskülönbségtől és az átmenetre kapcsolt U feszültségtől függ. Ha az U feszültség nulla, akkor egyenáramú, ellenkező esetben váltakozó áramú Josephson-effektusról beszélünk, mivel az előbbi esetben egyenáram, az utóbbi esetben pedig a fáziskülönbségnek megfelelően váltakozó áram folyik az átmeneten. A jelenség fordítva is működik: ha az átmeneten a fáziskülönbség időben változik, a Josephson-átmenet két oldala között feszültség keletkezik. Vagyis a kvantummechanikai hullámfüggvény fázisváltozását egyszerű feszültségmérővel lehet mérni. Emiatt tartoznak a Josephson-effektusok a makroszkopikus kvantumjelenségek témakörébe. A két szupravezető tartomány csatolási szabadenergiája is függ a tartományok közötti fáziskülönbségtől. Ez a függés $E = -E_J \cdot \cos(\Delta\varphi)$ alakú, ahol $E_J = (I_C \cdot \phi_0)/2\pi$ és I_C a kritikus áram. A csatolási energia akkor a legkisebb, amikor a két fázis megegyezik, azaz $\Delta\varphi = 0$.

Végezetül meg kell még említeni a Josephson-átmenet RCSJ modelljét (3. ábra). Az átmenet működése jól leírható három párhuzamosan kapcsolt elektronikai elemmel: szupravezető átmenet, ellenállás és kapacitás. Az szupravezető átmenet a kritikus áram és a fáziskülönbség által meghatározott értékig feszültségmentesen átengedi a transzport áramot. Az ezt meghaladó rész a szupravezető átmenettel párhuzamosan kapcsolt ellenálláson és kapacitáson megy keresztül, frekvenciától függő arányban. A három ágon átfolyó áramot az alábbi egyenlet kapcsolja össze: $I = I_C \cdot \sin\Delta\varphi + \frac{U(t)}{R} + C \frac{dU(t)}{dt}$.

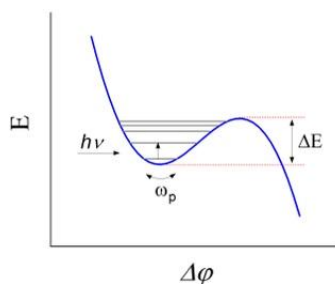


3. ábra. A Josephson-átmenet RCSJ modellje és elektronikus gerjesztésének elvi elrendezése.

A Josephson-átmenetek gyakorlati megvalósításának többféle technikája létezik. Kezdetben tömbi anyagokból mechanikai eljárással készítették. Később a vékonyfilm technológia került előtérbe. Optikai litográfiával alakították ki gyenge

szupravezető csatolásokat szupravezető tartományok között. A harmadik megvalósítási forma a szupravezető/oxidréteg/szupravezető rétegszerkezet, ahol a két szupravezető réteg között az oxidréteg biztosítja a gyenge szupravezető csatolást (Tinkham 1996).

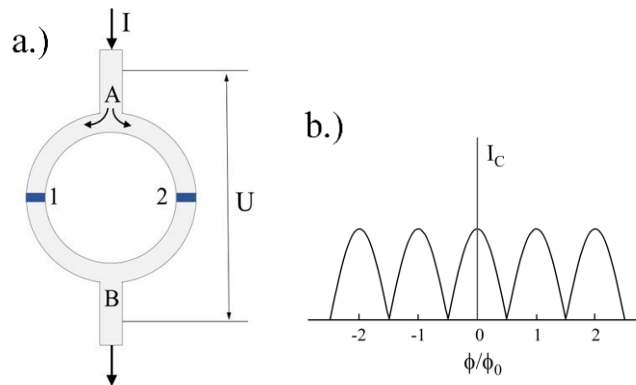
A Nobel-díj odaítélésében nagy szerepet játszott az is, hogy a három díjazott, felismerve a Josephson-átmenetek gyakorlati alkalmazásának jelentőségét, kidolgozta a megfelelő paraméterekkel bíró, időben stabil, nagy átmeneti kapacitású Josephson-átmenetek készítésének technikáját, ami lehetőséget teremtett kvantumbitek előállítására. Mikrohullámú mérés technikával vizsgálták az általuk elkészített átmenetek kvantummechanikai tulajdonságait. Kimutatták, hogy a Josephson-átmenetek csatolási szabadenergiájának energiaállapotai a lokális energiaminimumokban csak kvantált értékeket vehetnek fel. Az alapállapot a lokális energiaminimum legalacsonyabb energiaállapota (4. ábra). Feltérképezték az egyes energiaszintek közötti különbségeket is. A mérési sorozatok feltárták azt is, hogy elég alacsony hőmérsékleten (30-40 mK hőmérsékleten), amikor már a termikus gerjesztés nem biztosít elegendő energiát ahhoz, hogy a potenciálvölgyből kiszabaduljon a JJ csatolási energiaállapota, kvantummechanikai alagúthatással mégiscsak elhagyhatja a potenciálvölgyet (Martinis 1985, Devoret 1985). Mivel egy makroszkopikus méretű objektum energiaállapota változik meg, ezért ezt makroszkopikus kvantummechanikai alagútátmenetnek is tekinthetjük.



4. ábra. Egy Josephson-átmenet energiaállapotának függése a hullámfüggvények közötti fáziskülönbségtől.

A továbbiakban azzal az esettel foglalkozunk, amikor egy szupravezető gyűrűben a gyűrű folytonosságát egy vagy két JJ beépítésével megszakítjuk. Ezt az elrendezést nevezzük szupravezető kvantum-interferométernek, angol nevének rövidítésével SQUID-nek. A kutatások kezdeti fázisában, a technológia alacsony szintjén inkább egy átmenetet építettek be a szupravezető gyűrűbe és alkották meg a rádiófrekvenciás SQUID-et, a későbbiekben – a vékonyfilmtechnológiai korszakban – pedig már két átmenetet építettek egy gyűrűbe, és létrehozták az egyenáramú SQUID-et, azaz a DC SQUID-et. A továbbiakban a SQUID megnevezésen

a DC SQUID-et értjük. John Clarke élen járt a DC SQUID-ek kifejlesztésében és alkalmazásában.



5. ábra. (a) Két JJ-t tartalmazó SQUID érzékelő elvi elrendezése.

A szupravezető gyűrűben 1 és 2-vel vannak jelölve az **A** és **B** szupravezető tartományokat összecsatoló átmenetek.

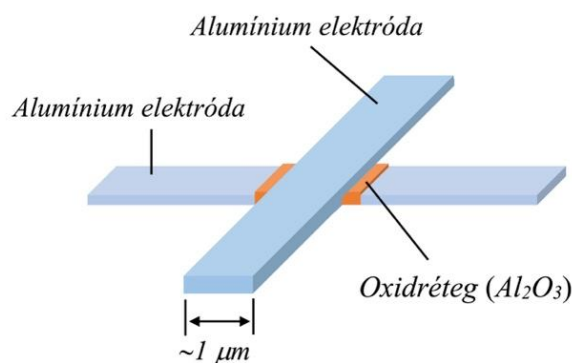
(b) Két JJ-t tartalmazó szupravezető gyűrű kritikus áramának változása a külső mágneses tér függvényében.

Az 5.a ábrán feltüntetett elrendezésben az **A** és **B** szupravezető tartományok hullámfüggvényei közötti fáziskülönbség rendkívül érzékeny a külső mágneses térre. A szupravezetők belsejébe ugyan nem jut be a mágneses tér, de az átmenetekbe behatol, megváltoztatva az átmenetek I_c kritikus áramát. A mágneses tér, pontosabban a gyűrű által körbezárt felületen átmenő mágneses fluxus, folyamatos változása periodikusan módosítja a gyűrű kritikus áramát, ahogy az 5.b ábra mutatja. A DC SQUID alkalmazása a mérés technikában széleskörű. Ha speciális elektronikával egészítjük ki, amely biztosítja a SQUID-en keresztül folyó áramot és méri a SQUID-en eső feszültséget, akkor minden olyan mennyiség érzékenyen mérhető segítségével, ami visszavezethető mágneses fluxus mérésre. Például: extrém alacsony feszültség, kis áram, mágneszettség, a szív és az agy mágneses tere, a Föld mágneses tere, kisterű magmágneses rezonanciás mérések. Természetesen minden alkalmazáshoz szükséges a megfelelő hideg (kriotechnikai) környezet biztosítása a szupravezető állapot előállítására céljából.

A stabilan működő SQUID-ekhez jó minőségű Josephson-átmenetek készítése szükséges. Nem beszélve a kvantumszámítógépekről, ahol több száz JJ működik egy időben. Ráadásul az átmenetek kapacitásának is fontos szerepe van. A három kutató felismerte, hogy mielőtt a kvantumszámítógépek struktúrájának a kidolgozásába belekezdenek, meg kell alkotni a megfelelő fizikai paraméterekkel

rendelkező JJ átmenetet és sok példányban le kell tudni gyártani ugyanolyan minőségben, változatlan paraméterekkel (Clarke 2008).

Kezdetben Nb-NbO_x-PbIn vékonyfilm átmenetet készítettek, mondván ezen anyagok kritikus átmeneti hőmérséklete jóval magasabb a cseppfolyós hélium forráspontjánál. (A cseppfolyós hélium forráspontja 4,2 K, a nióbbium átmeneti hőmérséklete 9,2 K.) Az átmenetek hosszú idejű stabilitása azonban nem volt megfelelő, ezért váltani kellett Al-Al₂O₃-Al rétegszerkezetre (6. ábra).



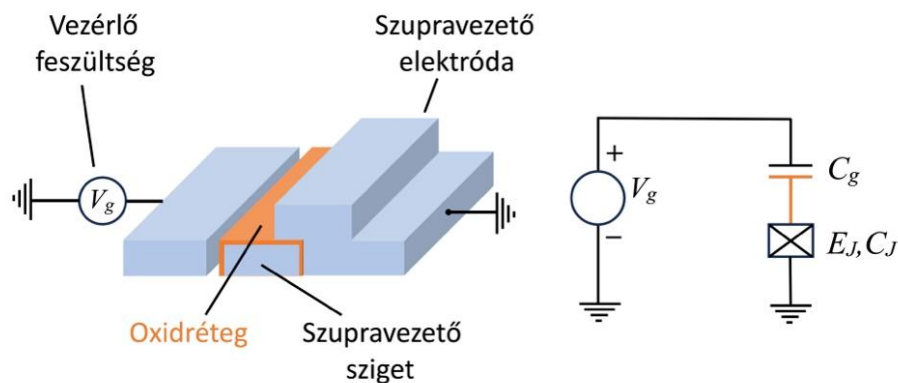
6. ábra. Alumínium/alumíniumoxid/alumínium rétegszerkezettel megvalósított Josephson-átmenet.

Azt találták, hogy az alumíniumon alapuló rétegszerkezet nemcsak jobb fizikai paraméterekkel rendelkezik, mint a nióbbiumon alapuló rétegszerkezet, de megbízhatóbban is lehet készíteni. Vagyis az alumínium vékonyfilm technológia előnyösebb a nióbbium technológiához képest. Sok éves tapasztalatuk alapján már azt is kijelentették, hogy az alumínium ugyanazt a szerepet tölti be a szupravezetésben, mint a szilícium a félvezetőtechnikában. Az alumínium átmeneti hőmérséklete vékonyfilm formában kb. $\sim 1,5$ K.

A kvantumszámítógépek működési alapja a kvantumbit. Kvantumbit előállítására az alábbi lehetőségek vannak:

1. Optikai foton kvantumbit. Hátránya: a fázismodulációhoz szükséges nemlineáris optikai elemeket nehéz megvalósítani.
2. Elszigetelt atomok alkalmazása kvantuminformáció tárolására. Hátránya: a foton ki- és becsatolása az optikai térrészbe nehézkes.
3. Ioncsapda kvantumbit, vagyis egy kvadrupól tömeganalizátorral előállított elektromágneses csapdába bezárt ionok. Probléma az ionok mozgási energiája.
4. Atommag mágneses rezonanciája – NMR. Hátránya: a kvantumbitek száma nem lehet nagy.
5. Szupravezető kvantumbitek.

A tanulmány hátralevő részében a szupravezető kvantumbiteket ismertetem, amelyek ígéretes megoldást nyújtanak a kvantumszámítógépek gyakorlati megalkotására. A szupravezető kvantumbitek alaptípusai: a töltés-kvantumbit és a fluxus-kvantumbit. Hibridizációjuk a transmon és a fluxonium kvantumbitek. A töltés-kvantumbit vékonyfilm technikával történő gyakorlati megvalósítását a 7. ábra mutatja.

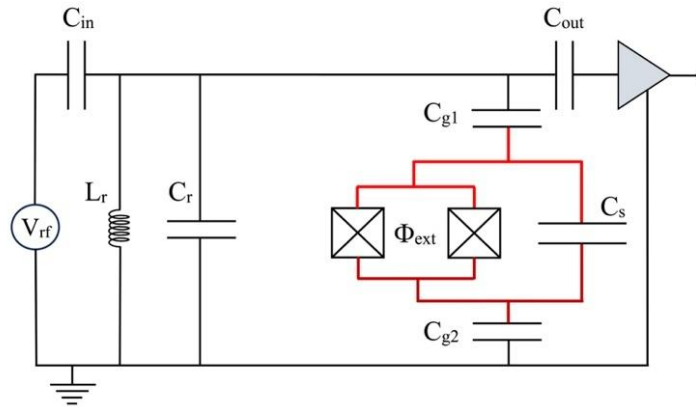


7. ábra. A töltés-kvantumbit kialakítása szupravezető/oxid/szupravezető Josephson-átmenettel.

Ha a V_g vezérlőfeszültséggel elősegítjük egy elektronpár átjutását alagúteffektus révén az oxidrétegen a szupravezető szigetre, a „szupravezető sziget/oxidréteg/szupravezető elektróda” alkotta Josephson-átmenet kvantumállapota (energia-állapota) megváltozik, ami a hullámfüggvények közötti fáziskülönbség megváltozásában is megmutatkozik. A kvantumállapot megváltozása függ attól, hogy hány Cooper-pár jut át a szigetre. Ha Δn jelenti a Cooper-párok számát, $\Delta\varphi$ pedig a fáziskülönbséget, akkor a $\Delta n \cdot \Delta\varphi \geq 1$ azonosságnak kell teljesülni. Vagyis, egyetlen Cooper-pár bejutása a szupravezető szigetre jelentős fáziskülönbség-változást okoz.

Ahogy az RCSJ modellből is látjuk, a Josephson-átmenetnek van valamekkora kapacitása és valamekkora csatolási energiája is. Ha a kapacitásba bejut e elektromos töltés, a kapacitás energiáját $E_C = e^2 / (2 C_\Sigma)$ energiával növeli, ahol $C_\Sigma = C_g + C_J$ a Josephson-átmenet teljes kapacitása. Meg kell még említenünk az $E_J = I_c \Phi_0 / 2\pi$ Josephson-energiát is, amely a kritikus árammal arányos mennyiség. A kísérleti eredmények azt mutatják, hogy a kvantumszámítógépekben alkalmazott kvantumbitek Josephson-átmeneteiben a két energia arányának (E_J/E_C) nagyának kell lenni, vagyis a Josephson-átmeneteknek nagy kritikus árammal és nagy kapacitással kell rendelkezni. Továbbá, a szupravezető szigetnek fizikailag elég

kicsinek kell lennie ahhoz, hogy a szigeten egy elektronpár elhelyezéséhez szükséges energia sokkal nagyobb legyen, mint a termikus energia. Egy Cooper-pár bejutása a szupravezető szigetre megváltoztatja a JJ kvantummechanikai állapotát, ami elektronikus módon érzékelhető, és ami egyúttal a kvantumbit állapotának a megváltozását is jelenti. A gerjesztett kvantumbit energiaállapota $E_C = e^2 / (2 C_\Sigma)$ -vel magasabb az alapállapotnál. Ahhoz, hogy egy kvantumbit energiaállapota hangolhatóak legyenek, a JJ-t kis induktivitású DC SQUID-del helyettesítik, ahol az átmenet csatolási energiáját jellemző $E_J = I_c \Phi_0 / 2\pi$ paramétert megfelelő irányultságú mágneses térrel lehet módosítani. Ennek az elrendezésnek a neve transmon kvantumbit. A kvantumállapot kiolvasása a töltések szigetre történő bejutásával (vagy a szigetről történő kijutásával) előidézett hullámfüggvény-fázis változásokat kísérő feszültség mérésével történik.

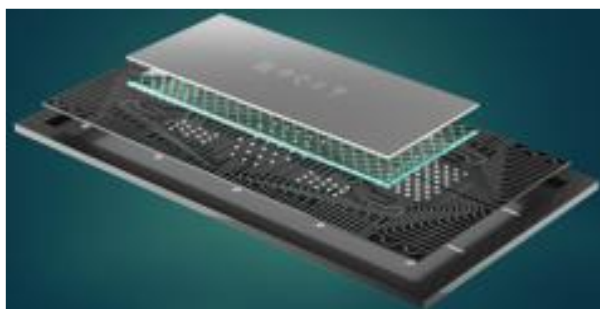


8. ábra. Transmon kvantumbit elektronikus elrendezése

A kvantumszámítógépekben alkalmazott kvantumbiteknel fontos követelmény a kvantumállapotaik és a kvantumbitek közötti fáziskoherenca stabilitása termikus és elektronikus zajok jelenlétében, azaz a beleírt állapotok stabilitása. A termikus zajok kiküszöbölése céljából a berendezést alacsony hőmérsékletre (10-40 mK) hűtik, az elektronikus zajok kiszűrésére pedig passzív elektronikus szűrőegységeket használnak elektromágneses árnyékolással kiegészítve. A zajoknak van egy speciális fajtája is, ami ellen szintén kell védekezni. Ez a töltésfluktuációk okozta kisfrekvenciás zaj, az ún. $1/f$ zaj. Ez ellen véd a SQUID-ekkel párhuzamosan kapcsolt kondenzátor, amelyet C_S -sel jelölünk a 8. ábrán. A kvantumbit-elrendezések meghajtó és kiolvasó elektronikus egységekkel vannak ellátva a kvantumállapotok módosítása és kiolvasása céljából. A teljes elektronikus elrendezést a valóságban vékonyfilm technikával egyszerűen meg lehet valósítani (Martinis 2020).

A fluxus-kvantumbit alapja is a DC SQUID. Ebben az elrendezésben a kvantummechanikai $|0\rangle$ és $|1\rangle$ állapotokat a szupravezető gyűrűbe becsapdázott mágneses fluxus iránya, azaz a gyűrűben keringő szuperáram iránya határozza meg. Például, ha a szuperáram iránya az óramutató járásával ellentétes, a kvantumállapot $|0\rangle$, ha megegyező irányú, az állapot $|1\rangle$.

Végezetül a legújabb eredményekről szeretnék néhány szót mondani. 2025 január hónapjában megjelent a *Physical Review Letters* folyóiratban egy cikk a kvantum-processzorok legújabb fejlesztéséről, melyet kínai szerzők írtak (Gao 2025). Beszámoltak a legújabb fejlesztésű 'Zuchongzhi 3.0' elnevezésű kvantum-processzorral elért eredményeikről, ami 15 sorban és 7 oszlopban elrendezett 105 transmon kvantumbitet tartalmaz. Ezen kvantum-processzor fejlesztésnek fontos célja volt a Josephson-átmenetek kapacitásának és induktivitásának az optimalizálása a töltés és fluxus zajok minimalizálása céljából, a kvantumbitben kialakuló elektromos térelszórlás optimalizálása a felületi dielektromos veszteség csökkentése céljából, továbbá a kvantumprocesszort kiszolgáló szobahőmérsékletű elektronika zajának a minimalizálása (Sanders 2025). A kvantumprocesszor ultraalacsony hőmérsékleten üzemel, néhány 10 mK-en, amit több hűtési lépcsőben lehet megvalósítani folyékony héliummal. A cseppfolyós hélium forráspontja légköri nyomáson 4,2 K hőmérsékletű, csökkentett nyomással kb. 1 K hőmérsékletet lehet elérni. A héliumnak két izotópj van. Az atommagban levő protonok száma kettő, míg a neutronok száma lehet kettő, ez a He^4 izotóp, vagy egy, ez a He^3 izotóp. A két hélium izotópból álló keverék cseppfolyósított formában különleges hűtési eljárást tesz lehetővé az alacsony hőmérsékletű fizikát tanulmányozók számára. Az 1 K-es előhűtés után ezzel a hűtőközeggel jóval alacsonyabb hőmérsékletre lehet hűteni az anyagot. A modern kriotechnika ma már ott tart, hogy kereskedelmi forgalomban is kaphatók olyan hűtőgépek, amelyek folyamatosan és megbízhatóan képesek 10-40 mK hőmérsékletre hűteni a szupravezető elemekből készített kvantumprocesszorokat.



9. ábra. A Gao et al., *Physical Review Letters*, 2025, közleményben bemutatott 'Zuchongzhi 3.0' kvantumprocesszor kialakításának illusztrációja. A kvantumbiteket a halványzöld színű zafir lapka tartalmazza, míg a sötétszürke lapkán vannak kialakítva az elektromos író/olvasó vezetékek.

Összefoglalásképpen azt mondhatjuk, hogy a három kutató elektronikai elemekből olyan makroszkopikus méretű mesterséges atomot készített, melynek energiaállapotait a kvantummechanika törvényei határozzák meg a természetes atomi energiaállapotokhoz hasonlóan. Eredményeik lehetővé teszik a kvantummechanikai folyamatok tanulmányozását és alkalmazását makroszkopikus méretű elektronikai chipeken, és jelentősen hozzájárultak a kvantumszámítógépek megvalósításához.

Irodalom

- M. Tinkham, Introduction to superconductivity, 2nd ed., McGraw-Hill, Inc., 1996, ISBN 0-07-064878-6.
- J.M. Martinis, M.H. Devoret, J. Clarke, Energy-Level Quantization in the Zero-Voltage State of a Current-Biased Josephson Junction, Physics Review Letters **55** (1985) 1543-1546. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.55.1543>
- M.H. Devoret, J.M. Martinis, J. Clarke, Physics Review Letters **55** (1985) 1908-1911.
- J. Clarke, F.K. Wilhelm, Superconducting quantum bits, Nature 453 (2008) 1031-1042. <http://doi:10.1038/nature07128>
- J.M. Martinis, M.H. Devoret, J. Clarke, Quantum Josephson junction circuits and the dawn of artificial atoms, Nature Physics 16 (2020) 234-237. <https://doi.org/10.1038/s41567-020-0829-5>
- D. Gao et al., Establishing a New Benchmark in Quantum Computational Advantage with 105-qubit Zuchongzhi 3.0 Processor, Physics Review Letters 134 (2025) 090601. DOI: [10.1103/PhysRevLett.134.090601](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.134.090601)
- B.C. Sanders, Superconducting Quantum Computing Beyond 100 Qubits, Physics, March 3, 2025, pp.1-3, <http://doi:10.1103/Physics.18.45>