

OTDK dolgozat

**Teljesen hangolható kvantumpöttyök InAs
nanopálcán**

Márton Attila

Témavezető: dr. Csonka Szabolcs
Egyetemi adjunktus
BME Fizikai Intézet
Fizika Tanszék

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem
Természettudományi Kar
Fizika Tanszék
2012.május



A dolgozat teljes mértékben megegyezik a 2011. novemberében az intézményi/kari TDK-n bemutatott pályamunkámmal. A frissített borítótól és hivatkozáslistától eltekintve csupán apróbb elírások, hibák kerültek javításra a dolgozatban.

Márton Attila

2012.05.15.

Tartalomjegyzék:

TDK adatlap	5.
TDK absztrakt.....	7.
Önállósági nyilatkozat	9.
1. Bevezetés	11.
1.1. Kvantumpöttyök	13.
1.2. Az InAs nanopálcák.....	17.
1.2.1. Az InAs nanopálcák vezetési tulajdonságai	17.
1.2.2. Az InAs nanopálcák szintézise	18.
1.2.3. A nanopálcák kikontaktálása	19.
1.3 QD-ok InAs nanopálcán	21.
1.3.1. Két normál kontaktus között kialakuló QD-ok	21.
1.3.2. Topgate-ekkel szabályozott QD-ok	23.
1.3.3. Bottomgate-ekkel szabályozott QD-ok	25.
1.4. Motiváció.....	27.
1.4.1. Spin filter	27.
1.4.2. A CPS áramkörök	28.
1.4.3. Összefoglalás	30.
2. A bottomgate-struktúrák fabrikálása	31.
2.1. BG-ek tervezése.....	31.
2.2. A reziszt.....	33.
2.3. Az áramkörök írása.....	34.
2.4. Az áramkörök lepárolgatása és lift-off	36.
2.5. A fabrikációs nehézségek	37.
2.6. A végleges struktúra	40.
2.6. A szigetelő réteg növesztése	41.
2.6.1. A Si_3N_4 növesztése.....	41.
2.6.2. HfO_2 növesztése	42.
2.7. Összefoglalás	46.
3. InAs nanopálca áramkörök BG-struktúráján.....	47.
3.1. Áramkörök karakterizálása	47.
3.2. A BG-ekkel kialakított QD-ok.....	50.
3.3. A gamma-hangolás vizsgálata	53.
4. Összefoglalás	55.
Köszönetnyilvánítás.....	57.
Hivatkozások	59.

0.1.TDK adatlap

Kar (dolgozat beadás helye): BME TTK A beadás éve: 2011

A dolgozat címe magyarul: Teljesen hangolható kvantumpöttyök InAs nanopálcán

A dolgozat címe angolul: Fully tunable quantum dots in InAs nanowires

Szerző(k):

Név	Kar, évfolyam	Neptun-kód	E-mail cím	Diplomavédés várható ideje (év, hó)
Márton Attila	TTK, fizikus MSc 2. évfolyam	H5CPKD	mail.martonattila@gmail.com	2012

Konzulens(ek):

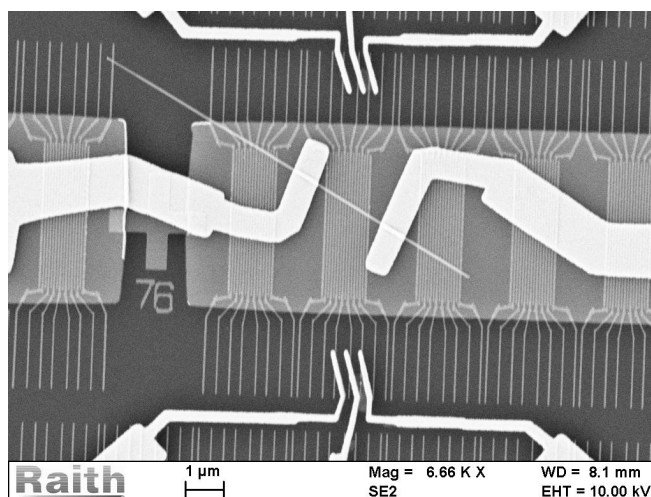
Név	Beosztás	Munkahely	Tel.	E-mail cím
dr. Csonka Szabolcs	tudományos munkatárs	BME TTK Fizika Tanszék	0614631650	csonka@dept.phy.bme.hu

Tanszék (a dolgozat benyújtásának helye): BME TTK Fizika Tanszék

A dolgozat témája:

TDK munkám célja olyan áramköri geometria kikísérletezése volt, ami InAs nanopálcán alapuló teljesen hangolható kvantumpöttyök létrehozását teszi lehetővé.

Az előadásom a nyári gyakorlatom alatt végzett munkám során létrehozott a nanoáramkörök alapjait képező, az ún. *bottomgate*-struktúrák fabrikációs eljárásainak bemutatását és a tesztelésére létrehozott áramkörökkel végzett méréseim eredményeinek ismertetését tartalmazza.



Javasolt szekció(k):

1.Kísérleti Fizika

A szerző(k) kijelenti(k), hogy a dolgozatot a beadási határidőre elkészíti(k) és a kari TDK konferencián az előadást személyesen megtartja/megtartják.

Dátum: 2011.09.30.

0.2.TDK absztrakt

Teljesen hangolható kvantumpöttyök InAs nanopálcán

Márton Attila

Konzulens: dr. Csonka Szabolcs, BME TTK Fizika Tanszék

Az indium-arzenid (InAs) nanopálcák napjaink egyik legígéretesebb anyaga kvantumelektronikai áramkörök készítésére. Az elmúlt évek anyagtudományi fejlődésének köszönhetően kristálytani hibáktól mentesen, különböző kristályszerkezetben, kontrollált átmérővel növeszthetők ezek a pálcák. Kedvező sávszerkezetének köszönhetően alacsony kontaktus ellenállással lehet őket kontaktálni különböző alapállapotú fémekkel, így normál, szupravezető vagy ferromágneses anyagokkal is. Az alacsony elektrondópolás miatt az állapotsűrűség könnyen változtatható elektrosztatikusan, kapuelektródákra adott feszültség segítségével. Az InAs-ben erős a spin-pálya kölcsönhatás, ami az elektronok spin szabadsági fokának hangolására nyújt lehetőséget elektromos úton. Ezen kedvező tulajdonságainak köszönhetően az elmúlt években számos hibrid nanoáramkört készítettek InAs nanopálcákból, amelyek új kvantumeffektusok megfigyelését teszik lehetővé. Így spin-pálya kvantumbitek, Cooper-pár feltörők, hangolható kicserélődési tér kvantumpöttyökön, Kondo-effektus és Andreev-reflexió versengése.

Nanoáramkörök egyik alapegységét kvantumpöttyök jelentik, amit legegyszerűbben két fém kontaktus közötti tartományban lehet létrehozni a pálcá kiürítése során. Az elektronok száma könnyen hangolható ezen szigeteken a hátsó kapuelektródára adott feszültséggel, ugyanakkor a pöttyöt határoló alagútátmeneteken történő alagutazási ráta nem kontrollált. Az alagutazási ráta hangolhatóságát számos kísérlet megkövetelné, így például ferromágneses kontaktusok által keltett kicserélődési teret lehetne hangolni vele, vagy Cooper pár feltörők hatékonyságát lehetne javítani.

TDK munkám célja olyan áramköri geometria kikísérletezése volt, ami InAs nanopálcán alapuló teljesen hangolható kvantumpöttyök létrehozását teszi lehetővé. Ezen áramkörök alapját az ún. *bottomgate*-struktúrák képezik, amelyek lényegében sűrűn lerakott kapuelektródák sorából áll.

A *bottomgate*-ekre adott feszültség segítségével nagy hatékonysággal, lokálisan változtatható a nanopálcák elektronsűrűsége. A lokálisan létrehozott potenciálgátakkal tetszőleges méretű elektronszigeteket (kvantumdotokat) definiálhatunk, a határokat képező elektródák közti belső lábakkal pedig azok szintszerkezetét hangolhatjuk egészen akár az egyelektron tartományig, illetve változtathatjuk a bezárópotenciál alakját is. A feszültség további növelésével a kialakult mesterséges szigetet fel is törhetjük, ezzel kvantumpöttyök sorát létrehozva az áramköreinken belül.

A fenti struktúrák a következő módon készültek. Az első lépésben nagy felbontású elektronsugaras lithográfiával 75 nm-es periodicitással vonalakat definiálunk, előállítva ezzel

az áramkör pozitív maszkját, majd a maszkot 1:3 MIBK:IPA oldatban előhívjuk. A polimer maszkot ezt követően oxigénplazma-marásnak tesszük ki, amely során eltávolítjuk a maszk felső harmadát a sorják eltávolítása érdekében, illetve megtisztítjuk az előhívott részek alját, hogy a fémek biztosabban tapadjanak. Ekkor elektronsugárral felhevített fémmel lepárolgatjuk a teljes mintát (5nm titán, 10nm platina), majd a mintáról úgy távolítjuk el a nem kívánatos részeket, hogy a fennmaradt polimert leoldjuk, így eltávolítva a ráakodott fémréteget. Az eljárás során a fent említett vonalak az előhívás és a fémlepárolgatást követően kb. 40nm széles lábakká szélesednek ki. Mivel mind ez a szélesség mind a két láb közti ~35 nm-es távolság az eljárás és a rendelkezésre álló eszközök felbontásának határán vannak, így a munkám egy jelentős része a fenti recept paramétereinek (a struktúra alakja, méretei, a maszk anyaga, az elektronsugár által szolgáltatott dózis, párolgatott fémek anyagi minősége, magassága, stb...) optimalizálásával telt. A kész struktúrát a elektromos elszigetelését vékony ALD-vel (atomic layer deposition) növesztett kb. 20nm vastag nagy dielektromos állandójú oxidréteg szolgáltatja. Ez a kontrollált növesztés hatására sokkal jobb minőségű, így elektronikai szempontból csendes, továbbá a kis vastagság ellenére is nagy letörési feszültséggel rendelkező dielektrikum, melynek segítségével közelebbről/hatékonyabban hangolhatjuk áramköreinket. Munkám során próbálkoztam alacsony és magas hőmérsékleten (225°C) növesztett hafnium-oxiddal (HfO₂) is, azonban marási technikával nem tudtam megszabadítani ezen szigetelő rétegtől az elektródák végződéseit olyan felbontással, mint amelyet a struktúráim megkövetelt volna, ezért végül alacsonyabb hőmérsékleten növesztett (90°C) HfO₂-vel dolgoztam a továbbiakban.

Az áramkörök gyártása során a fenti *bottomgate*-struktúrákkal borított szilícium hordozóra nanopálcákat terítünk, majd az áramkörtervezés és lithografálás során a nanopálcák végződése mellett a kapuelektrodákat is kikontaktáljuk. A kész áramköröket először szobahőmérsékleti mérésekkel teszteltem, amely során meggyőződtem a pálcák és a kapuelektrodák megfelelő felkontaktálásáról, továbbá ellenőriztem, hogy azok megfelelő hatást gyakorolnak a pálca elektromos viselkedésére. Végül a struktúrát alacsony hőmérsékletű transzportmérésekben karakterizáltam.

Az előadásom a nyári gyakorlatom alatt végzett munkám során létrehozott és a fentiekben említett struktúra fabrikációs eljárásainak bemutatását és a tesztelésére létrehozott áramkörökkel végzett méréseim eredményeinek ismertetését tartalmazza.

Irodalom:

1. Nadj-Perge, S., Frolov, S. M., Bakkers, E. P. a M., & Kouwenhoven, L. P. (2010). Spin-orbit qubit in a semiconductor nanowire. *Nature*, 468(7327), 1084-7. Nature Publishing Group. doi:10.1038/nature09682

0.3. Önállósági nyilatkozat

Alulírott Márton Attila, a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem hallgatója kijelentem, hogy ezen dolgozatot meg nem engedett segédeszközök nélkül, saját magam készítettem, és a dolgozatban csak a megadott forrásokat használtam fel, továbbá a tárgyalásban bemutatott fabrikációs és kísérleti eredmények a saját, önálló munkám eredményeként születtek.

.....
Budapest, 2011. október 28.

1. Bevezetés

A szilárdtestfizika egyik legújabb fejezete a mezoszkópikus rendszerek fizikája, amely az anyagok felépítésének vizsgálatát és manipulálását atomi skálán lehetővé tevő pásztázó alagút mikroszkóp (Scanning Tunneling Microscopy, STM) feltalálását követően indult fejlődésnek. A nanoskálán megfigyelhető struktúrák, transzporttulajdonságok és más különös effektusok megismerésére és kontrollálására nem kisebb a motiváció, mint a mai félvezető (Si, Ge, stb.) alapú ipartechnika jövőbeli felváltását lehetővé tevő nanoáramkörök kifejlesztése. A félvezetőipari miniaturizáció során a csíkszélesség csökkentésével elérjük azt a tartományt, ahol a lejátszódó folyamatok tisztán kvantummechanika jelenségek és a kvázi-klasszikus közelítésen alapuló modelljeink érvényüket veszítik.

Az elmúlt évtizedben végbement nanofabrikációs fejlesztéseknek köszönhetően számos érdekes kvantummechanika rendszert képesek vagyunk preparálni és kontrollált módon manipulálni, amelyek új távlatokat nyitnak a kvantumszámítási algoritmusok elvégzésére alkalmas, ún. kvantumelektronikai eszközök létrehozására. Így ma már lehetséges egyetlen kvantumdobba zárt elektronspin beállításának kontrollált változtatása és kiolvasása, illetve ilyen lokalizált elektronspinek (ún. spin-qubitek) összekapcsolása is.

A Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem (BME) Fizika Tanszék Alacsonyhőmérsékletű Laboratóriumában hasonló kutatások indultak lithografált félvezető pálca- és grafén alapú rendszereken, dr. Csonka Szabolcs vezetésével. Az MFA-val közös laboratóriumban lévő elektronsugár litográfiás rendszerével (*Electron Beam Lithography*, *EBL*) és az Részecske- és Magfizikai Kutatóintézet (RMKI) epitaxiális rétegnövesztő párolgatójával (*Molecular Beam Epitaxy*, *MBE*) már hazai viszonylatban is elkészíthetők az áramkörök. A hazai lehetőségek mellett számos nemzetközi kapcsolatot is ápolunk több európai egyetem megfelelő intézetével. Egy ilyen kapcsolat révén kaptam a lehetőséget, hogy a nyári gyakorlatomat a koppenhágai Niels Bohr Intézet Nanofizikai Kutató Laborjában végezzem.

A munkám célja a kvantumpöttyök széles körű hangolhatóságát lehetővé tevő – az irodalom által – ún. *bottomgate*-struktúra létrehozása volt, amelyet kint tartózkodásom ideje alatt sikerrel teljesítettem. A struktúrák működését a rájuk épített nanoáramkörök szobahőmérsékletű, majd alacsony hőmérsékletű vizsgálatával igazoltam.

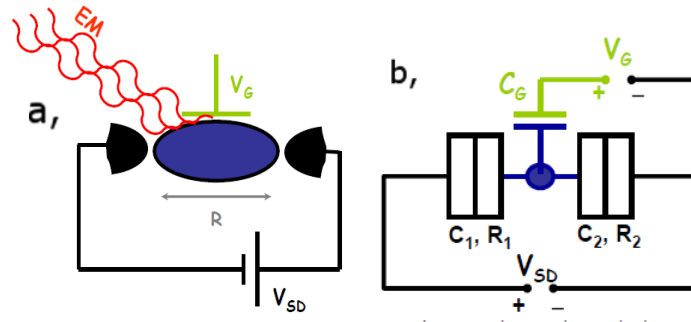
A dolgozatot ezen rövid bevezetőt követően a kvantumpöttyök általános ismertetésével kezdem, majd a vizsgált félvezető nanopálcák, illetve azok töltéssűrűségének hangolásához használt gate-elési technikák evolúcióját mutatom be. A második fejezet a fenti *bottomgate*-struktúra gyártásának fabrikációs lépéseit ismerteti, míg a harmadik fejezet a mérési eredmények diszkusszióját tartalmazza.

1.1. Kvantumpöttyök

A kvantumpöttyök (más néven kvantumdotok, ezentúl csak "QD-ok") olyan mesterséges elektronszigetek, melyeken az elektronok száma egyesével változtatható kis méretükből (R) adódóan. A QD-ok a mezoszkópikus rendszerek igen intenzíven kutatott részét képezik köszönhetően annak, hogy lehetővé teszik néhány elektront tartalmazó rendszereken érdekes jelenségek kontrollált vizsgálatát, mint pl. a Kondo-effektus, illetve hogy ígéretes alternatívát kínálnak kvantum információ reprezentálására (pl. spin-qubitek használatával [1]).

QD-ok vizsgálata

A QD-ok vizsgálata történhet DC feszültségre, illetve elektromágneses (EM) besugárzásra adott áram válasz mérésével is. Az előbbi esetén szükséges a QD áramkörbe építése, amelynek áramköri helyettesítő képét az **1. ábrán** láthatjuk.



1. ábra: 1.a. az áramkörbe épített QD; 1.b. áramköri helyettesítő képe [2]

Az elektromos mérésekhez QD két kivezetésére kapcsolt (forrás és nyelő – source (S) és drain (D)) elektródákkal, illetve egy kapacitíven csatolt kapuelektroda segítségével transzportméréseken keresztül feltérképezhetővé válnak a sziget energiaszintjei.

QD-ok elektrosztatikája

A QD a rajtuk található N számú elektron a Coulomb-taszítása révén E_C , elektrosztatikus energiával rendelkezik.

$$E_C(N, V_G = 0) = \frac{(Ne)^2}{2C_\Sigma} \quad (1)$$

, ahol N az elektronok szám, e az elemi töltés $C_\Sigma = C_1 + C_2 + C_G$. A kialakult elektrosztatikus tér ellenében újabb elektron hozzáadása során munkát kell végeznünk, amely a két szomszédos töltésállapot energiájából a következőként adódik.

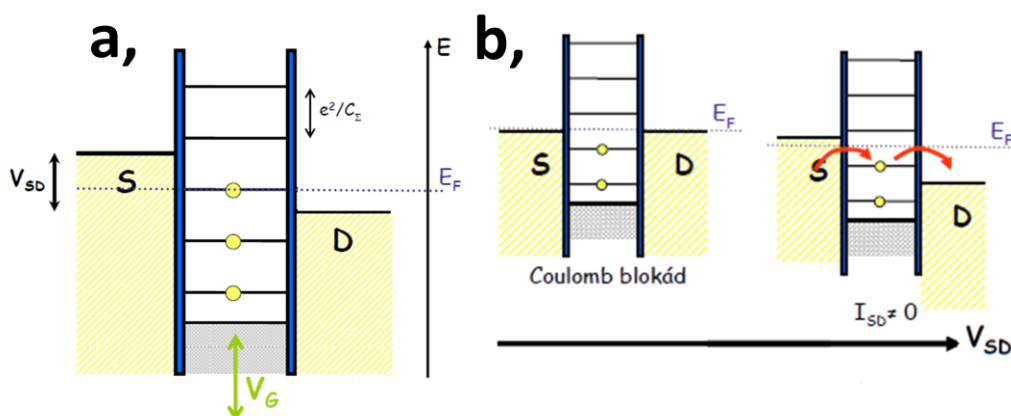
$$\Delta E_C(N, V_G = 0) = \Delta E_C(N+1) - \Delta E_C(N) \approx \frac{Ne^2}{C_\Sigma} \quad (2)$$

A fenti kifejezés N -től független részét nevezzük a QD töltési- vagy elektrosztatikus energiájának (charging energy, E_C), amely árán egy újabb elektront juttathatunk az elektronszigetre:

$$E_C = e^2 / 2C_\Sigma \quad (3)$$

QD-ok vezetőképessége

E_C elektrosztatikus energiát figyelembe véve figyelembe véve a QD-ba az elektronok diszkrét energiaszintekre pakolhatóak, amelyeket a **2.a. ábrán** lévő energiadiagramon láthatunk.



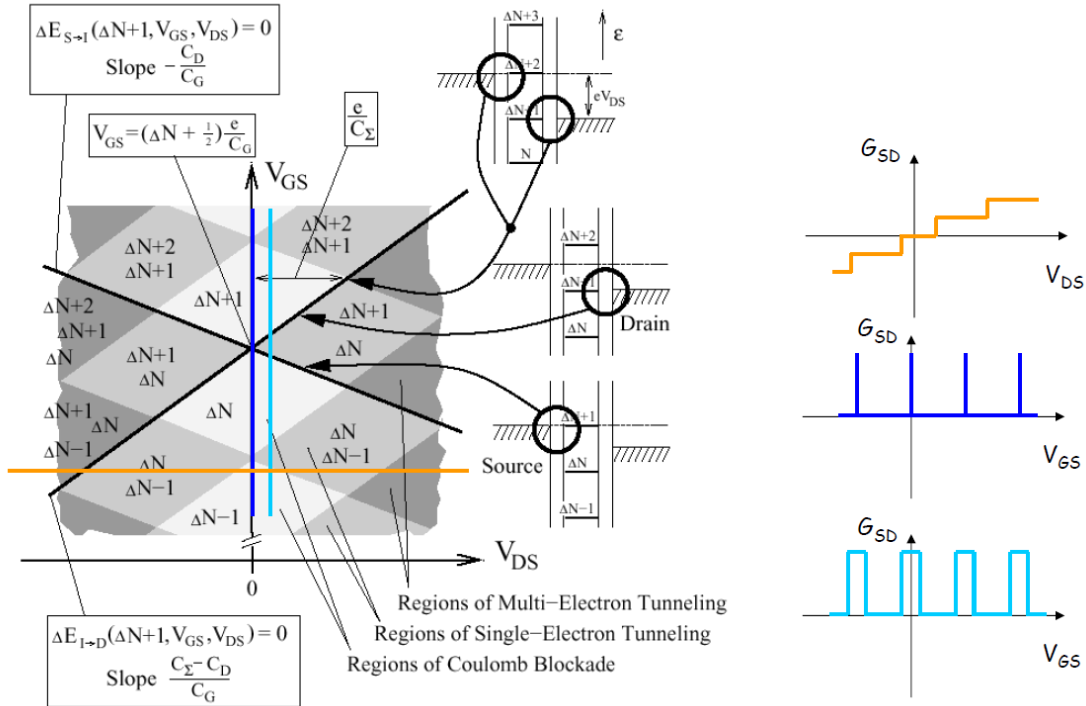
2.ábra: 2.a. az áramkörbe kapcsolt QD-ok energiadiagramja; 2.b. a QD energiadiagramja a Coulomb-blokád tartományban és elektródák között folyó áram esetén [2]

A V_{SD} (más néven bias) segítségével szabályozzuk a nyelő- és forrásoldali kontaktus potenciálkülönbségét, míg a V_G -vel a QD-ban lévő energianívók helyzetét hangoljuk a Fermi energiához képest. V_{SD} és V_G függvényében elvégezhető a QD spektroszkópiája.

Amennyiben V_{SD} és V_G értékei olyanok, hogy nem található energia szint a forrás- és a nyelőoldali kontaktus kémiai potenciál között, az elektronok nem tudnak a QD-on áthaladni. Ezt a jelenséget hívják Coulomb-blokádnak. (**2.a. ábra**). Elegendően nagy V_{SD} alkalmazásával, a legfelső energianívóról az elektron el tud távozni az egyik elektródába és annak helyére újabb elektron ugorhat a másik elektródából. Az elektronok szekvenciális alagutazása áramot eredményez az elektródák között, ahogy ezt a **2.b. ábrán** található diagramja is mutatja.

A QD vezetési tulajdonságairól részletes információkkal szolgál az úgynevezett stabilitásdiagram, amelyek a differenciális vezetőképességet ($G_{SD}(V_{SD}, V_G)$) ábrázolják a V_G és V_{SD} függvényében.

Belátható, hogy a korábban említett Coulomb-blokádolt tartományok ún. Coulomb-gyémántok formájában jelentkeznek a V_{SD} és V_G paramétersíkon, amit a fehér területek jelölnek az **3. ábrán**. A stabilitásdiagram látható gyémántokat határoló egyenesek meredekségéből a QD áramköri helyettesítő képében található kapacitásértékek, a gyémántok méretéből pedig az elektrosztatikus energia nagysága határozható meg.

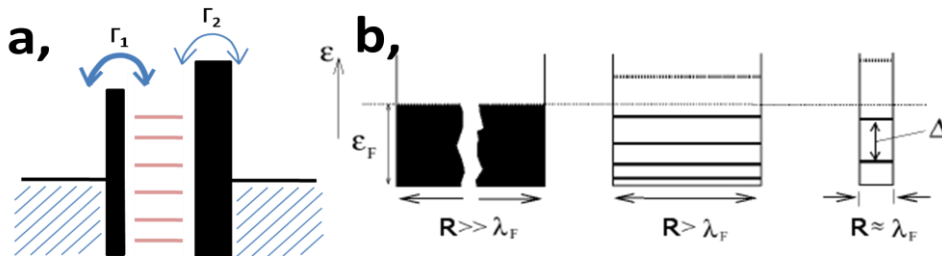


3. ábra: a QD stabilitásdiagramja. Az ábrán fehérrel láthatjuk a Coulomb-blokád tartományokat és szürkével az egyelektron- illetve feketével a többielektronvezetési állapotokat. A nyilakkal a középen látható különböző energiadiagramok és a nekik megfelelő stabilitásdiagrambeli pontok vannak összekötve. A jobb oldali ábrák a színes vonalakkal jelölt keresztmetszetei a diagramnak.[²]

QD-ok kvantummechanika modellje

Ha a QD mérete összemérhetővé válik a Fermi-hullámhosszal az elektronok leírását kvantummechanikailag kell kezeljük, a QD-t határoló potenciálgátak figyelembevételével.

A Schrödinger-egyenlet két ilyen potenciálgát közti megoldása azt mutatja, hogy ezen a tartományon kötött állapotok jelenhetnek meg, ahol a szabad elektronok hullámtermészete miatt – és azok térbeli bezártsága miatt – azok diszkrét energianívókon helyezkednek el. Ezen kinetikus kvantáltság következtében létrejövő szintrendszer elemei közötti tipikus energiatávolságokat szinttávolságnak (Δ) nevezzük. Ezen jelenségnek köszönhetően gyakran nevezik őket mesterséges atomoknak is.



4. ábra: 4.a. a QD-ok kvantummechanikai modellje, 4.b. a QD-ok energiaszintjei és a szinttávolság az R kiterjedés csökkentésével, λ_F az elektron Fermi-hullámhossza [²]

Nagyobb méretű QD-k esetében általánosságban elmondható, hogy az elektrosztatikus energia mellett a szinttávolság kis korrekciót ad, azaz $E_C \gg \Delta$. Mivel a szinttávolság a mérettel $1/R^3$, az elektrosztatikus energia pedig $1/R$ -rel skáláz, R csökkentésével a fenti két mennyiség

összemérhetővé válik. Ebben az esetben a Coulomb-gyémántok mérete már nem lesz azonos, hiszen az elektrosztatikus energián kívül a kvantummechanikai diszkrét energiaszintekhez tartozó energiát is ki kell fizetni egy újabb elektron QD-ra helyezésékor.

A QD-ot határoló potenciálgátakon keresztül kvantummechanikai alagutazás révén az elektronok ki- és beugrálása véges valószínűséggel megengedetté válik, így az ott található elektronok száma is megváltozhat. Ennek jellemzésére bevezethető a QD és kontaktusok közti csatolási állandók, a Γ -k.

QD-ok csatolása a környezethez, az alagutazási ráta

A QD-ok iménti tárgyalása – bár a keletkező vezetőképesség csúcsok kialakulására magyarázatot ad – nem veszi figyelembe a csatolásból származó Coulomb-csúcsok kiszélesedését.

A jelenség kvantitíve a $V_{SD}=0$ esetben látott Coulomb-csúcsok esetén tárgyalható (3. ábra sötétkék metszete mentén). Ilyenkor V_G hangolásával a Coulomb-gyémántok csúcsánál az N és $N+1$ töltésállapotok elektrosztatikus energiája, $E_C(N)=E_C(N+1)$ megegyezik, így ezekben a pontokban lehetségessé válik a QD-okon keresztül az elektronok áramlása. Azonban ilyenkor az elektronok QD-beli véges élettartama ($\sim ps$) miatt az energiaszintek $T=0K$ hőmérsékleten is kiszélesedést szenvednek el.

Ezen kiszélesedést figyelembe véve egyszerű rezonáns alagutazási modell alapján $T=0K$ -es határesetben a QD vezetőképességére Breit-Wigner formula adódik: [³][⁴]

$$G^{BW} = 2 \cdot \frac{e^2}{h} \cdot \frac{\Gamma_1 \Gamma_2}{\Gamma_1 + \Gamma_2} \cdot \frac{\Gamma}{(\Gamma/2)^2 + (E_F - E_0)^2} \quad (4)$$

Eszerint a csúcsot egy Lorentz-görbe jellemzi, amelynek félértékszélessége (FWHM) pontosan Γ . Továbbá $\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2$, és $\Gamma_{1/2}$ az alagutazási ráta a bal / jobb elektróda és QD között, e az elemi töltés, h Planck-állandó E_F a Fermi szint, E_0 a diszkrét energiaszint értéke, amit a kapuelektrodával hangolunk. Amennyiben T véges akkor a Coulomb-csúcsok kiszélesedését a hőmérsékleti fluktuációk tovább növelik. A vezetőképesség-formula numerikus analízisével [⁵], továbbá szimmetrikus csatolást feltételezve megállapítható, hogy a Coulomb-csúcs félértékszélessége a $T \approx \Gamma$ tartományban jó közelítéssel:

$$FWHM(mV) = 0.7 \cdot \Gamma(mV) + 3.5 \cdot k_B T(K) \quad (5)$$

Ezen kifejezés fontos lesz számunkra a mérések kiértékelése során, ahol a minta hőmérséklete fixnek tekinthető ($\sim 320mK$) és a vezetőképesség csúcsok szélességének leolvasásából becslést adhatunk Γ -ra.

Teljesen hangolható QD-ok

Ezek alapján a teljesen hangolható QD a következő tulajdonságokkal rendelkezik:

- térbeli elhelyezkedésüket ismerjük, kontrollálni tudjuk
- a rá kapcsolt V_{SD} és V_G feszültségekkel pontosan hangolhatóak és a kapufeszültség segítségével akár teljesen kiüríthető a QD
- a kontaktusokhoz történő csatolásuk változatható (Γ_1 és Γ_2)

1.2. Az InAs nanopálcák

A kísérleti bevezetőt az általunk vizsgált nanoáramköröket felépítő félvezető indium-arzenid (InAs) nanopálcák tulajdonságaival és preparációjának bemutatásával kezdem.

A nanopálcák a vizsgált mezoszkopikus rendszerek egy külön osztályát képezik, tipikusan 2-100 nm átmérőjű és 3~10 μm hosszúságú egykristályok. InAs nanopálcák napjaink egyik legígéretesebb anyaga kvantumelektronikai áramkörök készítésére. Az elmúlt évek anyagtudományi fejlődésének köszönhetően kristálytani hibáktól mentesen, különböző kristályszerkezetben, kontrollált átmérővel növeszthetők ezek a pálcák.

1.2.1. Az InAs nanopálcák vezetési tulajdonságai

A tömbi InAs kristály keskeny direkt sáv szerkezetű anyag, aminek a tiltott sáv szélessége $E_G=0,43\text{ eV}$, kis effektív tömeggel rendelkezik ($m_e=0.026$), illetve erős a spin-pálya csatolás benne, ami nagy g-faktor értékéhez vezet ($g=-15$). A nanopálcák a környezet hatására, vagy a használt kontaktusok sajátosságából fakadóan n-módon dőpoltak, így elektronvezetés alakul ki bennük.

Kedvező sáv szerkezetének köszönhetően a felületi oxidréteg eltávolítását követően alacsony kontaktus ellenállással lehet őket kontaktálni különböző alapállapotú fémekkel, így normál, szupravezető vagy ferromágneses anyagokkal is. Az oxidréteg elmarására több eljárás is született, mint a szulfur-passziválás [6], a hydrofluoric acid-el (HF) történő marás, illetve a közvetlenül a párologtató kamrában elvégzett in-situ argon (Ar) ion-bombázás (Ar ion sputtering), stb. A kis elektrondőpolás miatt az állapotsűrűség könnyen változtatható elektrosztatikusan, a kapuelektrodákra adott feszültség segítségével. Ezen kapufeszültség csökkentésével az ún. univerzális vezetőképesség tartományból – ahol több száz elektron is szerepet játszik a vezetésben – a csupán néhány szabad elektronú QD viselkedést mutató tartományon át a nanopálcákat teljesen ki tudjuk üríteni. A QD tartomány sajátosságaival és a kapufeszültséggel történő hangolásával a következő fejezetben foglalkozok részletesebben.

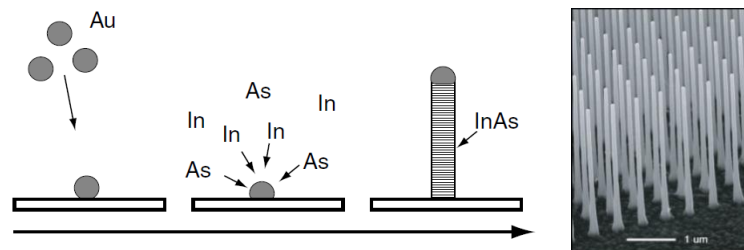
Az InAs-ben lévő nagy g-faktornak köszönhetően már kis mágneses tér segítségével is jelentősen szeparálni lehet a különböző spinállapotú elektronokat. Az erős spin-pálya kölcsönhatásnak révén pedig a bezárt elektronok pályáját hangolva elektromos úton lehetőségünk van a spin hangolására.

A transzport tulajdonságok szempontjából fontos karakterisztikus skálákra $l_e=60\text{--}100\text{nm}$, $l_\Phi=260\text{ nm}$, $l_{\text{spin}}=200\text{ nm}$ adódtak gyenge lokalizációs mérésekben [7].

Ezen kedvező tulajdonságainak köszönhetően az elmúlt években számos hibrid nanoáramkört készítettek InAs nanopálcákból, amik új kvantumeffektusok megfigyelését teszik lehetővé. Így spin-pálya kvantumbitek, hangolható kicserélődési tér QD-okon, Kondo-effektus és Andreev-reflexió versengése, QD-on alapuló szuperáram fordítót [8] és Cooper pár feltörésére alkalmas nanoáramkörök [9], stb...

1.2.2. Az InAs nanopálcák szintézise

A nanopálcák előállítás többféleképpen is lehetséges, amelyek közül az általunk vizsgált minták készítése során alkalmazott módszert mutatom be [10]. A növesztés MBE kamrában (molecular beam epitaxy chamber) történik egy úgy nevezett VLS (vapour-liquid-solid) növesztési eljárással, amelynek a lényege a következő: a magas hőmérsékletre (~650°C) hevített gallium-arszenid (GaAs) szubsztrátra korábban párologtatott vékony aranyréteg (Au) az alkalmazott magas hőmérséklet hatására a szubsztrát felületén egyenletesen eloszló apró gömbökbe tömörül. Ezt követően juttatják a gáztérbe az indium (In) és arzén (As) anyagokat, amelyek először beleolvadnak az Au gömbökbe és a telítést követően a gömbök alatt kiválnak a szubsztrát felszínére.



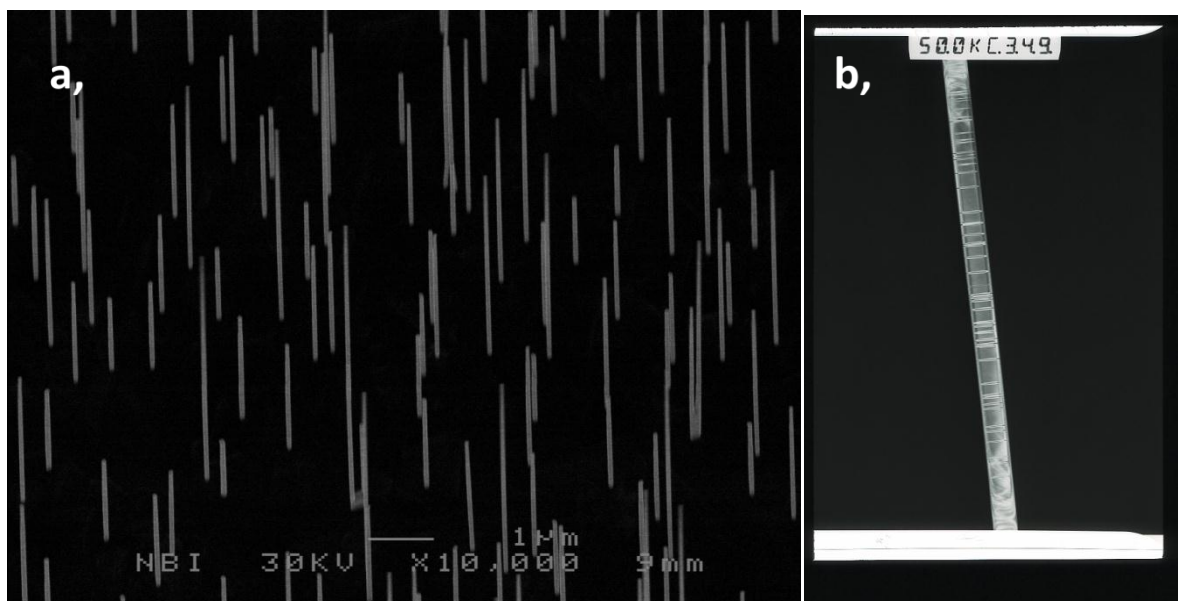
5. **ábra:** a VLS technika egyes lépései és a kész InAs nanopálcika erdőről készült SEM (scanning electron microscopy) kép

A folyamatos gázáramlás és megfelelő hőmérséklet (~400°C) biztosítása mellett a nanopálcák egymással párhuzamosan, a <111>GaAs egykristály hordozó felületének kristálytani irányával megegyező <111> irányba kezdenek növekedni. Az eljárás eredményeként jó közelítéssel egyforma pálcákból álló erdő jelenik meg a GaAs hordozó felületén, amelyeknek a hosszúságát alapvetően a növesztési idő, míg átmérőjüket a növekedést katalizáló Au golyók nagysága határozza meg.

Az InAs pálcák növesztési technikája szakadatlanul fejlődik és ma már olyan minták is léteznek, amelyek növesztése nem igényel Au katalizátort (vapour-solid (VS) technika), illetve a drága és egyébként igen mérgező hulladékot termelő GaAs szubsztrát helyett Si hordozóra növesztett InAs pálcák szintézisét is kidolgozták a közelmúltban.

Léteznek egészen egzotikus struktúrák is, ahol az As-et Sb-re cserélik, így InSb pálcákat létrehozva, amely igen érdekes vezetési tulajdonsággal bírnak (g-faktor~0), vagy az InAs-al borított GaAs pálcák, amelyeket szelektív marással megszabadítanak a GaAs belsőtől így üreges InAs pálcákat létrehozva.

Az általam használt InAs nanopálcák az NBI591 növesztésből származtak, átlagosan 5-6µm hosszúak és 70nm átmérőjűek. Az 6. **ábra** jobb oldalán látható TEM kép tanulsága szerint a pálca sajnos nem teljesen tökéletesek, amit a hosszanti tengely mentén megjelenő vonalak által jelölt rétegzési hibák okoznak.



6. ábra: **6.a.** a növesztéshez használt GaAs hordozón látható nanopálca erdő látható; **6.b.** egy egyedi pálcáról készült TEM kép található

A nanopálcákat korábban és most is a koppenhágai Niels Bohr Intézet erre specializálódott csoportjától kaptuk.

1.2.3. A nanopálcák kikontaktálása

A nanopálcák vizsgálata nem a növesztéshez használt GaAs hordozón történik, hanem az áramkörök minden esetben magasan dópolt Si hordozó felületén készülnek, amely vastagsága kb. 1mm, s melynek tetejét 500nm vastag SiO₂ borítja. A szubsztrát megfelelő megtisztítása a felületén található szennyezőktől nagyon fontos lépés, melynek elmulasztása később rengeteg problémát okozhat. Ezért a pálcák terítése előtt először – tipikusan ~1-2 percig tartó – oxigénplazma-marással eltávolítjuk a szerves eredetű koszoszt, majd metanol, aceton és izopropanol (IPA) mosással leoldjuk a nem szerves eredetűeket is. Ezt követően nitrogén gázzal történő fúvással és 5 perc 185°C-on történő sütéssel teljesen cseppmentesre szárítjuk a hordozót.

A nanopálcák terítése és az áramkörtervezés

A tisztítást követően a Si hordozóra át kell transferálnunk a pálcákat. Ehhez első lépésben a növesztési eljárását követően a GaAs szubsztrátot apró darabokra szeleteljük (~2x2mm), amelyet használat előtt egy kis téglényi izopropanolba helyezünk. A pálcák leválasztása a téglény ultrahangos szonikálásával történik, ahol azok pár másodperc alatt elválhatnak a hordozótól. Egy ilyen oldat akár hónapokig is használható, csupán minden használat előtt fel kell rázni azt. Az oldatban úszkáló nanopálcákat mikropipetta segítségével juttatjuk más hordozó felületére, ahol a folyadékcsepp elpárolgásával azok lerakódnak. A lerakódás után optikai mikroszkóp segítségével készített fotók alapján meghatározható a kiválasztott pálcák végpontjaik koordinátái a hordozóra korábban rápárologtatott viszonyítási rendszerhez, ún. alapstruktúrához képest. Megfelelő számú és minőségű nanostruktúra esetén elkezdődhet az áramkörtervezés, amely eredményeként kialakul az áramkör felépítése.

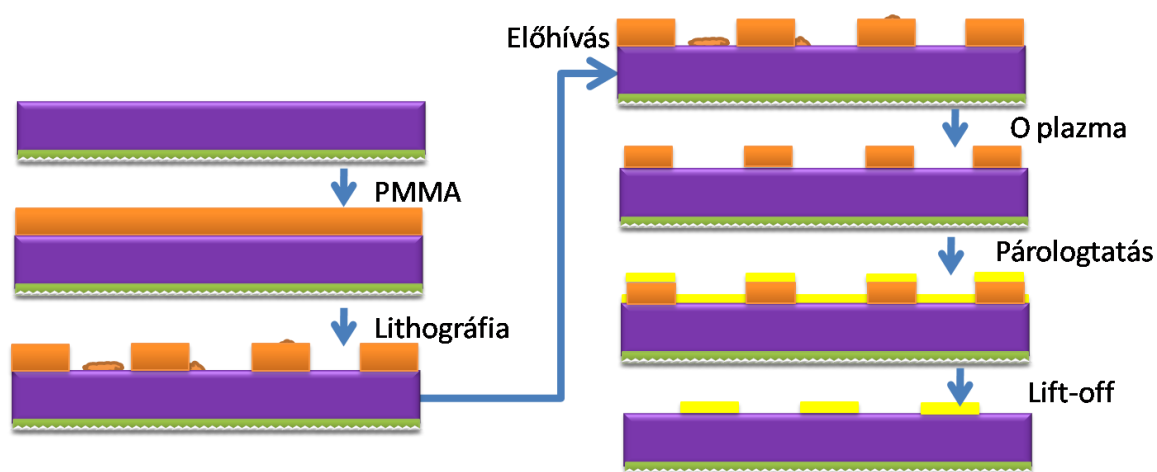
A kontaktusok írása és párologtatása

A kontaktusok alakjának és pozíciójának megfelelő pozitív áramkörtervet elektronsugaras litográfiával (electron beam lithography, EBL) exponáljuk a hordozó felületére terített ~200nm vastag polimer maszkba (PMMA poly-methyl-acrylate). A maszk exponált részeiben a nagy energiás elektronok ütközésük során feltörnek a hosszú polimer láncokat, megváltoztatva ezzel annak fizika tulajdonságait. Ezt használjuk ki az előhívás során, ahol az előhívó oldattal (1:3 térfogatarányú MIBK:IPA) leoldjuk a maszk megvilágított részeit.

A mintát ezt követően megint oxigénplazma-maróba helyezzük és újabb kb. 5-20s hosszan tartó marással eltávolítjuk a maszk felső 20-30nm-ét. Ezáltal teljesen megtisztítjuk az előhívott részeket az előhívás után is esetlegesen ott maradt PMMA szigetektől, így a lehető legjobb tapadást biztosíthatunk a később rápárologtatott fém kontaktusoknak.

A párologtatás előtti utolsó lépés során a jó ohmikus kontaktus érdekében eltávolításra kerül a pálca felületén található oxidréteg. Erre mi az ún. kén passziválást [6] használjuk, amely során az elmarat oxidréteg helyére egy kén atomokból álló passziválóréteg kerül, amely megvédi a pálcát a további oxidálástól.

Végül egy UHV kamrában rápárologtatjuk a fémes kontaktusokat. A párologtatás a minta egész felületére történik, ezt követően a hordozón maradt – az áramkör negatívját ábrázoló – polimer maszk anyagát oldó acetona helyezve eltávolítjuk (”feltépjük”) a nem kívánt fémezett felületeket.



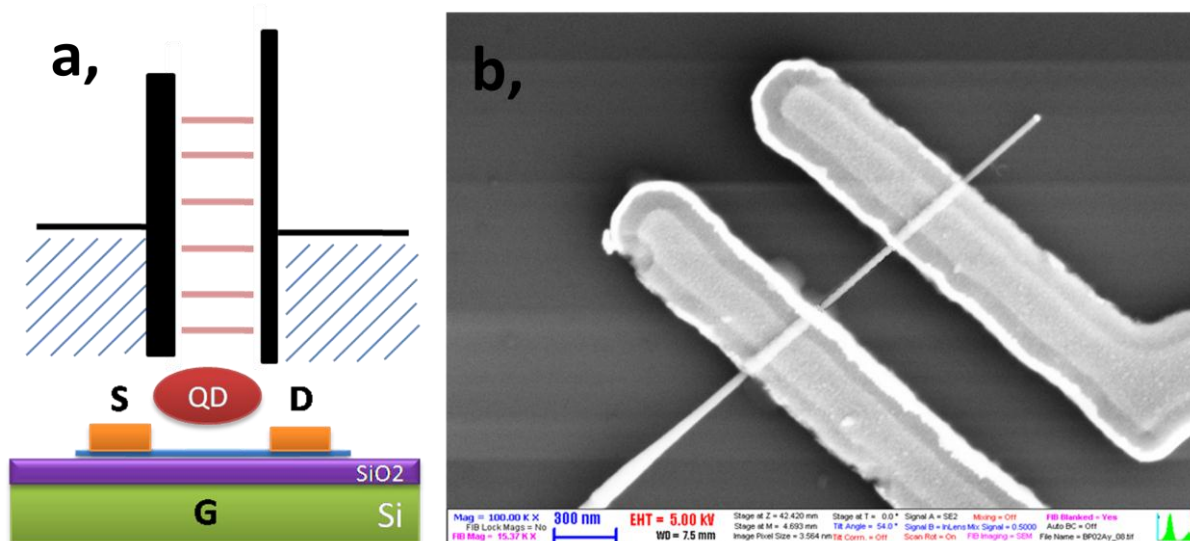
7. ábra: a fém kontaktusok fabrikációs lépései

1.3 QD-ok InAs nanopálcán

Nanoáramkörök egyik alapegységét a QD-ok jelentik, amelyek InAs nanopálcán történő kialakítására több módszer is készült. A fejezet során ezen eljárásokat veszem sorra haladva az egyszerű pálcák kikontaktálásával létrehozott QD-októl a bonyolultabb mintafabrikációs eljárást igénylő, de mind hangolhatóbb QD-kat eredményező eljárások felé.

1.3.1. Két normál kontaktus között kialakuló QD-ok

InAs nanopálcán QD-okat legegyszerűbben a rájuk párologtatott két fém kontaktus közötti tartományban lehet létrehozni az áramkör elektromos kiürítése során. A kis elektronsűrűség miatt a kiürítő feszültség hatására a pálcában az elektromos potenciál úgy alakul, hogy potenciálgátak jelennek meg a kontaktusok közelében, amik QD-ot definiálnak.



8. ábra: 8.a. az InAs nanopálcán kontaktusok közt létrehozott QD-ok sematikus rajza; 8.b. egy felkontaktált pálcák SEM képe

A fent vázolt eljárással kialakított egyszerű QD-k meglepően jól működnek. Az elektronok száma könnyen változtatható, azonban a kiürítés során a pálcák mentén kialakuló potenciált – amelyet a pálcák esetleges kristályhibái, felületi töltött szennyezők is befolyásolhatják –, illetve a QD-k pontos méretét sem ismerjük. Kísérleti tapasztalatok alapján a QD vélhetően a két kontaktus között alakul ki, mérete pedig valamivel kisebb, mint a két kontaktus távolsága, ahogy erre kapacitás – távolság karakterisztikák utalnak [11]. Fontos hangsúlyozni, hogy ezen QD-ok általában több száz elektront tartalmaznak, az egy- illetve néhányelektron tartomány nem érhető el ezzel a geometriával.

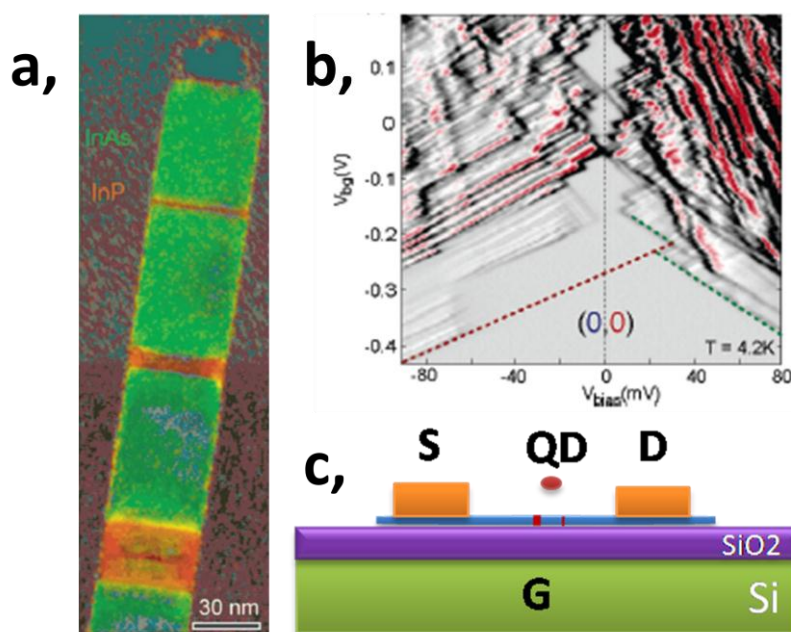
Másrészt a QD-ot határoló alagútátmenetek Γ paraméterei sem kontrolláltak. Pl. Kondo-effektus mérések arra utalnak, hogy a két alagutazási ráta között nagy aszimmetria is felléphet [12], és tipikusan az együttes alagutazási ráta nem csökkenthető $\sim 500 \mu\text{eV}$ alá.

További hátránya az eljárásnak, hogy a tömbi Si igen távol – hordozótól függően 300–500 nm – helyezkedik el a vizsgált áramkörtől, így egyrészt igen nagy feszültségekre van szükségünk a teljes kiürítéshez, másrészt ha a fém kontaktusok távolságának csökkentésével

akarjuk a QD méretét csökkenteni, a kontaktusok árnyékoló hatása miatt a QD-ot bezáró potenciál már nem jön létre.

InP heterostruktúra

A fenti eljárás egyfajta továbbfejlesztésének is tekinthető az [13]-ban bemutatott kísérlet, ahol egyfajta speciális nanopálcákat kontaktáltak ki a fenti eljárással. Ezen pálcák kontrollált növesztése során a kezdeti In és As anyagok gáztérbe engedését követően fokozatosan átálltak In és foszfor (P) anyagokra, majd újra In és As-t használtak, ezáltal létrehozva egyféle InAs-InP-InAs heterostruktúrát a pálca hosszanti tengelye mentén. Az eljárás olyannyira finom, hogy ilyen heteroátmeneteket ~ 15 nm-es periodicitással létre tudnak hozni. Ezen heteroátmenetek az InP nagyobb gap-je miatt potenciálgátként viselkednek és két szomszédos gát között QD-kat lehet létrehozni.

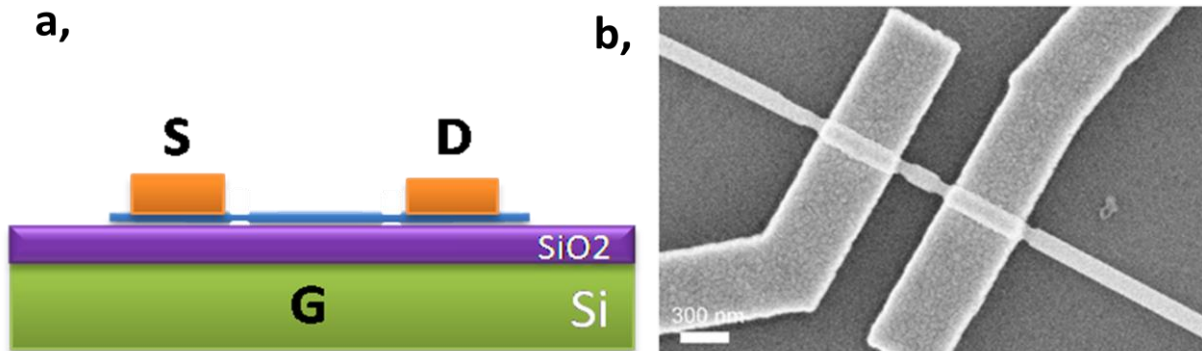


9. ábra: 9.a. TEM kép a pálcában található InP gátarkól; 9.b. a pálcán létrehozott dupla QD stabilitásdiagramja; 9.c. az InP gáttal létrehozott QD-ot tartalmazó áramkör sematikus képe

A kísérlet nehézsége, hogy még SEM képalkotással (amely a nagyenergiás elektronok révén hibahelyeket keltve bennük, erőteljesen rongálva a pálca minőségét) is igen nehéz megtalálni a pálca közepén kialakított dupla átmenetet, ami nem teszi lehetővé kontaktusok elhelyezését a QD közvetlen közelébe. A QD-ot behatároló gátak alagutazási valószínűségét a növesztett InP réteg vastagsága határozza meg, amit utólagosan hangolni nem lehet. Azonban a kísérletek tanulsága az, hogy az egymáshoz közel növeszthető gátaknak köszönhetően az egyelektron tartomány elérhető.

Nedves marással definiált QD-ok

A normál kontaktusokkal kialakított QD-ok újabb továbbfejlesztése a pálcák kontaktus melletti lokális elvékonyítása. Ennek előnye, hogy az elvékonyított részek alagútátmenetként funkcionálva a QD bezáró potenciáját jobban kijelölik másrészt az alagutazási rátákat lecsökkenthetik. Lokális elvékonyítás ún. Piranha oldattal (H_2SO_4 , H_2O_2 és H_2O 4:1:1 arányú elegye) elvégzett nedves marással kivitelezhető. A kísérletek azt mutatják, hogy az így megmunkált pálcákon az elvékonyítás elősegíti a QD-ok kialakulását, illetve a gyengíti a két mart tartomány közt kialakuló QD csatolását a kontaktusokhoz.

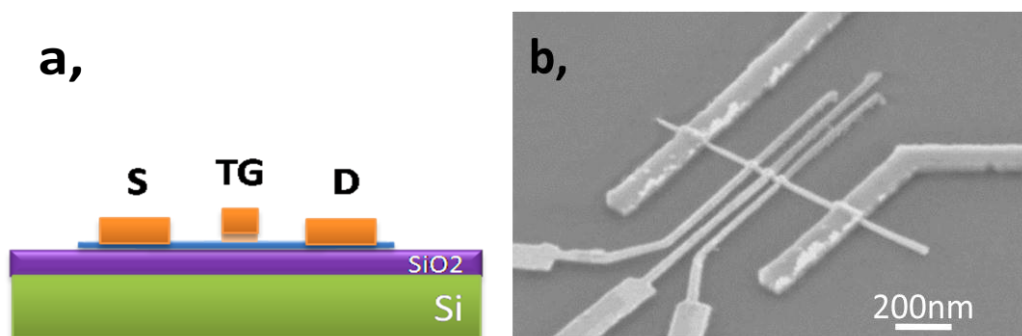


10. ábra: 10.a. nedves marással elvékonyított pálca sematikus képe; 10.b. egy megvalósított áramkör SEM képe

Az eljárás hátránya, az InP heterostruktúrához hasonlóan az, hogy a kialakított potenciálgátak szélessége és magassága utólagosan nem változtatható. Tudjuk, hogy az alagutazási valószínűség ezen paraméterektől exponenciálisan függ, így az eljárás során vétett néhány atomsornyi bizonytalanság utólag nem korrigálható nagyságrendes eltérést okozhat a Γ -ák értékében.

1.3.2. Topgate-ekkel szabályozott QD-ok

A normál kontaktusokkal kialakított QD-ok főbb problémáit megoldani szándékozó eljárás lehet a pálcára felülről párologtatott lokális kiürítést és hangolást lehetővé tévő ún. topgate-ek (továbbiakban csak TG-ek) használata. Ezek a TG-ek hasonlóan készülnek a kontaktáló elektródákhoz, azzal a különbséggel, hogy a nanopálca felületéről nem távolítjuk el az oxidréteget, ami szigetelőréteget biztosít az elektróda és a pálca között. Ezen mintákon a hordozóra kapcsolt kapufeszültség elvihető a pozitív irányba, ezzel olyannyira megemelve a Fermi-szintet, amellyel a pálcában található inhomogenitások teljesen elfedhetők, a QD definiálására pedig ott vannak a TG-jeink. A TG-ek nagy előnye, hogy a pálcát közvetlen közelében (2-10nm) változtatjuk az elektromos potenciált, ezáltal sokkal hatékonyabb hangolást érhetünk el.



11. ábra: 11.a. a TG-es áramkörök sematikus rajza; 11.b. egy megvalósított áramkör SEM ábrája

Kísérleti eredmények

Amíg elméletben ezen eljárás elég ígéretesnek tűnik, addig a tapasztalat azt mutatja, hogy TG-tel szabályozott áramkörökkel több probléma is felmerül. Elsőként azt lehet elmondani, hogy a rajtuk végzett mérések igen zajosak, amely elsősorban ezen TG-ekre adott feszültség változtatására az oxidrétegben végbemenő töltésátrendeződések okoznak. Ezen beragadt töltések (trapped charges) igen közel vannak a pálca felületéhez, így azok elmozdulása nagy hatással van a QD energiaszintjeinek a helyzetére. Másik probléma, hogy ezen oxidrétegek nem olyan jó minőségűek, így nem ritka, hogy szivárgási áramot észlelünk rajtuk.

Próbálkoztak a pálcára natív oxidját eltávolítva lokálisan növesztett Al_2O_3 réteggel dolgozni, azonban ez sem volt elég a fenti problémák kiküszöbölésére.

További hátránya az eljárásnak a fabrikálási eljárásból fakad, miszerint a TG-eknek át kell menniük a pálca felett, ami azt jelenti, hogy ehhez legalább 80-100nm vastag fém réteg szükséges, hogy folytonos lábat kapjunk. Azonban ez a magasság definiál egy felbontást is számunkra, mivel statikailag a lábak szélességét nem vehetjük sokkal kisebbre, mint a magasságuk, illetve a lábak közt lévő köz méretének pedig az elektronoknak a polimerben megnövekedett úthossza és ezáltal megnövekedett ütközési valószínűsége által történő természetes kiszélesedés szab határt. Ennek eredményeként a definiálható QD-jaink mérete is $\gg 100\text{nm}$ -es tartományba esik.

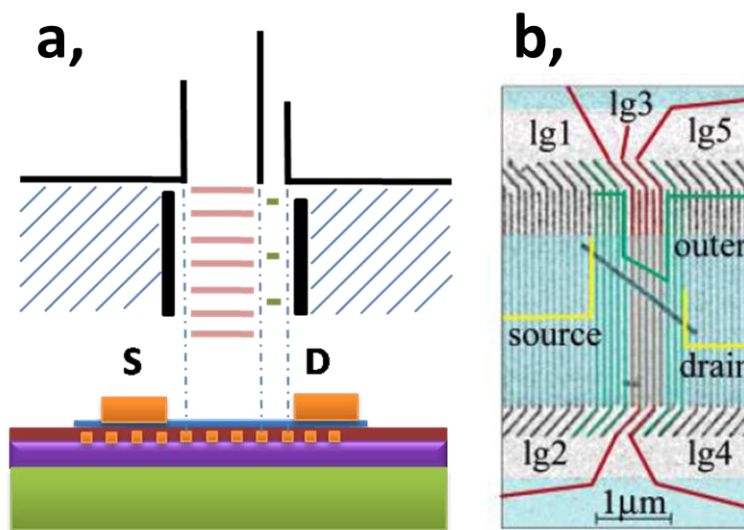
Valószínűleg ez a tény és a fent említett, a nagy feszültségek hatására induló szivárgási áram miatt nem sikerült mindeddig TG-ekkel definiált egyelektron tartományba elhangolt QD-okat létrehozni.

Mindezek ellenére több gyönyörű kísérletet végeztek TG-es áramkörökkel, pl. Pauli-spin-blokád [¹⁴] InAs pálcán történő vizsgálata azonban a teljesen hangolható és kevésbé zajos QD-ok eléréséhez más megoldásra volt szükségünk.

1.3.3. Bottomgate-ekkel szabályozott QD-ok

A dolgozat témáját adó *bottomgate*-struktúra (a továbbiakban BG) QD-ok széles körű precíz hangolására alkalmas mintafabrikációs eljárás. Lényege, hogy a pálcát hangolni kívánt sűrűn – akár 50-80nm-es periodicitással – lerakott kapuelektrodák egész sorát és az elektromos szigetelést végző oxidréteget még a pálcák terítése előtt létrehozzuk és a BG-ekkel borított hordozót használjuk a sima szilícium hordozó helyett. Majd a pálcákat és a hozzájuk tartozó kapuelektrodákat az 1.2.3. fejezetben leírtaknak megfelelően további lithográfiai lépésben kontaktáljuk ki.

A BG struktúrák felépítése a következő ábrán látható:



12. ábra: 12.a bottomgate struktúra sematikus képe és a rajta kialakított dupla QD energiadiagramja; 12.b. az irodalomban fellelhető egyik BG alapú nanoáramkör színezett SEM ábrája

Tehát a Si hordozót borító SiO_2 felületén ~50-80nm-es periodicitással találhatóak az egyesével ~30-40nm széles BG-ek, amelyek lehetnek titán/arany (Ti/Au), titán/platina (Ti/Pt), stb. anyagokból. Itt a Ti minden esetben tapadó réteggként funkcionál (magassága ~5nm), az Au és Pt pedig a jó vezető és jó ohmikus kontaktust adó anyag (magassága ~10nm). A struktúrát egy közel ~20-40nm vastag szigetelő réteg borítja, amely lehet alumínium-oxid (Al_2O_3), hafnium-oxid (HfO_2), vagy szilícium-nitrid (Si_3N_4).

A BG-el szabályozott QD-ok tulajdonságai

Az említett struktúra számos előnyös tulajdonsággal rendelkezik.

- A BG-ek magassága akár <20nm is lehet, ami azt jelenti, hogy stabilitási szempontból akár a 30-40nm-es periodicitás is elérhető. Ezen a téren elsősorban a lithográfiai rendszer felbontása illetve a minimális oxidréteg szab határt számunkra. A BG-ekre kapcsolt nagy negatív feszültség segítségével, a pálca lokális kiürítése révén magas potenciálgátakat hozhatunk létre, melyekkel a pálca mentén akármelyik két BG között létrehozhatunk egy QD-ot, vagy akár QD-ok sorát is definiálhatjuk egy azon pálcán. A két szomszédos láb közé szorított legkisebb QD-unk akár 30-40nm-es is lehet.

- Az említett QD-okat határoló BG-ekre kapcsolt feszültség finomhangolásával változtatni tudjuk határoló potenciálgátak magasságát, ezáltal változtatni tudjuk a QD-ok és a környezetük közti csatolási állandót, Γ -t, amely egy sor új alkalmazási lehetőséget rejt magában.
- Ha a két potenciálgátat eltávolítjuk egymástól, akkor a köztük lévő lábak lehetőséget adnak – a Si hordozó hátsó felére kapcsolt kapufeszültséghez hasonló módon – a QD energiaszintjeinek hangolására. Mivel a QD-k mérete ebben a geometriában is kicsi ($<100\text{nm}$) elérhetővé válik az egy elektron tartomány. Továbbá több közbenső láb esetén lehetőségünk adódik a bezáró potenciál alakjának változtatására is.
- A BG-ekre növesztett szigetelőréteg növesztési eljárásának megválasztásában nagyobb szabadságunk van, mivel még nincsenek pálcák a hordozón. Így alkalmazhatunk extrémabb körülményeket igénylő technikákat (magas hőmérséklet), anélkül, hogy a pálcák minőségének romlásától kellene félnünk.
- Végül elmondhatjuk, hogy a nanopálca terítését követően – azáltal, hogy a kapuelektrodák és az oxid is a hordozón van – a lehető legkevesebb fabrikációs eljárást (PMMA terítés, lithografálás, stb.) kell elvégezni. Ezzel jelentősen növekszik a működő áramkörök hozama, illetve a lehető legalacsonyabb azok esetlegesen előforduló utólagos beszennyezése.

Természetesen léteznek az eljárásnak hátulütői is:

- Mivel a nanopálcák landolására nincs különösebb ráhatásuk, így a fent említett BG struktúrára adott felületen a lehető legnagyobb sűrűsége van szükségünk, amely egyrészt időigényessé teszi a folyamatot, másrészt a pontos felbontás és a nagy írási terület ($\sim\text{mm}^2$) komoly lithográfiai kihívást jelent.

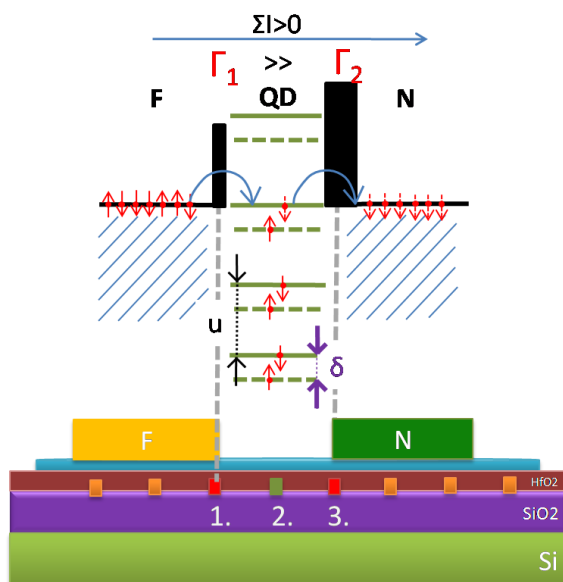
Előnyös tulajdonságainak köszönhetően spin-qubitek InAs nanopálcákban történő létrehozására számos ígéretes kísérleti eredmény született az elmúlt évben. Az InAs erős spin-pálya kölcsönhatásának köszönhetően a QD elektronjának spin- és a pálya szabadsági foka nem választható szét, így ezt az eszközt spin-pálya qubit-nek kereszteltek el szerzői. [15].

1.4. Motiváció

TDK munkám célja a fent bemutatott BG-struktúrák fabrikációs eljárásának kifejlesztése és optimalizálása volt. Természetesen az említett struktúrák létrehozása nem önmagukért történt, hanem a fő motiváció a segítségükkel megvalósítható érdekes áramkörök vizsgálatának lehetősége. Első sorban a bevezetőben is említett teljesen hangolható QD-ok létrehozása és ezeket felhasználva hangolható spin filter illetve, hatékonyabb Cooper-pár feltörő (Cooper-Pair Splitter, ezentúl csak CPS) áramkörök készítése a cél.

1.4.1. Spin filter

A spin filterek (más néven spininjektorok) olyan F-I-N (ferro-szigetelő-normál) heterostruktúrák, amelyekből a kilépő elektronok nagy hányada az egyik spin (pl. spin fel) állapotban van, azaz az elektronok spinpolarizáltak. Ezen áramköri elemek hatékonysága az elméleti számítások alapján jelentősen növelhető, ha a szigetelő tartományt egy QD-tal helyettesítjük. Ezt a következőképpen képzeljük el:



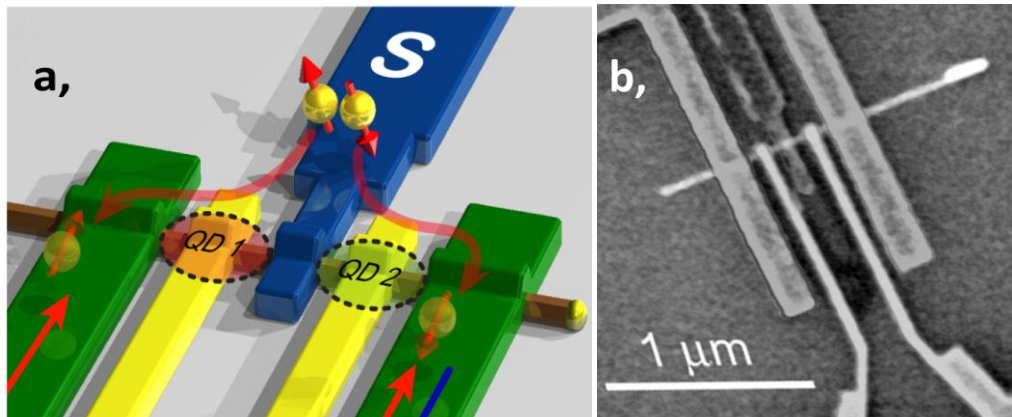
13. ábra: a BG-ekkel megvalósítandó spin filter áramkör smatikus rajza és energiadiagrammja

A QD a F és N kontaktus között alakul ki, amelynek energianívói a F kontaktus által létrehozott kicserélődési tér hatására felhasadnak spin fel és spin le állapotokra. Ekkor a F és N oldal kémiai potenciálját megfelelően hangolva elérhetjük, hogy az áram csak az egyik spinállapotú energianívón keresztül folyjon, így a N oldali kontaktusba belépő elektronok nagy hányadának (>95%-a) egyirányú spinje lesz. Sőt a QD-ra kapcsolt kapufeszültség finomhangolásával – attól függően, hogy a QD energiaszintje hová esik a fémes kontaktusok kémiai potenciáljához képest – lehetőség adódik a kilépő elektronok spinirányának elektronikus úton történő szabályzására is.

Ehhez azonban arra van szükségünk, hogy a QD erősen csatolódjon az F elektródához (nagy kicserélődési tér) és gyengén az N oldalhoz, amely megköveteli a csatolási állandók hangolhatóságát, amely megvalósítását a korábban bemutatott BG használatával el tudnánk érni a **13. ábrán** szemléltetett geometriában.

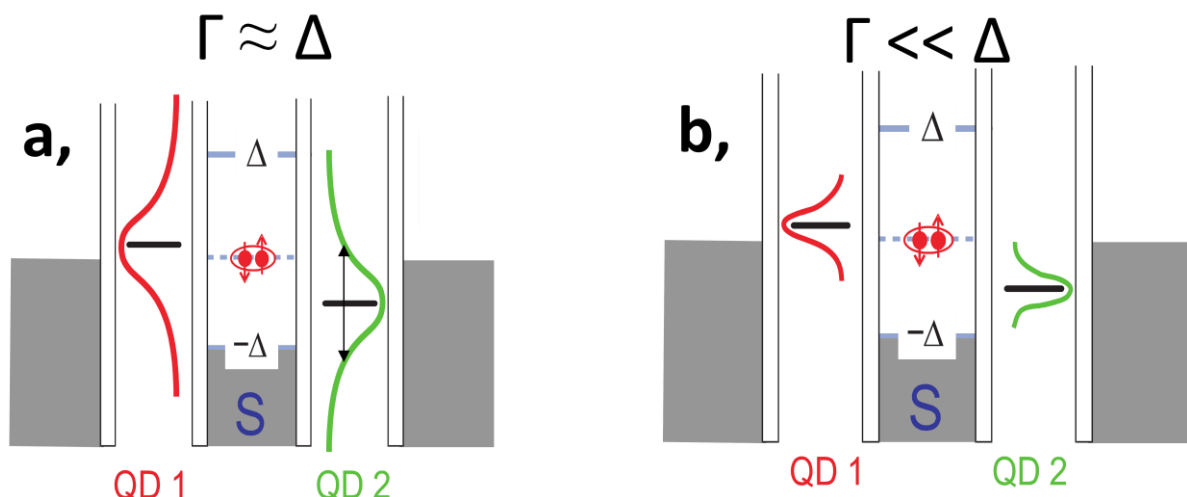
1.4.2. A CPS áramkörök

A térben szeparálódott, de kvantummechanikailag összefonódott részecskék (ún. Einstein-Podolsky-Rosen párok) vizsgálata egy igen izgalmas területe a mezoszkópikus fizikának. Ilyen szilárdtestbeli környezetben található összefonódott elektronpárok természetes forrása lehet egy szupravezető állapotú fémbeli spin-szinglett alapállapotban található Cooper-párok. Ezen Cooper-párok összefonódottságának vizsgálatához először egy azon pár két elektronjának térben történő szeparációja szükséges. A közelmúltban készültek InAs nanopálcán alapuló erre alkalmas áramkörök [9].



14. ábra: 14.a. a CPS áramkör sematikus rajza és működése; 14.b. egy megvalósított CPS áramkör SEM képe

Működése során a 14. ábrán látható – kékkel jelölt – szupravezető állapotú fémből (továbbiakban S) alagutazással lépnek ki a Cooper-párok. Az S két oldalán találhatók két QD az e^-e^- tasztítás révén elősegítik, hogy a Cooper-pár feltörésével járó térbeli szeparáció valósuljon meg.

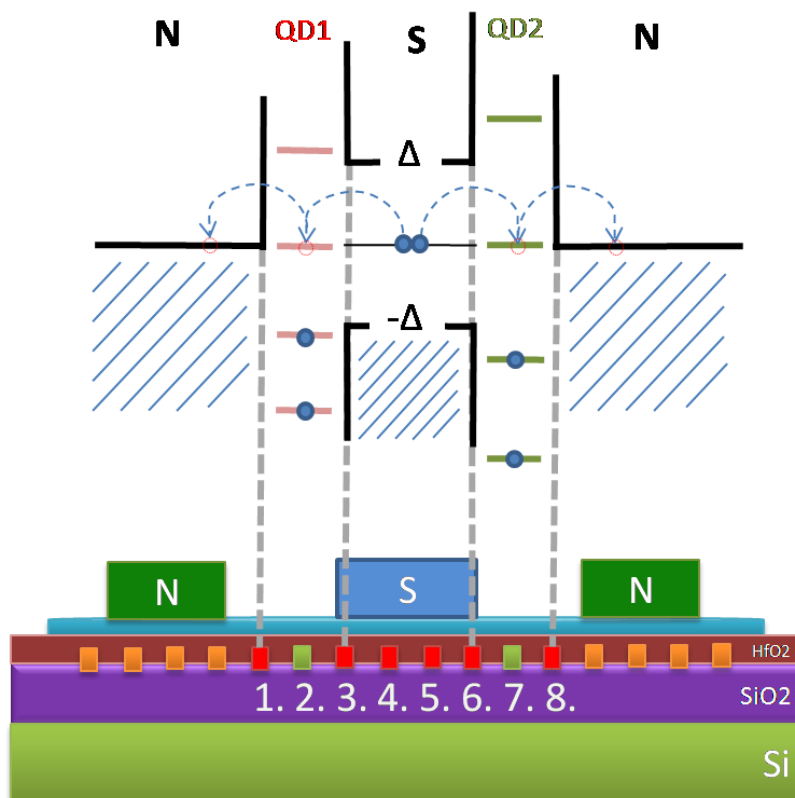


15. ábra: 15.a. a jelenlegi; 15.b. és az ideális tartományban működő CPS áramkörök energiadiagramjai

A CPS áramkörök hatékony működését lényegében a szupravezető gap méretének (2Δ), a QD-ok töltési energiájának (U) és az S láb QD-ok történő csatolás nagyságának egymáshoz való viszonya határozza meg. Az elméleti jóslatnak megfelelően ideális esetben $U > \Delta > \Gamma$ reláció teljesül, azonban a korábban végzett mérések azt mutatták, hogy az addig készített nanoáramkörök nincsenek ezen optimális paramétertartományában. A tapasztalat

szerint elsősorban a túl nagy csatolás ($\Gamma \sim 500 \mu\text{eV}$) hatására kiszélesedett energiaszintek átlapolnak a S láb gap-en kívüli állapotaival ($\Delta \sim 150 \mu\text{eV}$), amely lerontja a CPS áramkör hatékonyságát.

A BG struktúra használatával ez a probléma megoldhatóvá válna, a QD-k alagutazási rátáinak hangolhatóságának köszönhetően a $\Delta > \Gamma$ feltétel teljesíthető lenne, amitől a pár feltörés hatékonyságának növelését várjuk. BG-k alkalmazásának további előnye, hogy a QD-ok kisebb mérete miatt nagyobb bennük a szinttávolság és az egyelektron tartományba is elhangolhatjuk őket, illetve a szélesebb S kontaktus alatti BG-ek valamelyikére adott nagy negatív feszültség segítségével pedig elektronikusan szeparálhatjuk a két QD-ot, ezzel megelőzve a korábbi kísérletek során esetlegesen észlelt QD-ok közti áthallásokat. Egy ilyen áramkör tervét láthatjuk a **16. ábrán**.



16. ábra: a BG-ekkel megvalósítandó CPS áramkör sematikus rajza

1.4.3. Összefoglalás

Láthatjuk, hogy ezen BG-struktúrákkal kialakított áramkörökben nagy potenciál rejlik. Korábban elvégzett kísérletek kontaktusoktól távol kialakított kisméretű QD-ok egyelektron tartományba történő eljuttatásával és a pálca mentén található számos lábbal kialakított dupla QD-ok vizsgálatára fókuszáltak. Ezzel szemben a szupra- és ferromágneses kontaktusok közvetlen közelébe definiált QD-ok egy lényegesen eltérő geometria lenne, amire spin filter és a Cooper-pár feltörő esetében is szükség van, hogy a ferromágnesség és szupravezető korrelációk be tudjanak hatolni az elektródákból a szomszédos QD-ba. Az alagútátmenetek hangolhatósága a spininjektálás, illetve a párfeltörés Γ függésének szisztematikus vizsgálatát tenné lehetővé.

A következő fejezetekben saját eredményeim kerülnek ismertetésre a BG struktúra kifejlesztésének lépéseiről, illetve az első tesztmérésekről, ami a Γ -hangolás lehetőségét és az egyelektron tartomány elérhetőségét igazolják, amelyek nélkülözhetetlenek lesznek ezen kísérletek elvégzéséhez.

2. A *bottomgate*-struktúrák fabrikálása

Munkám túlnyomó részét az 1.3.3. fejezetben bemutatott struktúra fabrikációs eljárásának kidolgozása és optimalizálása tette ki. Elmondható, hogy a használt eszközök lehetőségeinek (pl. felbontás) határán kellett használnom, emiatt a végleges struktúra kiváltképpen érzékeny bármely paraméter kismértékű megváltozására is.

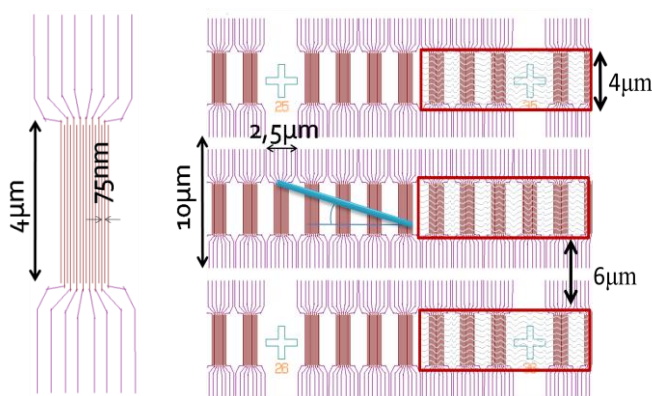
Bemutatom a BG-ek készítését egészen a tervezés fázisától a végleges struktúra elkészültéig, illetve a használt eszközök eljárások működési elvének alapjait, melyek szükségesek lehetnek az egyes lépések megértésében, vagy a jelentkező problémák kezelésében. Így ezen fejezet útmutatóként szolgálhat csoportunk azon tagjai számára, akik hasonlóan finom eljárásokon, vagy éppen újabb BG struktúrák előállításán dolgoznak.

A fejezet alapvetően két részből áll, a 2.1-4. fejezet alatt a hordozóra fabrikált fém lábak recept szerinti kialakítását ismertetem. Ezt követően a 2.5. fejezetben az imént kialakított BG-struktúrára történő szigetelőréteg növesztésére tett erőfeszítéseket mutatja be.

2.1. BG-ek tervezése

Az eljárás tervezési fázisa során figyelembe kell vennünk mind a használni kívánt InAs nanopálcák vezetési tulajdonságait, mind a megvalósítani kívánt áramkörök által támasztott igényeket, mind a későbbi fabrikációs eljárásokkal való kompatibilitását is.

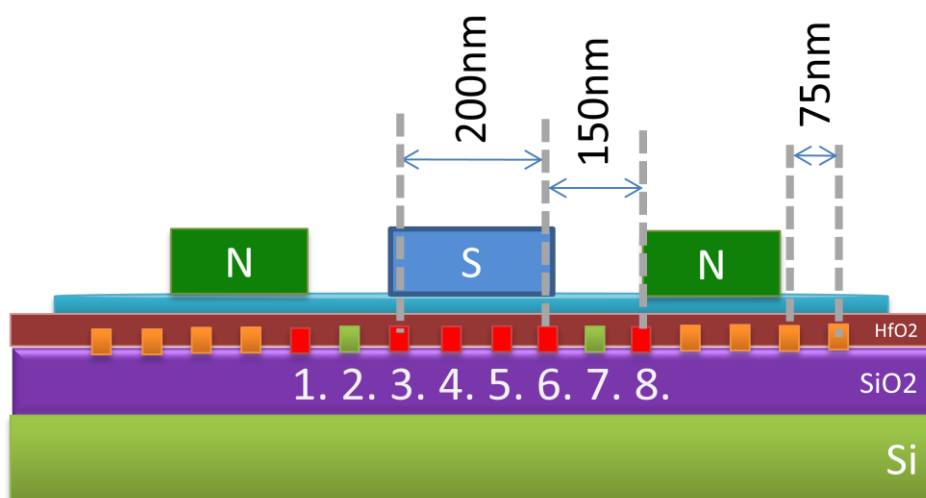
A kész tervrajzot (design) az elektronsugár lithográfiás (EBL) rendszert vezérlő ELPHY nevű programmal kompatibilis *.gds formátumú fájlban kell megtervezni. A tervezés során vonalak, téglalapok és egyéb tetszőleges sokszögek használatával megszerkeszthetjük az áramköreinket. Ezen struktúrák alakján kívül számos tulajdonsággal felruházhatóak, amelyekre később kitérünk.



17. **ábra:** bal oldalon az egyedi 16 lábás BG struktúra tervét, jobb oldalon pedig a sorokba rendezett struktúrák, kékkel egy ideálisan érkező palca, illetve pirossal a növesztett oxidréteg illesztését

A fenti ábrán egyetlen ilyen struktúra látható, amely 16 egyedi kivezetéssel rendelkező 75 nm periodicitással ismétlődő 4 μm hosszúságú lábakból áll. Ezen paraméterek meghatározásánál a következőket vettem figyelembe.

A lábak száma elsősorban az 1.4.2. fejezetben ismertetett CPS áramkörökhöz lett igazítva, amelynél az struktúra közepére érkező szupravezető láb és annak két oldalán található két darab QD hét-nyolc lábat igényel.



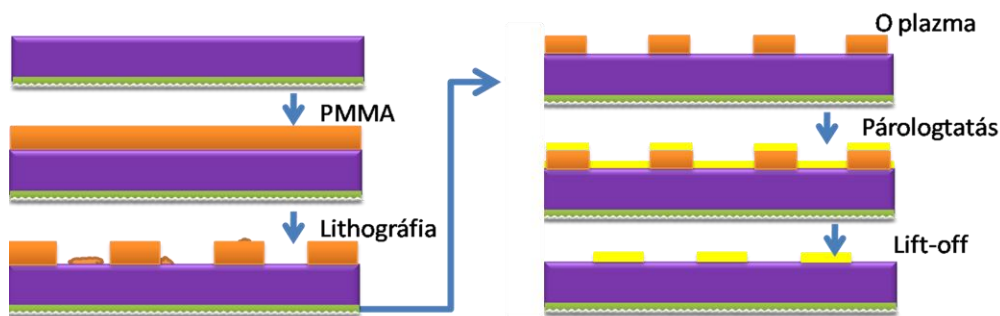
18. ábra: a BG struktúrára illesztett CPS áramkör sematikus ábrája, ahol az 1. és 3. láb a QD1, a 6. és 8. láb a QD2 bezárására, a 2. és 7. ezen QD-ok hangolására, a 4. és 5. lábak valamelyike pedig a QD-ok áthallásának megszüntetésére hívatott

A 75nm-es periodicitás esetén a lábakra merőlegesen érkező nanopálcán létrehozható és közbenső lábbal hangolható QD-ok méretére – a lábak fémezés utáni kiszélesedését figyelembe véve ($\sim 35\text{nm}$) – $\sim 110\text{nm}$ adódik. Ennek a kis QD méretnek a további előnye, hogy korábbi kísérleti tapasztalat alapján elégséges bezártságot biztosít az egyelektron tartományú QD-ok eléréséhez.

Ezen BG-ek azonban kizárólag akkor használhatóak, ha a pálcák a sűrűbben rakott lábak felett lehetőleg $\pm 45^\circ$ -os szögtartományban találhatóak. A pálcák pozicionálására azonban nincs lehetőségünk, mivel azok izopropanol oldattal együtt érkeznek a hordozó felületére. Ezen eljárás során cseppenként kb. 100 pálcát jutatjuk a kb. $5 \times 5\text{mm}$ -es hordozóra, így annak a valószínűsége, hogy egy pálca pontosan egy BG struktúrára érkezzen elég kicsi. Így az **17. ábrán** felvázolt BG-struktúrából nem elég néhányat készítenünk, hanem az egyedi struktúrákat sorokba rendezve makroszkopikus (kb. $480 \times 480\mu\text{m}$) felületeket kell beborítanunk velük. Ezúton a hasznos felület növelésével érjük el, hogy adott terítési lépés alatt elegendő számú kontaktálható nanostruktúra legyen egy chipen.

Fabrikációs lépések

Először röviden összefoglalom az általam kidolgozott recept szerinti eljárás főbb lépéseit, melyeket a további fejezetek lépésenként részletesen tárgyalnak.



19. ábra: a BG struktúrák fém lábainak fabrikációs lépései

- A tiszta hordozóra spinnerrel lakk réteget pörgetünk fel, majd rásütjük azt.
- Elektronsugaras lithográfiával ráexponáljuk a struktúrát a rezisztre.
- A megírt maszkot előhívjuk
- Az előhívott mintát oxigén plazma-marással megtisztítjuk.
- A minta teljes területét lepárolgatjuk a kívánt fémekkel
- A minta felületéről leoldjuk a feleslegesen lefémezett tartományokat (lift-off)
- A kész mintára szigetelőréteget növesztünk. (CVD, ALD...)
- Végül a szigetelőréteget szelektíven eltávolítjuk a nem kívánt felületekről (marás, lift-off, stb...)

2.2. A reziszt

A BG-struktúrákat alkotó lábaknak lehetőség szerint minél vékonyabb, de még folytonos réteget kell alkotniuk, hogy elektronikailag jól vezetők legyenek és a kivezetéseikre kapcsolt feszültség azok egész hossza mentén azonos potenciálra lehessen hangolni őket. Ennek 15-20nm magas BG fém lábak már megfelelőnek bizonyultak. Ezen struktúrához igazodva az előzetes próbálkozások alapján 2%-os PMMA (poly-methyl-acrylate) oldatot használtam lakkrétegnek.

A használt Si hordozót előzetesen az 1.2.3. fejezetben leírtaknak megfelelően gondosan megtisztítjuk, majd a fent említett 2%-os rezisztet pörgetünk fel rá. Ehhez az ún. spinner eszközt használunk, amely a viszkózus reziszt hordozón történő egyenletes elterítésére szolgál. A felpörgetés előtt a hordozót egy vákuumozható tányér közepére helyezve vákuum segítségével rögzítjük, majd lassan (~500rpm-el) forgatni kezdjük. Ekkor a minta felületére cseppenként juttatjuk a fent említett reziszt oldatot, amíg az teljesen és egyenletesen el nem fedi azt. Ekkor a forgási sebességet pár másodperc alatt 4000rpm-re növeljük és itt pörgetjük 60 s-en keresztül.

Ennek eredményeként a minta felületén ~50nm vastag közel homogén PMMA réteg képződik. Ez a későbbi plazmamarás után is még mindig ~2x vastagabb marad, mint a párolgatandó fémréteg vastagsága, ami biztosítja számunkra a jól működő lift-off-ot. A rezisztet végül 185°C-ra hevített sütőlapon történő 16 perces sütéssel rásütjük a hordozóra, amellyel eltávolítjuk a PMMA-ban található oldószer nagy részét.

Ekkor a minta, rajta az üres elektronsugaras maszkkal készen áll a lithográfiás eljárás elvégzésére.

2.3. Az áramkörök írása

A lithográfiás rendszer

A 2.1-ben felvázolt BG-struktúra kialakítása két okból jelent komoly kihívást: egyrészt 50nm alatti méretek egy átlagos lithográfiái berendezés felbontási korlátait meghaladják, másrészt ezen finom struktúrákkal mm^2 közeli felületet kell lefedni, amit a nagy laterális elmozdulás okozta defókuszálás teszi nehezzé. Ennek megvalósításához a Koppenhágai Egyetem nagyteljesítményű Raith E-line elnevezésű lithográfiás rendszerén kértünk gépidőt, melynek segítségével lithográfiái lépés nagyon precíz kontrollálásával a felvázolt BG-struktúra hálózatot sikerült elkészítenem.

A műszer a nagyon finom felbontású elektronsugaras képalkotás és írás mellett nagy precizitású lézer interferometriával szabályozott mozgatható mintatartóval (későbbiekben csak *stage*) és állítható munkatávolsággal rendelkezik.

Az exponálni kívánt tervrajzot a program előre megadható négyzetekre bontja, ahol a négyzetek oldalhosszúsága a kívánt felbontással fordított arányban változik. A rendszer ezen négyzeteket külön írási felületként kezeli, így sorban az első megírását követően a *stage* elmozog a következő négyzet fölé, majd újra lithografál és így tovább. Ez kombinálva a hárompontos fókuszkorrekcióval (amely során a minta felületének síkjának dőlésszögéhez igazíthatjuk az elektronsugár fókuszpontját) lehetőséget ad számunkra nagy (akár 4 inches wafer méretű) felületek apróbb – ezáltal nagyobb felbontású – részegységekben történő lithografálására.

Itt máris megjelent két fogalom, amely a későbbiekben fontos lesz. Az első a *”working area”*, ez a teljes felület, amelyen dolgozni szeretnénk. Ezt az említett ELPHY program egyenlő nagyságú *”write field”*-ekre osztja, az ezekben található struktúrák azok, amelyek *stage* mozgás nélkül – csupán az elektronsugár elektromágneses eltérítésével – kvázi egyszerre kerülnek megírásra.

Az exponálás

A lithográfia lényege a következő: az elektronsugárral a kívánt tartományokon megvilágítjuk a rezisztet. Ekkor a nagy sebességre gyorsított elektronok 2-3 ütközés során teljesen leadják az energiájukat, miközben felszakítják a PMMA hosszú polimerláncait. Az íráshoz az általánosnál nagyobb, 30kV-os gyorsítófeszültséget, illetve 20 μm -es appertúrát használtam. Ennek köszönhetően az elektronok nagy része mélyen a hordozóban adja le az energiáját. Így pl. vonal írás esetén a PMMA-ban okozott károsodás egy igen vékony tartományra korlátozódik és a hordozóról visszaszóródó elektronok által okozott ún. alávágás (*undercut*) is jóval kisebb mértékben jelentkezik.

A mintán első lépésben elvégezzük a fókusz- és asztigmatizmus-korrekciót, majd következik a hasonlóan kritikus *writefield*-ek illesztésének kalibrációja. Ennek lényege a következő: először is keresünk a minta szélén a reziszt tetején található valamiféle éles struktúrát, amelyhez mindig pontosan vissza tudunk találni. Ez lehet egy porszemcse vagy akár a PMMA-ba égetett folt is. Az elektronsugárral pontosan a kiválasztott pont fölé állunk és definiálunk egy adott oldalhosszúságú négyzetet úgy, hogy a kiválasztott pont pontosan a négyzet átlóinak metszéspontjára esik. Ezt követően elmozdulunk a *stage*-el a négyzet négy

sarkába és az elektronsugár elhajlításával visszánézünk a kiválasztott pontra, amennyiben nem pontosan felette vagyunk, akkor a kiválasztott pont tényleges helyét megadva korrigáljuk azt. Ezt mind a négy sarokban elvégezve a program egy sor korrekciót számít, mint nagyítás, eltolás, elfordulás stb. A fenti eljárást mind nagyobb felbontás mellett megismételve eredményül azt kapjuk, hogy a *stage* és az elektronsugár elmozdulása tökéletes összhangban van.

A fenti korrekciók elvégzését követően elvégezzük a lithográfiás beállításokat. Ehhez tudni kell, hogy az elektronsugár soha nem felületet világít meg, hanem mindig apró megvilágított pontokkal dolgozik és ezen pontok vonalra fűzött sorozatával vonalakat írva, a vonalakkal pedig területeket kisatírozva írja meg a tervben szereplő áramköröket. Az áramköri elemek megírása során a rezisztnek minden esetben meghatározott mennyiségű elektronok által okozott károsodást kell szenvednie, hogy később szelektíven le tudjuk oldani a maszk megvilágított tartományait a hordozó felületéről. Ennek jellemzésére bevezetett dózis megadása mellett lehetőségünk van állítani a fent említett két megvilágított pont távolságát (*stepsize*) és egy adott pont felett töltött átlagos idő hosszát (*dwell time*) változtatására is. Azonban a *filament*-ből lefolyó áram nem állandó így időről időre érdemes *stage*-n található ún. Faraday-tégely (*Faraday-cup*) segítségével lemérnünk az érkező elektronok áramát.

Az áram ismeretében és a kívánt dózis megadását követően a *dwell time* és *stepsize* mennyiségek nem függetlenek. Rendszerint az utóbbit szoktuk megadni az adott felbontás elérése érdekében.

Tapasztalatom szerint a végeleges struktúra igen kényes a *stepsize* megválasztására. Az ideális érték 0.7 és 1.2 nm között található, amely 40x40 µm-es *writefield*-ek esetén válik elérhetővé. Ha túl kis felbontásban akarunk (értsd nagy *writefield*) dolgozni, akkor az automatikusan megnövekedett *stepsize*-t igényel és legtöbbször a nagyobb (>2nm) érték esetén tapasztalhatunk problémákat. Ilyenkor a megnövekedett várakozási idő miatt adott pontban egyfajta túlexponálás történik, amelyek összességüként a megírt BG lábak előhívás után struktúráként egy összefüggő nyitott tartományt képeznek az rezisztben.

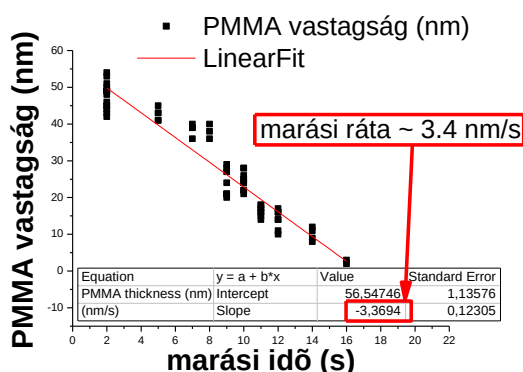
Az áramkör előhívása, plazmamarás

A kész minta előhívása során 1:3 térfogatarányú MIBK:IPA előhívó oldatban 45s ideig történő áztatásával leoldjuk a maszkba írt tervrajz pozitívját.

A mintát előhívást követően oxigénplazma-kezelés alá vetjük, amely során egy mikrohullámú sütő belsejében található alacsony nyomású kamrába O₂ engedünk, amelyek a mikrohullám hatására ionizálódnak. A reaktív oxigén ionok kiválóan alkalmasak szerves eredetű szennyeződések minta felületéről történő eltávolítására, továbbá lehetőséget ad az a már exponált és előhívott struktúrák aljáról az esetlegesen ottmaradt PMMA szigeteket megtisztítására. Ezáltal tökéletesebb tapadást biztosíthatunk a hordozó és következő lépésben párologtatott fémréteg között. Azonban a fentiekkel párhuzamosan az oxigén folyamatosan vékonyítja a PMMA-t felülről, illetve a nyitott ablakok oldalát is marva szélesíti a struktúrákat. Tapasztalatom (lásd 2.5. fejezet) szerint a végleges struktúrák ezen fabrikációs lépés körülményeire bizonyultak a legérzékenyebbnak.

Az eljárás során kb. 20nm rezisztet akartam eltávolítani, amelyhez tartozó marási időt többször újra kellett kalibrálnom a vákuumrendszer elemeinek folyamatos cseréjével változó vákuumszint – és ezáltal váltakozó hatékonyságú marás – következtében. Az optimalizált

eljárás során a vákuumtérbe helyezett mintát 2 percen keresztül vákuumoztam le, majd 9s-es oxigénplazma-marásnak tettem ki.



20. ábra: a reziszt oxigénplazma-marással történő vékonyítása a marási idő függvényében

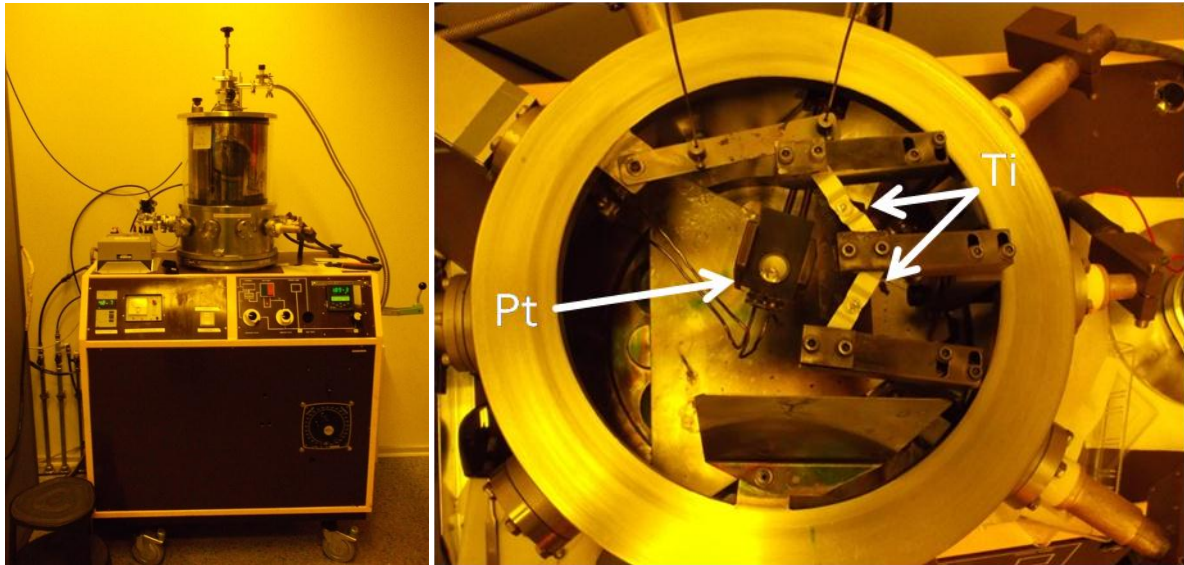
2.4. Az áramkörök lepárolgatása és lift-off

Ezt követően történik az áramkörök fémzése. A fémzést egy nagy vákuumot biztosító párologtatóban végeztem, amelyben egyrészt lehetőségünk van nagy árammal fűtött csónakba helyezett fémek termikus-, másrészt elektronsugárral a *target*-ből kiszakított atomok párologtatására is.

Első körben a Ti réteget párologtatjuk le. Ezen réteg a SiO₂ felületéhez való tapadás miatt van szükség, mivel a jó vezető anyagaink (Au, Ag, Pt, stb.) önmagukban nem alkalmasak stabil kontaktusok készítésére. A Ti réteg termikus növesztés során 5nm vastag teljesen homogén és egyenletes réteget kapunk (háttérnyomás $\sim 7 \times 10^{-7}$ mBar, növesztési ráta $\sim 0.3 \text{ \AA/s}$). Ezt követi a 10nm Pt réteg elektronágyús (*E-gun*) növesztése (háttérnyomás $\sim 3 \times 10^{-6}$ mBar, növesztési ráta $\sim 1.3 \text{ \AA/s}$).

A párologtatás a minta teljes felületére történik, majd később szelektíven eltávolítjuk a nem kívánatos részeket az alattuk található reziszt leoldásával. Erre lehet használni acetont, vagy az agresszívabb ún. PG-Remover vegyszert is. Én az utóbbit használtam, mivel akár 75°C is fel lehet melegíteni és nagyon lassan párolog, így nem kell félni attól, hogy a folyamat során elfogy a folyadék a mintáról. A finom BG-struktúrát a lift-off során nem szeretnénk nagy mechanikai erőhatásnak kitenni ezért a fém tökéletes feljövételéhez akár ~ 5 -6 órás meleg (75°C) PG-Removerbe történő áztatást használtam.

Az eddigi eljárások eredményeként kialakul a Si hordozó felületén a fém lábakból álló BG-struktúra.

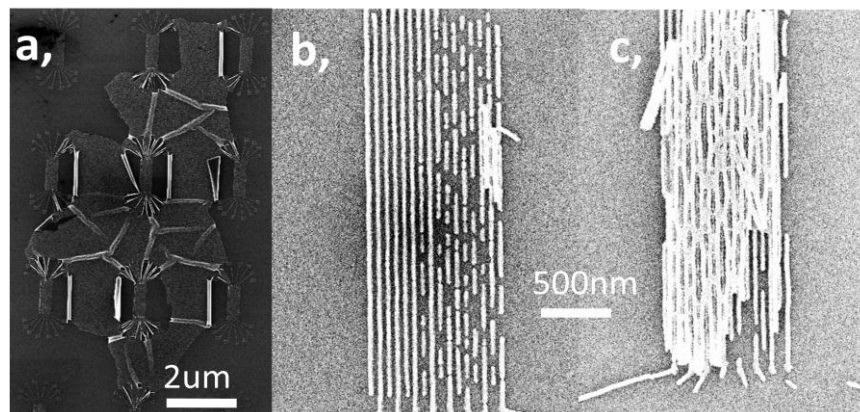


21. ábra: a fém párologtatáshoz használt termikus kamra és a párologtatáshoz előkészített csónakbaokban ülő Ti és az E-gun tartóban ülő Pt mintákkal

2.5. A fabrikációs nehézségek

Az eljárás egyik nagy nehézsége, hogy a fenti lépések során előforduló – triviálistól különböző – hibákra csak a kész struktúra SEM analizisével derül fény. Emiatt az elforduló hiba felkutatása és javítása is nehezebbé válik, továbbá az egyszerre megváltoztatott paraméterek együttes hatása ismeretének hiányában lépésről lépésre haladva kell optimalizálni az eljárást. Ezen dolgozat keretében nincs módom minden lépésre kitérni, ezért inkább igyekszem a típushibák bemutatására.

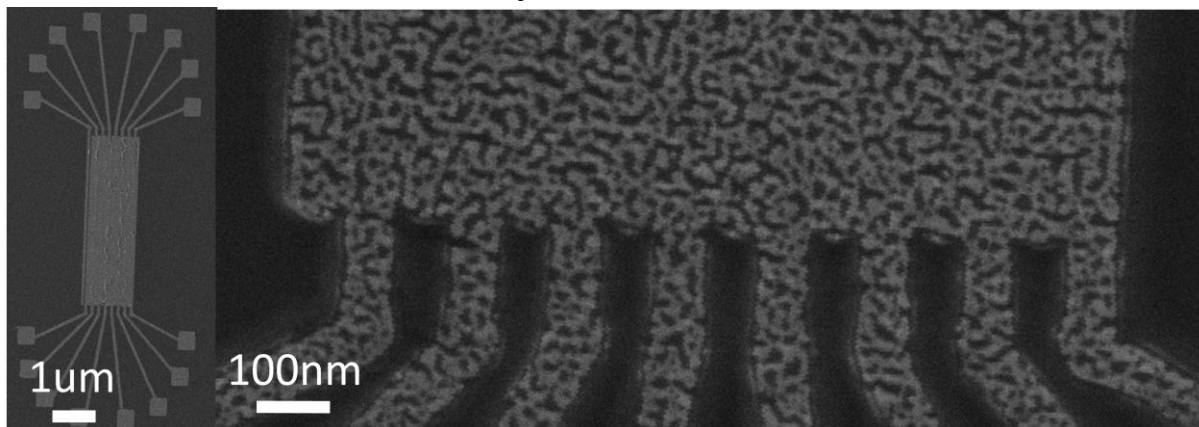
Kezdetben rengeteg lift-off problémával szembesültem, amely részben a hosszú sütési időnek, részben a nem ideális oxigénplazma-marás okozott. Míg az előbbi sokszor nem csak a lábak közti, hanem még a struktúrák közti tartományon is megakadályozta a feleslegesen fémezett réteg feltépését (**22.a. ábra**), azonban az optimalizálást követően megoldódott, addig a többi folyamatosan visszatérő probléma volt.



22. ábra: a kezdeti lift-off problémák főbb típusai

Az oxigénplazma-marás nem elégséges ideig történő használata esetén a lábak helyén nyitott ablakok aljában továbbra is lehetnek kisebb nagyobb szennyeződések, megmaradt PMMA szigetek. Ezek a fémréteg párologtatását követően ugyanúgy leoldhatóak, mint az

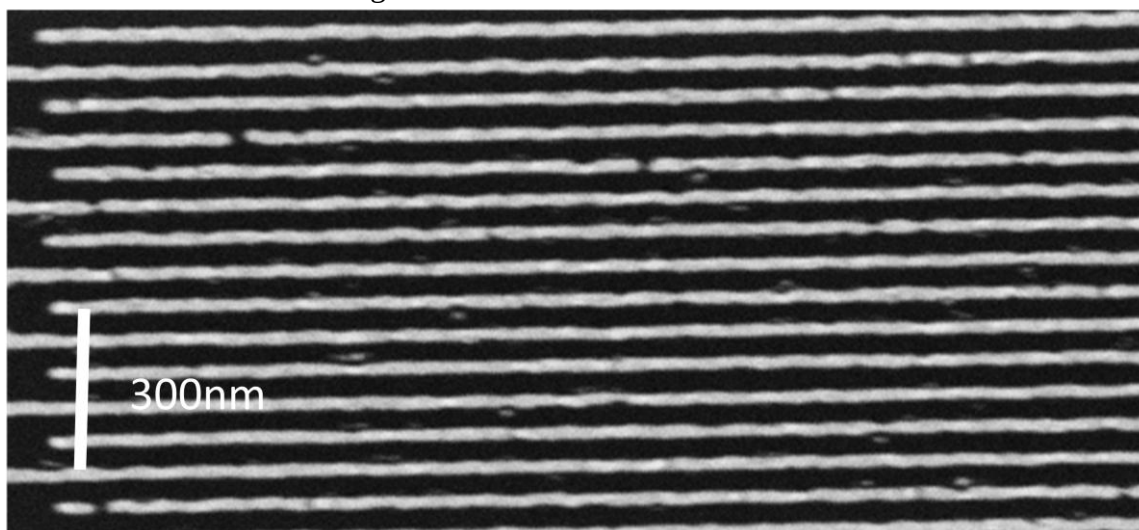
áramköri negatívot tartalmazó környezetük, így fordulhatnak elő a **22.b.** és **c. ábrán** látható. Továbbá a plazmamaróban lévő nyomásértékekről nem volt visszajelzésünk, így könnyen előfordulhatott, hogy a vákuumrendszer alkatrészeinek cseréjével az általam használt 2 perces leszívási idő alatt kialakuló vákuumértékek minden alkalommal széles skálán változtak. Ez okozhat különböző hatékonyságú marási rátát, így más és más ideális marási időt. Erre enged következtetni, hogy a kezdetben meghatározott 2-2.5 nm/s-es marási ráta később 3.4 nm/s-re emelkedett. Sajnos ezt is egy sor rosszul sikerült mintával sikerült megtapasztalnom, amelyeken a túl hosszú marási idő nemcsak vékonyította a PMMA-t, hanem a benne nyitott ablakokat is szélesíteni kezdte. Ezt láthatjuk a következő ábrán.



23. ábra: a túlzott O plazma marás következtében tapasztalt lábkiszélesedés, ahol az eredetileg 30-40nm-es lábak kb. 100nm-re nőttek

Ezen minták kiértékelését követően készült el a **20. ábrán** látható sokadik marási rátát meghatározó görbe, amely végül kint tartózkodásom során érvényesnek bizonyult.

A fabrikáció későbbi szakaszában – az optimalizálási folyamat előrehaladtával – is akadt gondom a túlzott marással. Ekkor a **24. ábrán** látható módon azt tapasztaltam, hogy a BG lábaim mentén néhol megszakadnak.



24. ábra: a kvázi folytonos fém réteg lift-off-ja során tapasztalt megszakadások

Először természetesen a nem elégséges oxigénplazma-marásra gyanakodtam megint, azonban a marási idő növelésével nem javult a helyzet, sőt újból a **23. ábrának** megfelelő kiszélesedést tapasztaltam. A probléma másik megoldása lehetett volna a fémréteg növelése a kezdeti 15nm-ről 20nm-re, amit szintén kipróbáltam. Ekkor abban bíztam, hogy a plusz

fémréteg majd valahogyan befoltozza ezeket a lukakat és egy mechanikailag stabilabb struktúra keletkezik, de sajnos ez sem segített.

Azonban a marási ráta újbóli meghatározásával arra a következtetésre jutottam, hogy ezek a megszakadások nem az fémezés alatt található szennyeződések okozta nem tökéletes tapadás okozza, hanem a marási ráta újonnan kis mértékben megnövekedett értéke az aktuálisan használt receptnek megfelelően a fémréteg vastagságával összemérhető a reziszt vastagsága. Ennek ismeretében úgy vélem az történhetett, hogy a párologtatást követően (**19. ábra** jobb középső eleme) a fémréteg nem külön kis szigeteket alkotott a PMMA tetején és a PMMA közti völgyek alján, hanem az egész egy összefüggő felület volt. Ekkor a kisebb hibahelyek mentén a lift-off oldat beszivárgott és a napos skálán történő várakozás hatására volt ideje eltávolítani a felesleges fémréteget, azonban néha ez felszakíthatta a környezetében lévő részeket is.

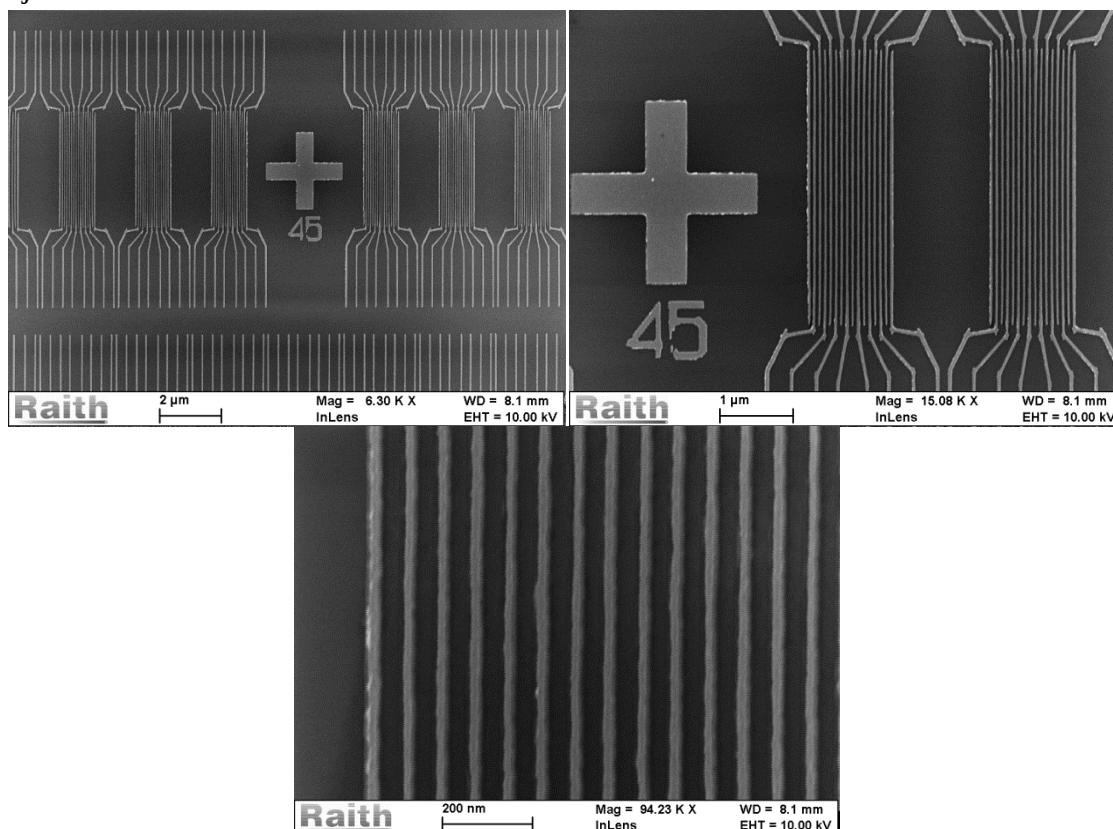
A reziszt magasságának növelésével sikerült megszabadulnom a fenti hibahelyektől, azonban így a felbontásom egy picit lecsökkent, így a kezdetben ~25-30nm lábak ~40nm-esre szélesedtek ki.

2.6. A végleges struktúra

A 19. ábrán feltüntetett fabrikációs eljárások eredményeként létrejött a fém lábakkól álló BG struktúra, amelyre egy újabb fabrikációs lépéssorozattal egy szigetelőréteget faragunk, hogy a lábakat kapuelektrodáként tudjuk használni.

A fabrikációs eljárások optimalizálását Ti/Au fémekkel végeztem, mert ez olcsóbb és kicsit könnyebb is kezelni, majd később tértem át a Ti/Pt anyagokra. Az átállás elég zökkenőmentesen ment, csupán a Pt növesztését kellett finomhangolnom.

A struktúrák SEM-es vizsgálatával végzett statisztika alapján arra jutottam, hogy az áramkörök 90-95% hibátlan, amely egy ilyen hosszú és érzékeny nanofabrikációs eljárásnál igen jónak számít.



25. ábra: a végleges Ti/Pt anyagú BG struktúrák SEM képei

2.7. A szigetelőréteg növesztése

Az utolsó lépésben a szigetelőréteg növesztése és megmunkálása történik. Ahogy azt az 1.4. fejezetben is írtam, ezen oxid minősége nagymértékben hozzájárul a transzport mérések stabilitásához. A nem tökéletes oxid számos problémát okozhat: töltés csapdákat tartalmazhat (pl. logó kötések helyén), amik betöltöttségének időbeli változása modulálja a QD-ok elektromos potenciálját, vagy a vékony oxidvastagság miatt szivárgási áramhoz vezethetnek. A fejezetben bemutatom a rendelkezésünkre álló lehetőségekkel előállítható szigetelőrétegek főbb tulajdonságait, fabrikációs eljárásait, illetve a velük kapcsolatos eddigi tapasztalatainkat.

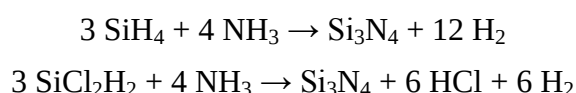
Célunk a 10 μ m-enként ismétlődő sorokba rendezett BG-ek 4 μ m hosszú aktív felületének oxidréteggel történő beborítása úgy (17. ábra), hogy azok kivezetései teljesen szabadok legyenek, hogy további lithográfia lépések során fém kontaktussal kiköthetővé váljanak.

2.7.1 A Si₃N₄ növesztése

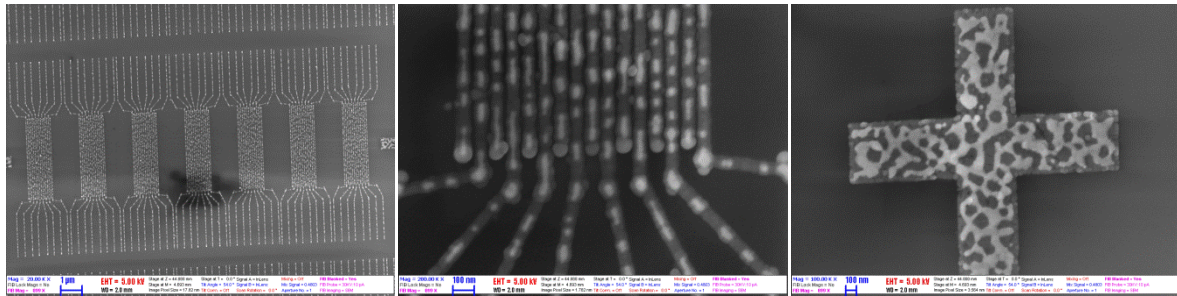
A szilícium-nitrid (Si₃N₄) az alacsonyhőmérsékletű transzportméréseket végző csoportok által előszeretettel használt szigetelőréteg. Köztudottan jól kontrollált, akár tökéletesen sztöchiometrikus arányban is növeszthető réteg, amely ekkor a töltött szennyezők hiánya miatt elektromos szempontból rendkívülien "csendes", amely kiváltképp alkalmassá teszi őt a nanoáramkörök kapuelektrodáinak elektromos szeparációjára. Mindezek miatt a BG-struktúrák tetejére ennek növesztésével próbálkoztunk.

- **Si₃N₄ növesztés LPCVD-vel**

Sztöchiometrikus Si₃N₄ növesztésére a legáltalánosabban használt módszer az LPCVD-s (*Low Pressure Chemical Vapour Deposition*) eljárás [¹⁶]. Ennek során a magas hőmérsékletre (~850°C) fűtött minta felületére az alábbi kémia úton választják ki a kamrába juttatott különböző gázokból.



Az LPCVD-s növesztésére a MTA MFA tisztatérben volt lehetőségünk. A CVD berendezés a MOS ipar szabványaihoz illeszkedő rendszer, amelynek megfelelő működtetéséhez komoly tisztasági előírásoknak kell megfelelnie. A növesztéshez használt magas hőmérséklet hatására azonban az alacsonyabb olvadásponttal (~1064°C) rendelkező Au könnyen párologni kezd elszennyezve ezzel a kamra belsejét. Ennek megelőzése érdekében készítettem a BG-struktúrákat a nehezebben megmunkálható Ti/Pt-ból anyagokból, mivel a Pt 1772°C értékű olvadáspontja elég magasnak gondoltuk ahhoz, hogy a 850°C-os nitrid növesztés során stabil maradjon.



26. ábra: SEM képek a BG struktúrák PECVD-s növesztését követően

A növesztés során azt tapasztaltuk, hogy a magas hőmérséklet hatására a Ti réteg (26. ábrán látható szürke tartományok) tetején található 10nm vastag Pt réteg (fehér tartományok) a felületi diffúzió hatására összezsomósodott. A diffúzió nem várt drasztikus hatásában a Pt film kis vastagsága jelentős szerepet játszhatott. Zsomósodás következtében a BG lábak valószínűsíthetően nem vezetnek át, így az LPCVD Si_3N_4 növesztés a finom BG struktúrákra nem alkalmazható, így más eljárások után kellett néznünk.

- **Si_3N_4 növesztés PECVD-vel**

A Si_3N_4 növesztésre egy másik módszer lehet a plazma asszisztált CVD (*Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition*). Itt a reakciók végbemenetelét a magas hőmérséklet helyett plazma segítségével biztosítják, ennek következtében a mintát csupán $\sim 200^\circ\text{C}$ kell felhevíteni.

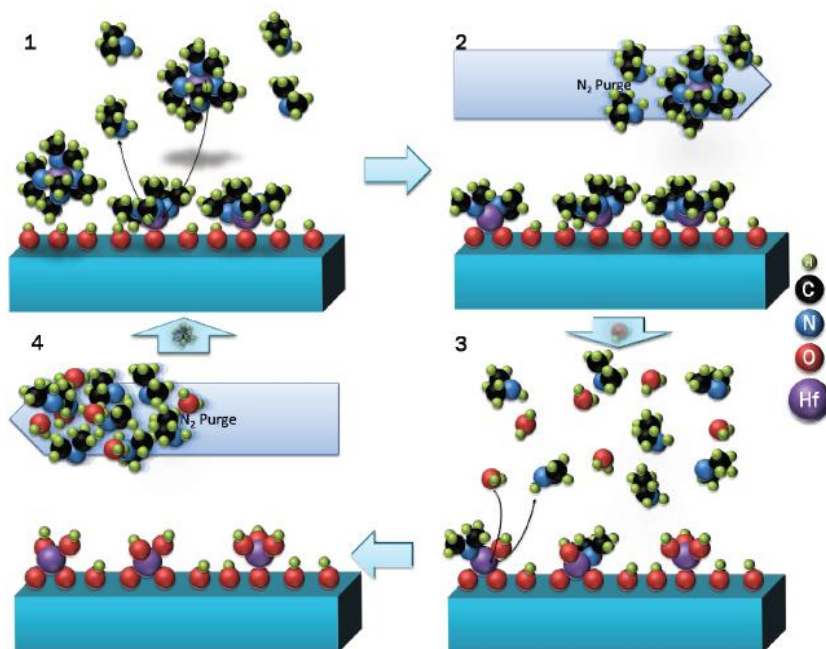
- **Si_xN_y PVD-vel**

Egy további alternatív módszer lehet még az oxid növesztése porlasztással (sputtering), ami egyfajta PVD (*physical vapour deposition*) eljárás. Ekkor a fémek E-gunnal történő párologtatásához hasonlóan ionokkal bombázott Si_3N_4 target-ből kiszakadó Si és N atomok a minta felületét elérve lerakódnak és megkötnek. Természetesen ekkor biztosan nem lesz sztöchiometriai arányú tökéletes Si_3N_4 rétegünk, ami töltésfluktuációkhoz vezethet.

2.7.2. HfO_2 növesztése

A Si_3N_4 kívül a hafnium-oxid (HfO_2) kínál ígéretes alternatívát az oxidréteg kialakítására. Nagy előnye, hogy a dielektromos állandója igen nagy ($K \sim 25$ [17]), emellett a különböző maró oldatokkal, savakkal szemben tanúsított ellenállásának köszönhetően előszeretettel használják további fabrikációs lépéseket igénylő eljárások alapjaként szolgáló struktúrákhoz. A HfO_2 az ALD (*Atomic Layer Deposition*) eljárás elterjedésével vált széles körben használttá, s mivel munkám során rendelkezésre állt egy ilyen berendezés, így a tesztmérésekhez készült mintákat ennek segítségével készítettem. A HfO_2 alkalmazásával kapcsolatosan nem volt tapasztalatunk korábbról, így kíváncsian vártuk a velük végzett alacsony hőmérsékletű mérések eredményeit.

Az ALD növesztők az elmúlt 4-5 évben terjedtek el, segítségükkel különböző típusú oxidok (pl. Al_2O_3 , HfO_2) növeszthetők gyakorlatilag atomi rétegenként. Az eljárás lényegét a használt HfO_2 növesztésén keresztül mutatom be [18]:



27. ábra: HfO_2 növesztés egy ciklusa: 1, $\text{Hf}(\text{NO}_3)_4$ beengedése; 2, N_2 tisztítás; 3, H_2O beengedése, 4, N_2 tisztítás

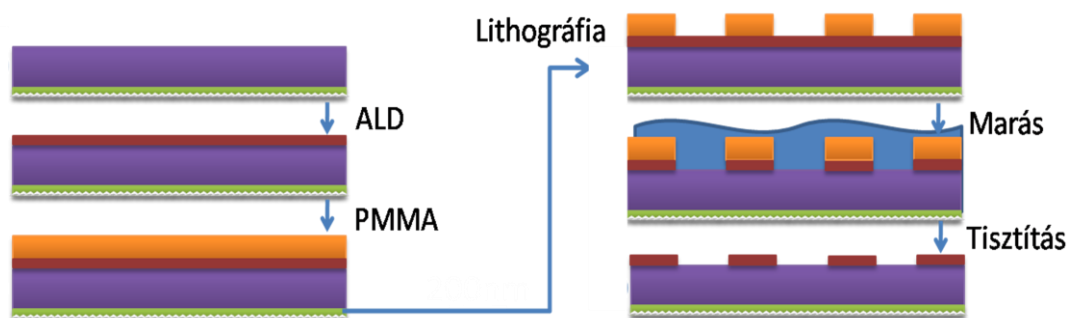
A növesztőkamrában ülő mintát megfelelő hőmérsékletre melegítik. A kamrához egy nagy sebességgel szabályozható szelepen keresztül csatlakozik két tartály, az első az ún. HfO_2 forrás (precursor) és másik pedig egy H_2O tartály. Első lépésben a Hf-ot szállító precursor (jelen esetben $\text{Hf}(\text{NO}_3)_4$) tartály nyílik ki, majd beáramló gáz Hf atomjai megkötnek a felületi hidroxil-csoportokon. Miután elfogynak a felületről a szabad ligandumok a folyamat önszabályzó módon leáll. Ekkor N_2 gáz áramoltatásával eltávolítják a felesleges precursor anyag maradványait. Harmadik lépésben a H_2O tartály nyílik és vízgőz kerül a kamrába. Ez a vízgőz elreagál a felülettel, hidroxilcsoportokra cserélve a Hf atom ligandumait. Végül újabb N_2 gáz mosással eltávolítjuk a víz molekulákat és a felesleges ligandumokat. A ciklus végén egy új réteg hidroxilcsoport marad a felületen, amely lehetőséget ad a ciklus újbóli elvégzésével újabb réteg növesztésére és gyakorlatilag atomsoronként növeszthető a kívánt oxid. A kísérletek azt mutatják, hogy a hőmérséklet növekedésével az oxidréteg mind jobban kristályos szerkezetben növekszik, azonban a fenti eljárásnak határt szab a Hf-ot szállító precursor anyag dekompozíciós hőmérséklete ($<275^\circ\text{C}$). Ugyanis ekkor a folyamat nem önszabályzó, így megszűnik az atomsoronkénti növesztéssel járó rend.

Magas hőmérsékleten növesztett HfO_2

A HfO_2 növesztésével először magas hőmérsékleten ($\sim 225^\circ\text{C}$, ez az általam használt ALD növesztő limitje) próbálkoztam, minél tökéletesebb HfO_2 réteg növesztése céljából.

Az oxid megmunkálására marási technikát választottam, amelynek lépései a következők: első lépésben az oxidnövesztés a minta teljes felületére történik, és ezt követően az oxid tetejére terített maszkba (6%-os copolymer, 3 perc sütés, 2% PMMA, 3 perc sütés) elektronsugaras lithográfiával ablakokat nyitunk. Ezen ablakokat a BG-ek kivezetései fölé illesztjük, melyek az előhívást követően szabaddá válnak, míg a BG-ek hasznos felülete védve marad a 150 nm magas reziszt által. Az oxid eltávolítását nedves marással végezzük. A HfO_2 marására az említett nagy ellenálló képessége miatt kizárólag buffered HF-el (hydrofluoric acid) lehetséges. A marás elvégzését követően nagy tisztaságú vízzel

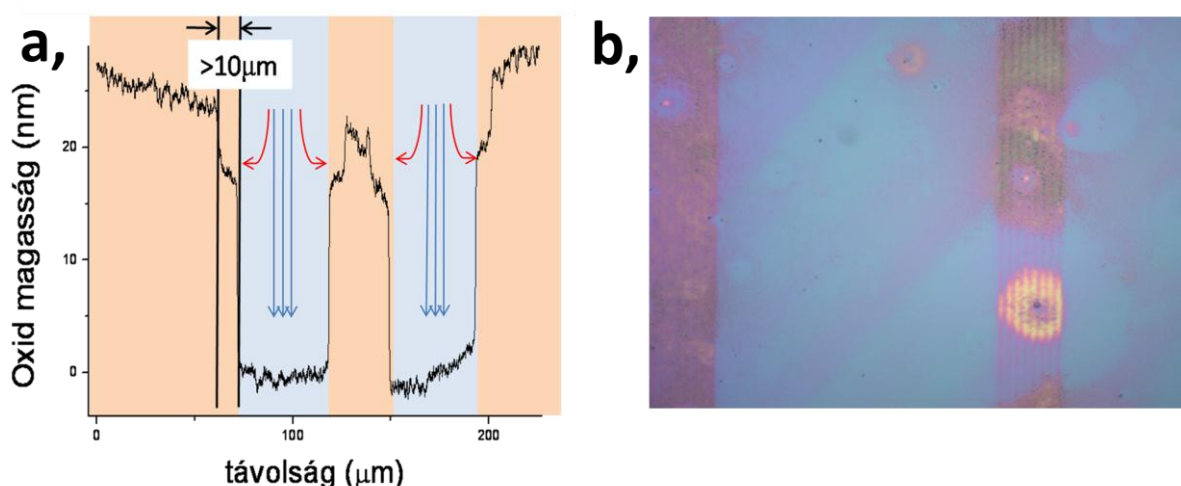
megtisztítjuk a különösen veszélyes HF-től, majd aceton mosással és oxigénplazma-marással teljesen megtisztítjuk a felületet a rezisztől.



28. ábra: a HfO₂ HF-el történő marásának lépései

Kezdetben a tömény *buffered* HF oldattal történő marással próbálkoztam, a marási ráta meghatározását követően elkészítettem az áramkörre illesztendő ablakok pontos mását tartalmazó teszt mintát. Az ezen elvégzett tesztmarás viszont azt mutatta, hogy a maróoldat nem csupán az ablakokban marja meg az oxidot, hanem a PMMA réteg alá behatolva a védett területek ablak felőli oldalát is vékonyítani kezdi (29.a. ábra).

Maga a jelenség természetesen érthető, hiszen az HF nem csupán az oxid tetejét marja, hanem az oldalát is, azonban az ábrán a völgyek szélén látható kis vállszerű képződmények a felülethez közel valamilyen okból megnövekedett marási ráta eredményeként keletkeznek. Erre egy lehetséges magyarázat lehet, hogy a felületen a marás hatására képződő hő kevésbé hatékony elvezetése miatt lokálisan megnövekszik a hőmérséklet, amely a marási ráta növekedését eredményezi. Ezzel keletkezik egy olyan tartományunk, amelyen az oxid felszíne megmaródik, azonban még mindig olyan magas, hogy az alatta lévő lábak kikontaktálását megakadályozza. Továbbá ezen vállak szélessége olyan méretű, hogy az alatta lévő BG-eket két oldalról történő marás során ezek a vállak teljesen összeérnek.



29. ábra: 29.a. a tömény HF marás eredményeként látható oxid magasságprofilja, ahol a késsel a szabad marásnak kitett felületet, míg sárgával a rezisztrel védett tartományokat jelöltem; 29.b. oldalán a hígított HF-es marás során tapasztalt reziszt-átütést láthatjuk

Ezt követően próbálkoztam a tömény HF 50% (V/V)-os térfogatárnyú hígított vizes oldatával, ezáltal a marási sebesség jelentősen csökken, ezzel lehetőséget adva a felülethez

közeli részek környezetükkel történő folyamatos termalizálódására. Tapasztalatom szerint ilyenkor ezen alamarások és vállak teljesen eltűntek, azonban a folyamat végén a hordozó felületén rengeteg ponton tapasztaltam marást, ahol akár mm-es távolságokban sem volt marási ablak nyitva a rezisztben.

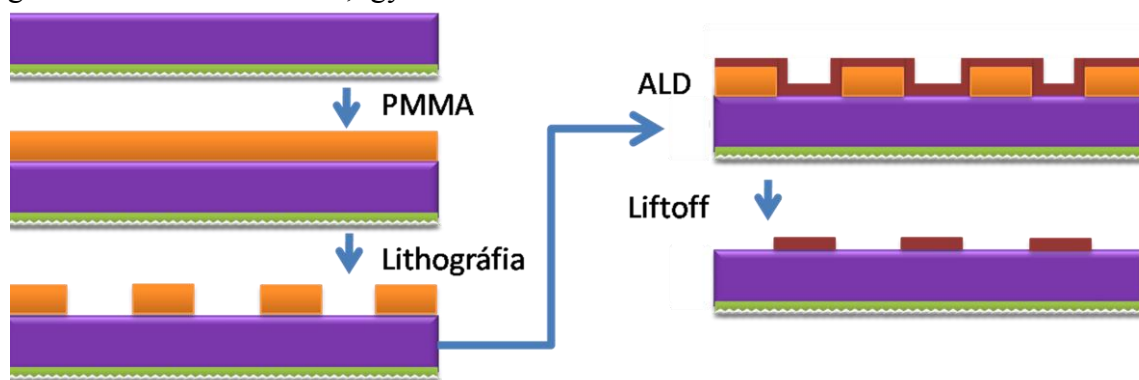
Véleményem szerint a hígítás következtében az 1-2 percről 9-11 percre megnövekedett marási idő azt eredményezi, hogy a mintára terített reziszt bármilyen kis hibája mentén az HF oldat utat nyit magának és elérve az oxidréteget elkezd marni azt.

A fentiek fényében arra a következtetésre jutottam, hogy a HfO_2 marással történő – a korábbi ismertetett BG struktúrára illeszthető – fabrikálása nem lehetséges. A sorok távolságának (17. ábra) növelésével és a kivezető lábak meghosszabbításával azonban ez az eljárás is eredményes lehet.

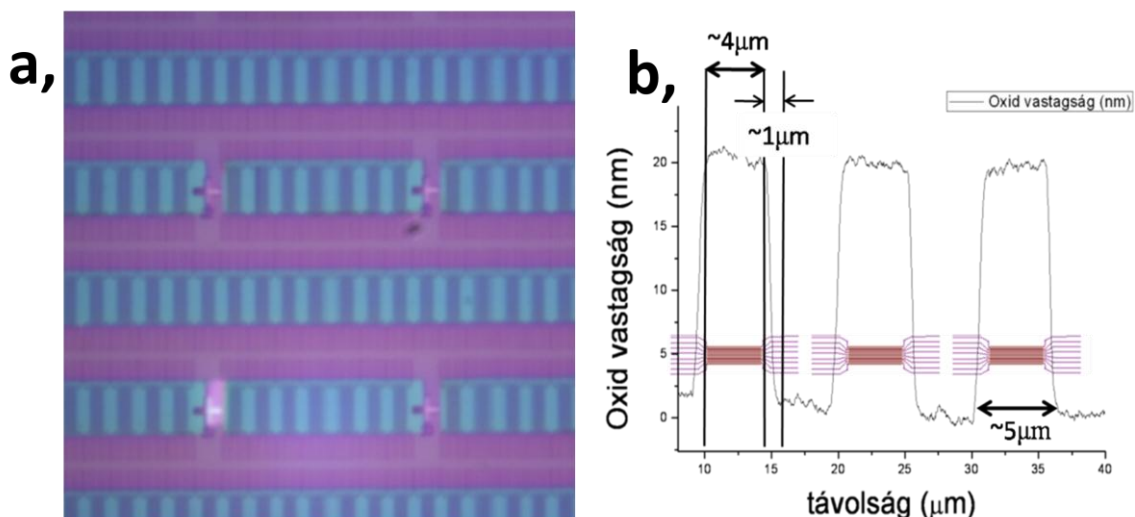
További hátránya a marási eljárásnak, hogy a SiO_2 marási sebessége (~100nm/perc) jóval nagyobb a HfO_2 -nál (~3nm/perc) HF-el történő marásánál. Ennek következtében amint elérjük a $\text{SiO}_2/\text{HfO}_2$ határfelületet hirtelen nagyon mélyre marhatunk, amely a struktúra stabilitását veszélyeztetheti.

Alacsony hőmérsékleten növesztett HfO_2

A fentiek ismeretében váltottam a HfO_2 lift-off technikás megmunkálásra. Ekkor a kész BG-struktúrákra terített rezisztbe előre definiálunk ablakokat, oda ahova oxidot szeretnénk növeszteni. Második lépésben ugyancsak ALD eljárással készítjük az oxidréteget, végül a fém kontaktusok készítéséhez hasonlóan a PMMA-t leoldva eltávolítjuk a rá rakódott oxidot a nem kívánatos területekről. Azonban a korábban használt 225°C-on a reziszt teljesen odaéghet a hordozó felületére, megakadályozva annak leoldását. Így a hőstressz hatására jelentkező reziszt hibák miatt kompromisszumot kell kötnünk a növesztési hőmérséklet a reziszt tűrőképessége ismeretében. Tapasztalat szerint a PMMA-ban 100°C-ig nem megy végbe különösebb átalakulás, így döntöttem a 90°C történő növesztés mellett.



30. ábra: az oxid lift-off technikás megmunkálásának lépései



31. ábra: 31.a. a sikeresen növesztett HfO₂ réteg optikai képe és merőleges profilja a BG-ekre skálázva (31.b.)

Ezzel a módszerrel sikerült HfO₂-t leválasztani a BG struktúrára. Az alacsony hőmérsékleten növesztett HfO₂ rétegről ismert, hogy teljesen amorf, ami igen magas letörési feszültséget eredményez, azonban a töltés csapdák sűrűségéről és az általuk okozta zajról csak a mérések tanúskodhatnak.

2.8. Összefoglalás

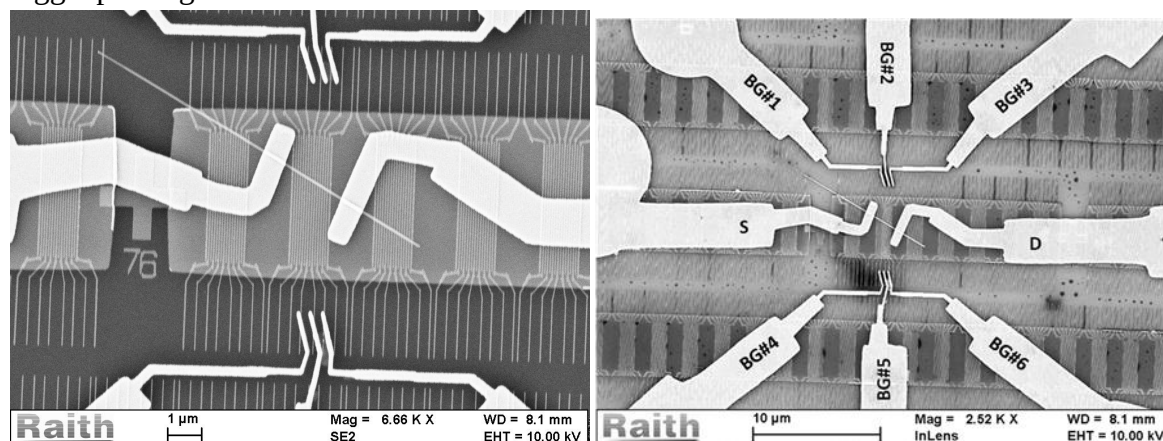
A fejezet elején ismertetett 75nm periódusú és 35nm csíkszélességű BG struktúra rendszer gyártásának lépéseit dolgoztam ki és optimalizáltam. Sikerült Ti/Au, Ti/Ni és Ti/Pt fémekből BG-struktúrákat létrehozni mm² felületen, amely a struktúra széleskörű felhasználását teszi lehetővé. A BG struktúrák középső/aktív tartományára alacsony hőmérsékleten ALD-vel 20nm vastag HfO₂ réteget növesztettem, illetve olyan oxidmegmunkálási eljárást találtam, ami lehetővé teszi az alsóbb kapuelektrodák kikontaktálását.

A következő fejezet az itt megismert módon készített BG-struktúrára kialakított InAs nanopálcán alapuló áramkörök vizsgálatát tárgyalja.

3. InAs nanopálca áramkörök BG-struktúrán

A kész BG-struktúrákkal borított minták működését a rájuk épített nanoáramkörökön végzett transzportmérésekkel ellenőriztem. Ahogy azt az előző fejezetben leírtam, elsődleges célom segítségükkel InAs nanopálcán létrehozott QD-ok Γ -hangolásának és az egyelektron tartomány elérhetőségének bizonyítása volt. Ehhez olyan mintákat gyártottam, amelyeken a nanopálca két kivezetése meglehetősen távol ($\sim 2.5 \mu\text{m}$) helyezkedik el egymástól és ezen a tartomány alatt található hat BG lábra kapcsolt feszültségekre adott választ vizsgáltam.

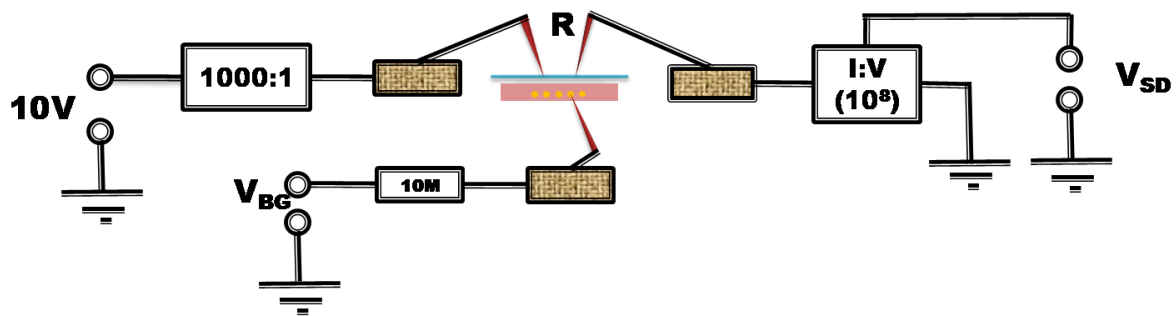
Először a BG-kel borított hordozóra terített InAs nanopálcákat és az alattuk lévő pálcánként hat szomszédos BG lábat egy lithográfiai lépésben kontaktáltam ki. Az eljárás során 6%-os copolymer és 2%-os PMMA duplarétegű rezisztet használtam, amelyet előhívás után 17s-i oxigénplazma-marásnak tettem ki. A pálca felületéről az oxidréteg eltávolítását 15s-ig tartó tömény kén passziváló technikával végeztem. A kész mintát 20nm Ti és 90nm Au réteggel párologtattam le.



32. ábra: a létrehozott nanoáramkör SEM képe

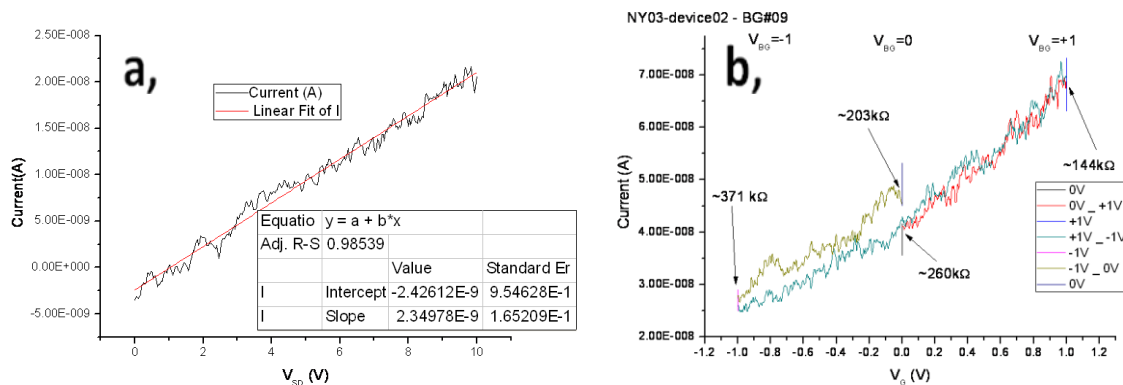
3.1. Áramkörök karakterizálása

A kikontaktálás minden esetben makroszkópikus méretű (2-300nm széles) kontaktáló kivezetésekre (bonding pad) történik. A pálcák ezen kivezetéseire az ún. mintakarakterizáló állomás (probe station) tű elektródáival optikai mikroszkópos pozicionálás segítségével ráállhatunk. A tű elektródákra feszültség kapcsolható, így elvégezhető a pálcák, illetve BG-ek szobahőmérsékletű karakterizálása.



33. ábra: a probe station-en összeállított mérési elrendezés sematikus ábrája

A 33. ábrán látható elrendezéssel első lépésben megvizsgáljuk, hogy a pálcák valóban átvezetnek-e, az S és D elektródák ohmikus kontaktust hoznak-e létre.

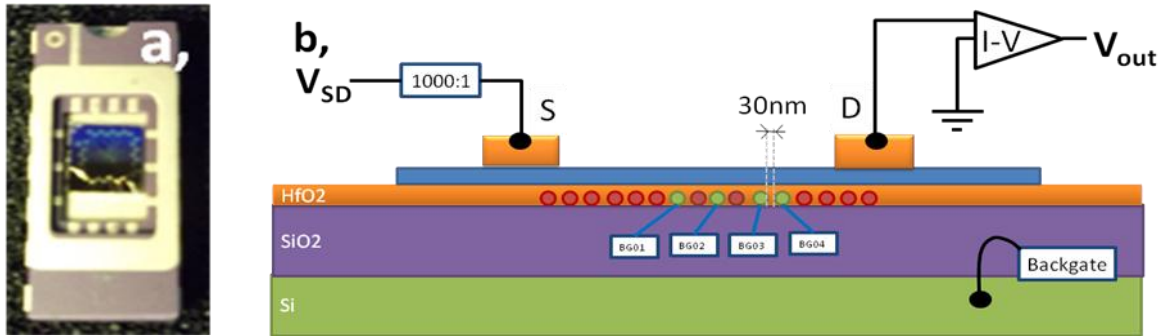


34. ábra: 34.a. a pálca V_{SD} növelésére adott ohmikus válasza, 34.b. az egyik BG-re adott $0V \rightarrow +1V \rightarrow -1V \rightarrow 0V$ feszültség hatására látott ellenállásváltozás szobahőmérsékleten.

A V_{SD} növelésére adott lineáris válaszból (34.a. ábra) a pálca tisztán ohmikus jellegét mutatja, meredekségéből pedig leolvashatjuk a szobahőmérsékleti ellenállását, amely a vizsgált pálcán ~234k Ω -nak adódott. A kb. 2 μm hosszú InAs pálcaszakasz tipikus ellenállás értékeivel ez jó egyezést mutat. Különös óvatossággal kell eljárni a karakterizáció során, hiszen a pálcák nagy ellenállása miatt már néhány volt feszültség is el tudja őket égetni a Joule-disszipáció következtében.

Második lépésben a pálcák ellenállásának az alatta található BG-ekre kapcsolt feszültségre adott válaszát vizsgáljuk. A BG-ekre adott feszültségek -1V - +1V tartományon történő változtatásával az kezdeti ~234k Ω -os ellenállás 60%-tól 150%-ig tudtuk hangolni a pálcát (34.b. ábra). Az ábrán látható, hogy a negatív/pozitív feszültség hatására az ellenállás nőtt/csökkent, összhangban a pálcában megvalósuló elektronvezetéssel.

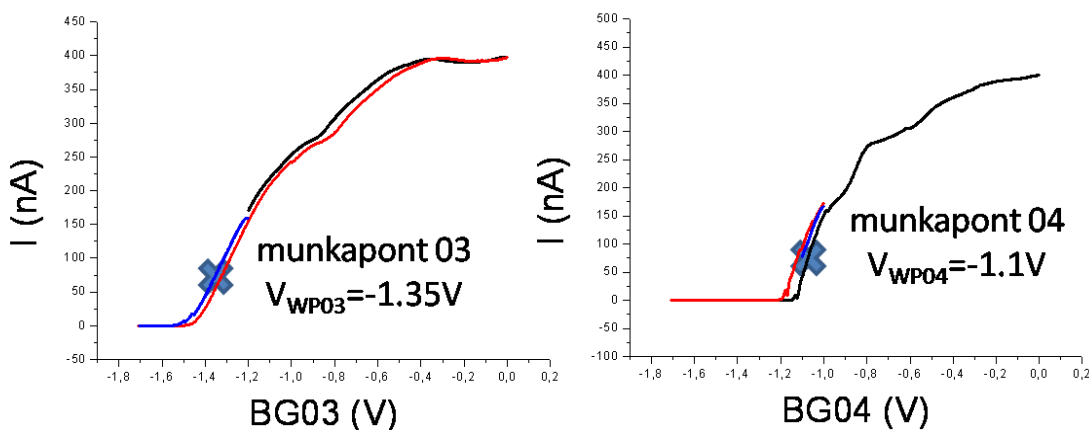
A fentiek ismeretében azt mondhatjuk, hogy a BG-ekre adott feszültség segítségével lokálisan változtatható a nanopálca elektronsűrűsége, az áramkör további vizsgálatához alacsony hőmérsékletű transzportmérésekre van szükség, hogy a termikus fluktuációk elnyomásával kvantummechanikai effektusok mérhetővé váljanak. Ehhez a mintát a hordozóval együtt ezüstpasztával a kriosztát mérési elrendezésébe illeszkedő chiptokba ragasztjuk és karakterizáláshoz használt bonding pad-eket arany huzalok segítségével a chiptok kivezetéseire kötjük.



35. ábra: 35.a. a chiptokba kikötött áramkör hordozója; 35.b. a pálcá köré épített mérési elrendezés

A mintát ezt követően lehűtöttem 4K-re, ahol a hőmérsékletcsökkenés illetve a nagy vákuum hatására a minta ellenállása $\sim 33\text{k}\Omega$ -ra csökkent. Az alacsony hőmérsékletű méréseket a Koppenhágai Egyetem Heliox típusú He_3 -as hűtőrendszerrel végeztem, amiben a He_3 naponkénti újrakondenzálásával a minta hőmérséklete $\sim 320\text{ mK}$ alatt volt.

A 35. ábrán látható a továbbiakban használt mérési elrendezés. A minta chip foglalatban helyezkedik el, melynek kivezetése a műszer oldalán található kapcsoló dobozra vannak kötve. Ezen kapcsoló doboz minden csatornája külön-külön szabályozható és tetszés szerint földelhető, amely elősegíti a mérési elrendezés biztonságos üzemeltetését és átalakítását. A mérések során egyszerű árammérést végzünk. A pálcára – az esetleges földhurkok kialakulását megelőzendően – optikai csatolón keresztül kapcsolt V_{SD} feszültség hatására áram fog folyni. A nyelő oldalon lefolyó áramot I-V konverter segítségével feszültségjellé konvertálunk, amelynek mérésével monitorozzuk a minta ellenállását. A mérések irányítását és az adatgyűjtést számítógéppel végezzük. Mivel Koppenhágai kint tartózkodásom utolsó napjaira sikerült a mintát a kriosztátba építeni a mérések nagy részét már Budapestről végeztem a mérőrendszer interneten keresztüli irányításával. Ez több esetben korlátot szabott a mérési elrendezés részleteinek változtatásában.



36. ábra: a pálcá kiürítése egyetlen BG-el, illetve a meghatározott munkapontok ($V_{SD}=10\text{mV}$ BG01 @ $+0.5\text{V}$, BG02 @ $+0.5\text{V}$, Backgate @ 0V)

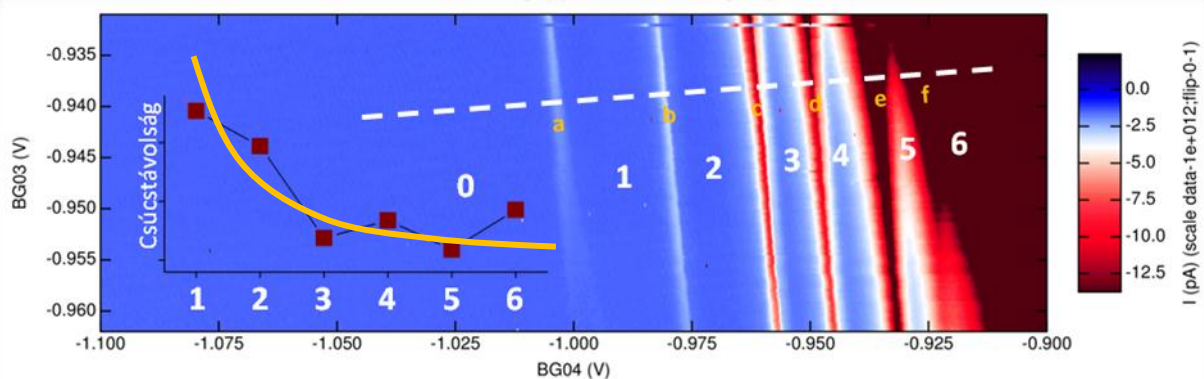
Első lépésben a pálcák lokális kiürítését ellenőriztem BG-ek segítségével. Ehhez az összes BG-et és a globális/hátsó kapuelektrodát pozitív tartományba hangoltam, a pálcá elektronsűrűségének növelése érdekében, hogy nem kívánt random potenciálgátak ne

jelentkezzenek. Majd egy kiválasztott BG feszültségét elkezdtem csökkenteni. A **36. ábra** alapján azt tapasztaltam, hogy a pálca könnyen kiüríthető -1.5V és -1V közötti feszültséggel.

3.2. A BG-ekkel kialakított QD-ok

A továbbiakban az volt a célunk, hogy BG-ek segítségével QD-t hozzunk létre a nanopálcában. Első lépésként a legegyszerűbb geometriát tűztem ki célul: két szomszédos kapuelektroda segítségével (BG03 és BG04) definálni a QD bezáró potenciálját. A lokális kapuelektrodákkal hangolt QD-ok kialakításához szükséges ideális érékeket egy széles paraméterter szűk tartományát képezik, így érdemes a következő receptet követni. Elsőként a **36. ábrán** a pálca egyetlen BG-el való kiürítési görbéjén kerestem meg a 0V-nál folyó áramérték ~10%-át. Ebben a BG munkapontban már közel vagyunk a teljes kiürítéshez tehát a BG helyén számottevő potenciálgátat hoztunk létre a pálcában.

Második lépésben részletesen megmértem a pálcán átfolyó áramot a BG03 és BG04 függvényében a két munkapont körüli tartományban: $I(BG03, BG04)$ -t.



37. ábra: az $I(BG03, BG04)$ felvétel (negatív VSD miatt az áram is negatív értékét vesz fel) (VSD=-1mV, backgate +3V; BG04 -1.1V $\rightarrow$ -0.9V; BG03 -0.962V $\rightarrow$ -0.931V)

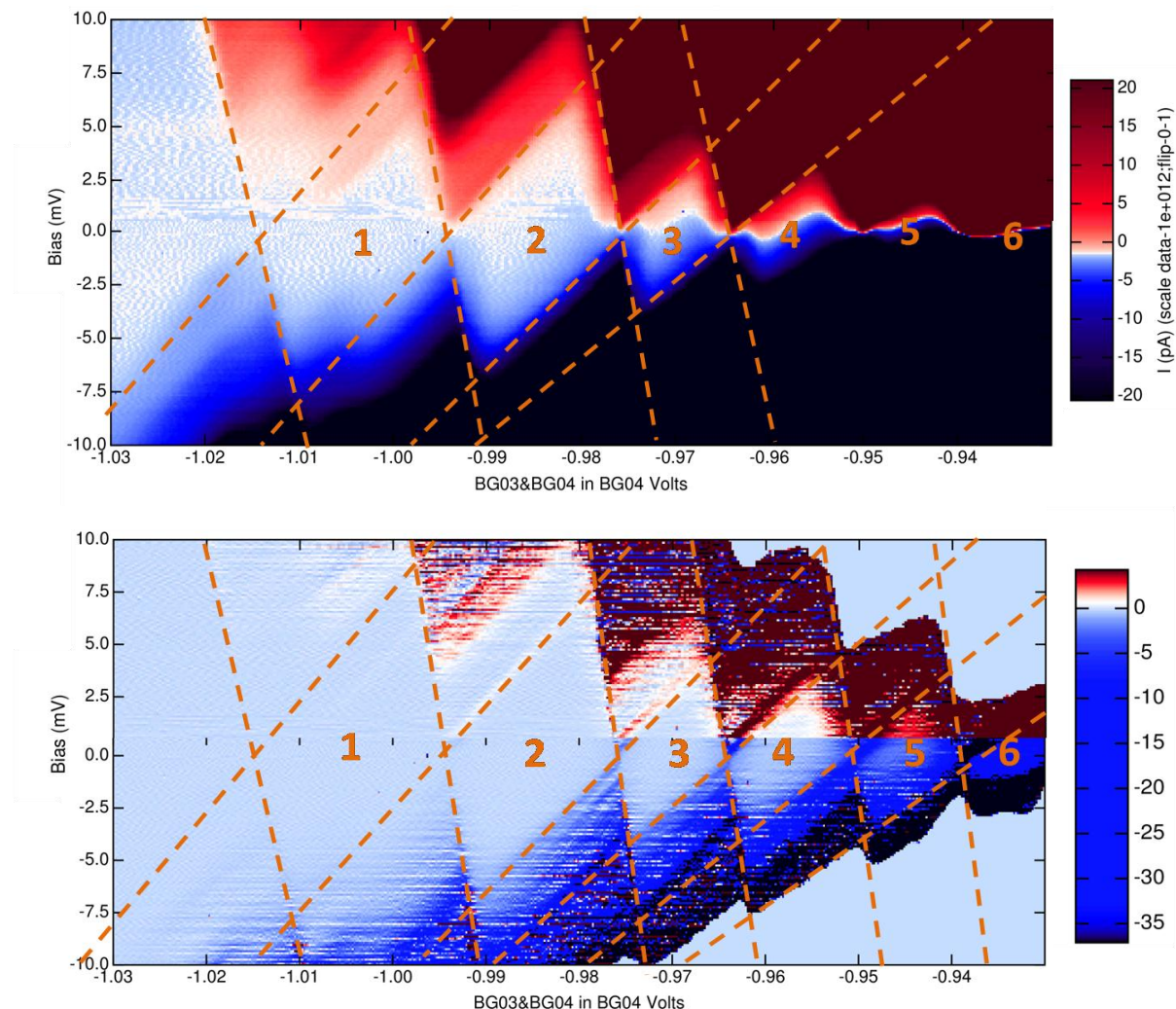
inset: a szaggatott fehér vonal mentén mért csúcs távolságok

A vizsgált tartományon látható negatív meredekségű párhuzamos vonalak mentén áram folyik a pálcán keresztül, míg köztük gyakorlatilag nulla áramot tapasztalunk. Ez a viselkedés tipikus QD-viselkedést jelöl, ahol a vonalak Coulomb-csúcsokat, a nulla vezetőképességű tartományok pedig Coulomb-blokkolt tartományokat jeleznek. Így a fenti **37. ábra** az első indikáció, hogy a pálcán a BG-ek segítségével képesek vagyunk QD-okat definiálni.

Az ábráról a BG03 és BG04 közt kialakuló QD-ról további információkat nyerhetünk ki. Elsőként láthatjuk, hogy a QD forrás- és nyelőoldali (source és drain) kontaktusokhoz történő kapacitív csatolása (lásd a QD áramköri helyettesítő képén, **1. ábra**) aszimmetrikus. Mert míg a szimmetrikus csatolás esetén az egyenesek -1 meredekségűek, addig a fenti ábráról kb. -6-os meredekséget olvashatunk le. Ez azt jelenti, hogy míg a BG04-el ~10mV hangolásával átjuthatunk a harmadik csúcsról az egyel magasabb töltésállapotot jelölő negyedik csúcsra, addig az energiaskálán ugyanekkora lépés elvégzéséhez a BG03-ban több mint 60mV-ot kell hangoljunk.

Annak igazolására, hogy BG03 és BG04 tényleg egy egyedülálló QD-ot definiál elkészítettem a QD stabilitásdiagramját (**3. ábra**) a BG03 és 04 együttes változtatásával (**37.**

ábrán látható fehér vonal mentén), amin a QD energiaszintjeit a két BG szimmetrikusan hangolja. Az áram a rákapcsolt V_{SD} és kapu feszültség függvényében QD viselkedést mutat, a bevezető **3.ábráján** látható Coulomb-gyémántokat kapunk.



38. ábra: a QD stabilitásdiagramja és a V_{SD} mentén derivált dI/dV ábra ($V_{SD} = -10\text{mV} \rightarrow +10\text{mV}$, $bg04 -1.03\text{V} \rightarrow -0.93\text{V}$, $bg03 -0.93\text{to} 0.9134\text{V}$, $backgate 3\text{V}$)

A QD stabilitásdiagramjának elemzésekor elsőként azt láthatjuk, hogy a gyémántok mérete az 5-nél és 6-nál még csupán 2-3 meV, amely a kiürítés felé drasztikusan (1. csúcsnál már $\sim 8\text{meV}$) növekszik, míg a határoló egyenesek meredeksége is folyamatosan változik. Ezen jelenségek arra engednek következtetni, hogy a BG-ekre adott feszültséggel keltett potenciálgát növelésével a bezárópotenciált erőteljesen szűkítjük. A gyémántok méretét leolvassuk (**37.ábra inset**), akkor a töltési energia növekedése mellett még egy páros-páratlan oszcillációt is láthatunk. Ez azzal magyarázható, hogy a QD diszkrét energiaszintjeire két elektron helyezető – spin fel és spin le állapotokba –, aminek hatására a QD betöltése során csak minden második elektron kerül újabb energiaszintre és az ekkor megfizetendő – E_C meletti – többlet energiaköltsége okozza a páros gyémántok relatíve megnövekedő méretet.

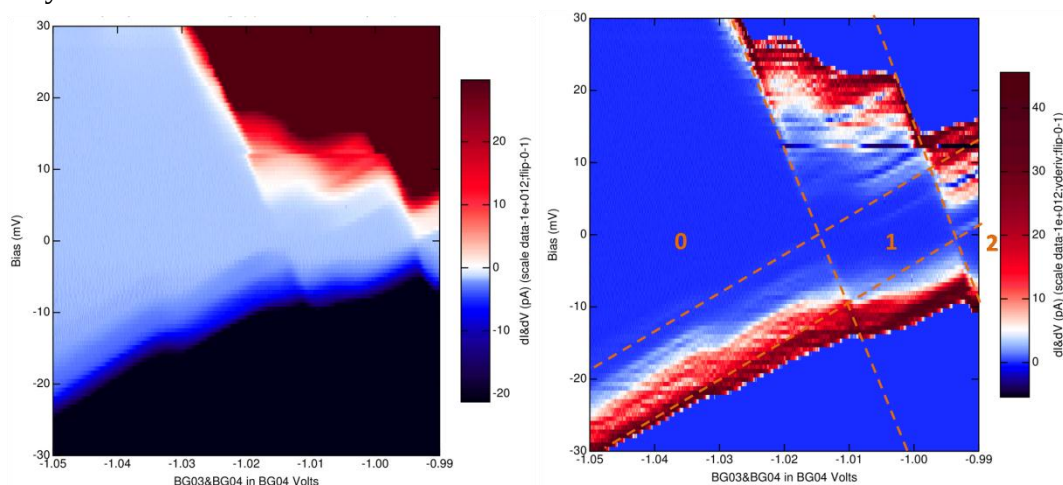
A stabilitásdiagram segítségével meghatározható a BG-ekre adott feszültség által létrehozott energia eltolódása a QD energiaszintjeinek. Ekkor azt használjuk ki, hogy a gyémánt két szomszédos töltésállapot közti kapufeszültség-távolsága éppen megegyezik a

gyémánt magasságával (lásd **3. ábra** a bevezetőben). Ennek megfelelően elvégeztem a BG04- V_{SD} energiakonverziót, amelyre: BG04/ $eV_{SD} = 2.86\text{mV}/1\text{meV}$ érték adódott.

Végül a stabilitásdiagram kvalitatív vizsgálatával kijelenthetjük, hogy a minta elektronikai szempontból stabil. Tapasztalatom szerint hosszú, akár több napig tartó mérések során is alig észleltem a kapufeszültségek változtatására történő töltésátrendeződés okozta ugrásokat, eltolódásokat, ami korábbi InAs QD méréseinkben csak kivételes esetekben volt igaz. A töltésfluktuációk hiányát szépen illusztrálja a stabilitásdiagram. Technikai okokból a 2D ábra felvétele során a V_{SD} feszültséget léptettem és ennek minden értékére ciklikusan végigsöpörtem a hangolást végző BG-ekkel a teljes tartományon. A szokásos eljárás pont a fordított sorrend, mivel a töltés átrendeződéseket a kapu feszültség változtatása kelti. Annak ellenére, hogy a stabilitásdiagram felvételekor (lásd **38.ábra**) a BG-eket több száz alkalommal végig sweepel-tem az ábrán nem látunk töltésátrendeződésből fakadó ugrást. A differenciális vezetőképesség ($G=dI/dV_{SD}$) numerikus elkészítésekor is kiértékelhető eredményt kapunk, amit **38. alsó** ábrája mutat.

Ennek fényében megállapíthatjuk, hogy az ALD növesztett HfO_2 tökéletesen működik a fabrikált BG-struktúrákkal, így a jövőbeli áramköröinkhez is valószínűsíthetően használni fogjuk azt.

Visszatérve az **37. ábrára** azt tapasztaltam, hogy az energiaszinteket jelölő vonalak elfogynak, ami arra utal, hogy az a jelű Coulomb-csúctól balra már a teljes kiürítés következik. Ahhoz, hogy teljesen biztosak lehessünk ebben meg kellett csináltam egy további stabilitásdiagram mérést, ahol a kiürítés közeli BG értékekre fókuszáltam egy szélesebb V_{SD} tartomány mellett.

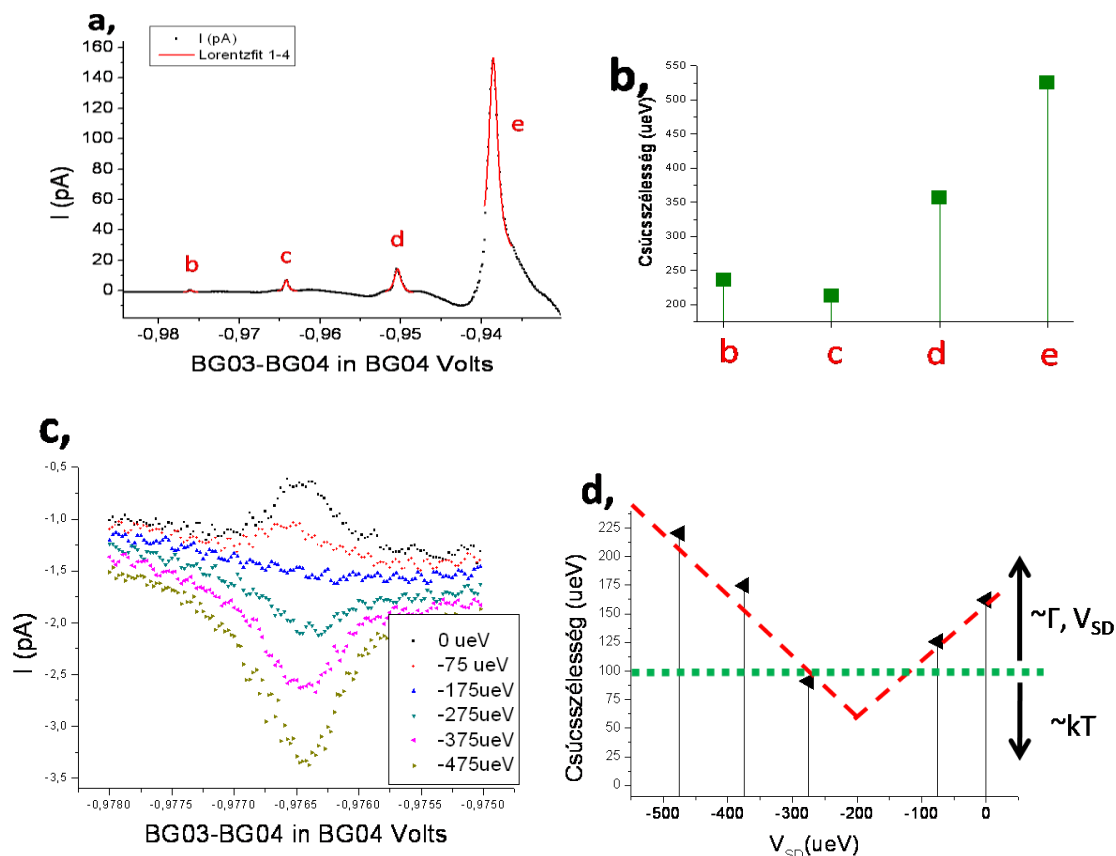


39. ábra: a fenti stabilitásdiagram kiterjesztése nagyobb V_{SD} tartományra, illetve annak deriváltja ($V_{SD} = -30\text{mV} \rightarrow +30\text{mV}$, $V_{bg04} = -1.05\text{V} \rightarrow -0.99\text{V}$, $V_{bg03} = -0.93\text{V to } -0.9134\text{V}$, backgate 3V)

A **39. ábrán** jól kivehető, hogy az utolsó Coulomb-csúcsot követően a BG-re adott nagyobb negatív feszültség mellett a QD élei többé már nem záródnak be. Ez azt jelenti, hogy a QD nem rendelkezik további energiaszintekkel és bezárt elektronokkal, amelyek rezonanciába kerülve újra áramot indítanak meg zérus V_{SD} mellett. Így a korábban az ábrákon használt számozás nem csupán az általunk észlelhető csúcsok sorszámát jelöli, hanem egyben a QD töltésállapotait is.

3.3. A gamma hangolás vizsgálata

A QD tartomány vizsgálatát követően áttértem a QD elektródákhoz való csatolás BG-ekkel történő hangolására. Ahogy a bevezetőben részletesen tárgyalásra került (1.4.1-2. fejezet), Γ -hangolásának lehetőségére számos kísérletben előnyös lenne. A 3.2 fejezetben bemutatott QD esetben természetes módon vetődik fel a kérdés, hogy az elektronszám csökkentésével a QD és elektródák csatolása is változik-e. A bevezetés 1.1. fejezete alapján a Coulomb-csúcsok félértékszélessége (FWHM) alapján a Γ értéke meghatározható



40. ábra: **a,** Coulomb csúcsok alakja nagy felbontású I vs. BG görbén. **b,** Az a panelen látható Coulomb-csúcsok szélességei energiában; **c,** A b jelű csúcs alakja különböző V_{SD} feszültségek esetén. Az opto csatoló offsetje miatt kb. $V_{SD} = -175$ ueV felel meg a QD-on eső zérus feszültségnek; **d,** a c , panelen látható görbék félértékszélessége V_{SD} függvényében. A zöld szaggatott vonal a hőmérséklet okozta csúcs kiszélesedést jelöli.

Első lépésben a nagyfelbontással elkészített gyémántmérésekből kivett metszetek kiértékelése során azt tapasztaltam, hogy a csúcsok FWHM értéke a c , d , és e , csúcsok esetén csökkenő tendenciát mutatnak (40.a-b. ábra). Ezt is vártuk, hiszen az BG-ek mind jobban negatív irányba hangolásával folyamatosan növeljük a potenciálgátak méretét, ezáltal csökkentve a QD csatolását az elektródákhoz. Az e , csúcs szélessége több mint kétszerese a c , esetén tapasztalt FWHM-nak, ami a Γ csatolás jelentős hangolhatóságának a bizonyítéka.

A legkisebb b , csúcs esetében a csúcsban található kevés pont és a felbontás közeli csúcsmagasság miatt a szélesség csak nagy hibával volt kiértékelhető, így ezen a csúcson megismételtem a mérést különböző V_{SD} feszültségek mellett (lásd 2.c ábra). Ezzel a mérés sorozattal az volt a célom, hogy a zérus bias közeli csúcsszélességet meghatározhassam. Ha

V_{SD} -t kicsinek választjuk a csúcs eltűnik a zaj háttérben, ha túl nagynak állítjuk be a véges bias a csúcs kiszélesedésével jár. A mért csúcs előjele kb. $V_{SD} = -175\mu V$ értéknél vált előjelet, ami a QD-on eső zérus feszültséget jelöli ki. Ezt az offsetet az áramkörbe épített optocsatoló hozza létre. A különböző bias értékek mellett mért csúcsok FWHM-t már energiába konvertálva **40.d ábra** foglalja össze. A tapasztalt félértékszélességek a V_{SD} -vel kezdetben csökkennek, majd a zérus feszültségtartományában ($V_{SD} = -175\mu V$) egy minimumot megközelítve újból növekedni kezdenek. Ez tökéletes összhangban van az elvárattal, a csúcsot a véges V_{SD} kiszélesíti. Ha a mérések alapján extrapoláljuk a csúcs szélességét a zérus V_{SD} tartományba, akkor $100\mu eV$ alatt értéket kapunk. Az elméleti bevezetőben ismertetett korrekciós tag alapján a Coulomb-csúcs szélességéhez a hőmérséklet is hozzájárul, a mérések 320mK-es hőmérsékletén kb. $100\mu eV$ értékű kiszélesedést okozva, amit a zöld szaggatott vonal jelöl a **40.d ábrán**. Ez azt jelenti, hogy a Coulomb csúcs kiszélesedését alacsony V_{SD} mellett nagyrészt a termikus kiszélesedés okozza, így a QD kontaktusaihoz történő csatolása igen kicsi, jelentősen kisebb, mint $100\mu eV$.

Összegezve, megmutattam, hogy a Γ -csatolás a BG-ekre adott feszültséggel hangolható, valamint hogy a Γ -csatolás értéke lecsökkenthető $100\mu eV$ -nál lényegesen kisebb értékre, ami teljesíti az 1.4. fejezetben bemutatott Cooper-pár feltörő áramkör esetén támasztott kívánalmat, nevezetesen hogy $\Gamma < \Delta = 150\mu eV$.

A 3.2 és 3.3 fejezetben bemutatott QD tulajdonságait további mérésekkel lehetne vizsgálni, mint például a két alagút átmenet aszimmetriájának függvényében, a globális/hátsó elektróda hangolásával, vagy a használaton kívül hagyott többi BG segítségével dupla QD-ot lehetne a pálcában létrehozni. Ezen vizsgálatok elvégzésére a dolgozat leadási határidejéig nem állt rendelkezésemre elegendő idő.

4. Összefoglalás

Munkám célja az ezen dolgozatban sok oldalról bemutatott *bottomgate*-struktúrák létrehozása és tesztelése volt. Kezdve a rendelkezésre álló irodalom feldolgozásával és a későbbi alkalmazások és a hazai lehetőségek figyelembe vételével megterveztem, majd egy sor fabrikációs lépés együttes optimalizálásával kidolgoztam ezen minták előállításának könnyen reprodukálható és széles körben felhasználható receptjét.

Az elkészült chipen kialakított InAs nanopálca alapú áramkörökön végzett szoba-, majd alacsony hőmérsékletű mérésekkel bemutattam egy sor – közvetlenül a későbbi felhasználáshoz kapcsolódó – kísérletet, mint a *bottomgate*-struktúrák lábaival történő kvantumdota definiálása, az egyelektron tartomány elérése és a kvantumdota és a kontaktus közötti alagutazási ráta hangolása. Méréseim megmutatták, hogy ezen kvantumdotok kiváltképp stabilak és csendesek, amely az újonnan alkalmazott ALD-növesztett HfO_2 szigetelő réteg ígéretes felhasználhatóságát igazolja.

Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek, Dr. Csonka Szabolcsnak a folyamatos útmutatásért és a dolgozattal kapcsolatos észrevételeiért, továbbá köszönettel tartozom neki és Jesper Nygardnak a lehetőségért, hogy a munkámat a koppenhágai Niels Bohr Intézetben végezhettem. Köszönöm Shivendra Upadhyaynak a kint végzett munkám során nyújtott segítségét. Végül szeretném megköszönni Fülöp Gergőnek az LPCVD-s növesztés lehetőségére elvégzett vizsgálatát.

Hivatkozások

-
- [¹] Flindt, C., Sørensen, A. S., & Flensberg, K. (2006). Spin-Orbit Mediated Control of Spin Qubits. *Physical Review Letters*, 97(24), 1-4. doi:10.1103/PhysRevLett.97.240501
- [²] Új kísérletek a nanofizikában (előadás, BME, Fizika Tanszék); <http://dept.phy.bme.hu/education/ujkisanano.htm>
- [³] C. W. J. Beenakker (1991). Theory of Coulomb-blockade oscillations in the conductance of a quantum dot. *Physical Review Letters*, 66, 1646-1656, doi:10.1103/PhysRevB.44.1646
- [⁴] Thomas Ihn. Semiconductor Nanostructures: Quantum states and electronic transport. Publisher: Oxford University Press, ISA (2010), ISBN:019953442X
- [⁵] Fülöp Gergő (2011), Cooper-pár feltörő nanoáramkör továbbfejlesztése, MSc Szakdolgozat – BME, Fizika Tanszék
- [⁶] D. B. Suyatin, C. Thelander, M. T. Björk, I. Maximov, L. Samuelson, & D. B. Suyatin (2007). Sulfur passivation for ohmic contact formation to InAs nanowires. *Nanotechnology*, 18, 105307 doi:10.1088/0957-4484/18/10/105307
- [⁷] Hansen, A., Björk, M., Fasth, C., Thelander, C., & Samuelson, L. (2005). Spin relaxation in InAs nanowires studied by tunable weak antilocalization. *Physical Review B*, 71(20), 1-5. doi:10.1103/PhysRevB.71.205328
- [⁸] Van Dam, J. A., Nazarov, Y. V., Bakkers, E. P. A. M., De Franceschi, S., & Kouwenhoven, L. P. (2006). Supercurrent reversal in quantum dots. *Nature*, 442(7103), 667-70. doi:10.1038/nature05018
- [⁹] Hofstetter, L., Csonka, S., Nygård, J., & Schönenberger, C. (2009). Cooper pair splitter realized in a two-quantum-dot Y-junction. *Nature*, 461(7266), 960-3. doi:10.1038/nature08432
- [¹⁰] Thomas Sand Jespersen (2007), Electron Transport in Semiconductor Nanowires and Electrostatic Force Microscopy on Carbon Nanotubes, Ph.D. Thesis - University of Copenhagen. Nano-Science Center
- [¹¹] Zhou, X., Dayeh, S. A., Wang, D., & Yu, E. T. (2007). Scanning gate microscopy of InAs nanowires. *Applied Physics Letters*, 90(23), 233118. doi:10.1063/1.2746422
- [¹²] Jespersen, T., Aagesen, M., Sørensen, C., Lindelof, P., & Nygård, J. (2006). Kondo physics in tunable semiconductor nanowire quantum dots. *Physical Review B*, 74(23), 3-6. doi:10.1103/PhysRevB.74.233304
- [¹³] Fasth, C., Fuhrer, A., Björk, M. T., & Samuelson, L. (2005). Tunable double quantum dots in InAs nanowires defined by local gate electrodes. *Nano letters*, 5(7), 1487-90. doi:10.1021/nl050850i
- [¹⁴] Pfund, A., Shorubalko, I., Leturcq, R., & Ensslin, K. (2008). Pauli spin-blockade in an InAs nanowire double quantum dot. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 40(5), 1279-1281. doi:10.1016/j.physe.2007.08.141
- [¹⁵] Nadj-Perge, S., Frolov, S. M., Bakkers, E. P. a M., & Kouwenhoven, L. P. (2010). Spin-orbit qubit in a semiconductor nanowire. *Nature*, 468(7327), 1084-7. Nature Publishing Group. doi:10.1038/nature09682
- [¹⁶] S.M. Sze. Semiconductor devices: Physics and Technology. Publisher: Wiley India Pvt Ltd (2008). ISBN:812651681X
- [¹⁷] Robertson, J. (2004). High dielectric constant oxides, *Physical Journal*, 291, 265-291. doi:10.1051/epjap
- [¹⁸] Rune Hviid (2010), Hafnium Oxide Upgrades pH Sensing InAs Nanowire FET Devices MSc Thesis, University of Copenhagen. Nano-Science Center