

TUDOMÁNYOS DIÁKKÖRI KONFERENCIA
DOLGOZAT

**KAPCSOLÁSI-DINAMIKA
VIZSGÁLATA SZUPRAVEZETŐ
NANOVEZETÉKEKBEN**

Kupás Lőrinc Pál

Témavezető: Dr. Makk Péter

Konzulens: Dr. Scherübl Zoltán

BME Fizikai Intézet

Fizika Tanszék

Budapest

2024



M Ű E G Y E T E M 1 7 8 2

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem

Önállósági nyilatkozat

Alulírott Kupás Lőrinc Pál a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem fizikus MSc szakos hallgatója kijelentem, hogy ezt a dolgozatot meg nem engedett segédeszközök nélkül, önállóan, a témavezető irányításával készítettem, és csak a megadott forrásokat használtam fel. Minden olyan részt, melyet szó szerint, vagy azonos értelemben, de átfogalmazva más forrásból vettem, a forrás megadásával jelöltem.

Budapest, 2024. november 3.

Aláírás: Kupás Lőrinc Pál

Tartalomjegyzék

1. Elméleti bevezető	4
1.1. Tudománytörténeti bevezető	4
1.2. Szupravezetők elektrodinamikája	5
1.3. RF jelterjedés	11
2. Tudományos előzmények	13
2.1. Szupravezető kapuzás	13
2.2. Szupravezető kapuzás jellemzői a vizsgált mintában	14
2.3. Nagyfrekvenciás kísérleti előzmények	16
3. Kísérleti technikák	19
3.1. A használt minta	19
3.2. A használt berendezés	21
4. Eredmények	23
4.1. DC és RF karakterisztika	23
4.2. Vezeték kapuzása	26
4.3. RF kapcsolási-dinamika vizsgálata	30
4.4. Szivárgási áram okozta kapcsolat karakterizációja	34
4.5. A kapcsolat mint moduláció vizsgálata	36
5. Diskusszió	42
5.1. Az eredmények összefoglalása	42
5.2. Kitekintés	43
6. Saját eredmények	44

Bevezetés

Az elmúlt évtizedekben a Moore-törvény [14] definiálta a CMOS (complementary metal-oxide semiconductor) technológián alapuló elektromos eszközök méret- és teljesítménybeli skálázási ütemét. Ebben az évtizedben megalkotása óta először a Moore-törvény nem teljesült. A CMOS technológiával dolgozó tranzisztorok mérete elérte azt a tartományt, amely esetén a további méretbeli skálázás komoly technológiai kihívást jelent, és a gazdasági előnyei is megkérdőjelezhetőek [5]. A további számítási teljesítmény növekedés fenntartására új, a CMOS technológiától különböző lehetőségek jelenthetnek megoldást.

A további méretbeli skálázás okozta technológiai nehézségek mellett a CMOS technológiával dolgozó szuperszámítógépek megnövekedett energiaigénye és a működés során keletkező hő kezelése jelenti a legnagyobb kihívást [5]. Ezekre a problémákra nyújthat megoldást a szupravezető-CMOS hybrid szuperszámítógép koncepciója. A koncepció alapja a szupravezetők disszipációmentes vezetési mechanizmusa és alacsony hőmérsékleti operációja. Ezek a tulajdonságok a megnövekedett energiaigény és a hőelvezetés nehézsége okozta problémákra megoldást jelenthetnek. Az elképzelés szerint a számításokat szupravezető állapotban lévő áramkörökkel végzi az eszköz, és az információ tárolása konvencionális félvezető adattárolókon történik. A megvalósítást akadályozza, hogy a jelenleg létező szupravezető logikai áramkörök kimeneti jele nem kompatibilis a CMOS eszközök bemenetével [20]. Másik komoly korlát volt néhány évvel ezelőttig, hogy a szupravezető áramköröket csak mágneses térrel lehetett hangozni, ez a skálázást ellehetetlenítette [4]. Egy meglepő megfigyelés, a szupravezető kapuzás jelensége jelentős változást hozott a területen. Tisztán elektromos alapon, a félvezető tranzisztorokhoz hasonló struktúrában, kikapcsolható a szupravezetés. Ez alapjául szolgálhat a CMOS technológiával működő eszközökkel kommunikálni képes ultragyors szupraprocesszorok koncepciójának.

A szupravezető kapuzás mögött rejlő mechanizmust és a jelenséget meghatározó paramétereket és tulajdonságokat behatóan vizsgálták [15]. A kapuzás során lezajló folyamatokra jellemző időskálákat illetően viszont még számos nyitott kérdés van. A kutatómunka során a kapuzást jellemző időskálákat vizsgáltam.

A kutatómunka során DC és RF jelekkel kapuoztuk egy nanovezetéket és karakterizáltuk a nanovezeték viselkedését. Megmutattuk, hogy az RF jel két különböző mechanizmuson keresztül is el tudja nyomni a szupravezetést és meghatároztuk az egyes folyamatokat jellemző időskálákat. Numerikus számításokat végeztünk a vizsgált rendszer egyszerű modelljeit használva, amelyek segítségével értelmezni tudtuk méréseink eredményeit.

Az 1. fejezetben bemutatom az eredmények értelmezéséhez szükséges elméleti ismereteket, a szupravezetés egy fenomenologikus leírását és az RF jelterjedés elméletének alapjait. A 2. fejezetben összefoglalom a területen korábban végzett releváns méréseket és elért eredményeket. A 3. fejezetben bemutatom a használt eszközöket és eljárásokat, majd a 4. fejezetben összefoglalom az elért eredményeket. Az ötödik fejezetben diszkutálom ezek jelentőségét.

1. fejezet

Elméleti bevezető

Ebben a fejezetben a dolgozatban bemutatott eredmények értelmezéséhez szükséges ismereteket foglalom össze. Először tárgyalom a szupravezetés elméletének a kutatómunka szempontjából releváns részeit [19] alapján, majd az RF mérés technika felhasznált elméletét mutatom be [16]-re támaszkodva.

1.1. Tudománytörténeti bevezető

A szupravezetést 1911-ben fedezte fel Heike Kamerlingh Onnes. Onnes eredeti megfigyelései szerint különféle fémek elektromos ellenállása egy anyagra jellemző T_c kritikus hőmérséklet alatti tartományban eltűnik. Az 1950-es, 1960-as években kidolgozásra került a hagyományos szupravezetés átfogó elmélete. 1986-ban Müller és Bednorz megfigyelte a szupravezetőknek egy új, magas hőmérsékleten működő osztályát, melyek fenomenológiája bizonyos pontokon megegyezik a hagyományos szupravezetők fenomenológiájával. A terület a mai napig aktívan kutatott.

Elektromágneses abszorpciós mérésekkel megfigyelték, hogy a szupravezető fázisban a kvázirészecskék gerjesztési spektruma rendelkezik egy minimális értékkel, amely akár $4 \cdot k_B \cdot T_c$ is lehet [11]. Ez az eredmény konzisztens kalorimetrikus mérésekkel, amennyiben a kvázirészecske gerjesztések mindig párban történnek Fermi statisztika szerint.

A területen áttörést eredményezett a Bardeen, Cooper és Schrieffer által publikált BCS elmélet. Az elmélet szerint egy fononok által közvetített másodrendű vonzó kölcsönhatás instabillá teszi a Fermi-alapállapotot elektronpárok képződésével szemben. A BCS elmélet keretein belül megmutatható, hogy szupravezető állapotban lévő rendszer gerjesztési spektruma rendelkezik egy minimum értékkel, $E_{exc} = 2\Delta_0$. A kötött elektronpárokat nevezi a szakirodalom Cooper-pároknak, ezek hordozzák a fenomenologikus leírásokban szereplő disszipációmentes szuperáramot, ugyanis a kisenergiás gerjesztések, mint az elektronok szóródása, nem megengedett.

A Cooper-párok kötési energiájának hőmérsékletfüggésére a következő egyenlet vezethető le [12] alapján:

$$\Delta(T) = \Delta_0 \left[1 - \sqrt{\frac{2\pi k_B T}{\Delta_0}} e^{-\frac{\Delta_0}{k_B T}} \right]. \quad (1.1)$$

A kritikus hőmérséklet meghatározható a $\Delta(T_c) = 0$ egyenlet megoldásával.

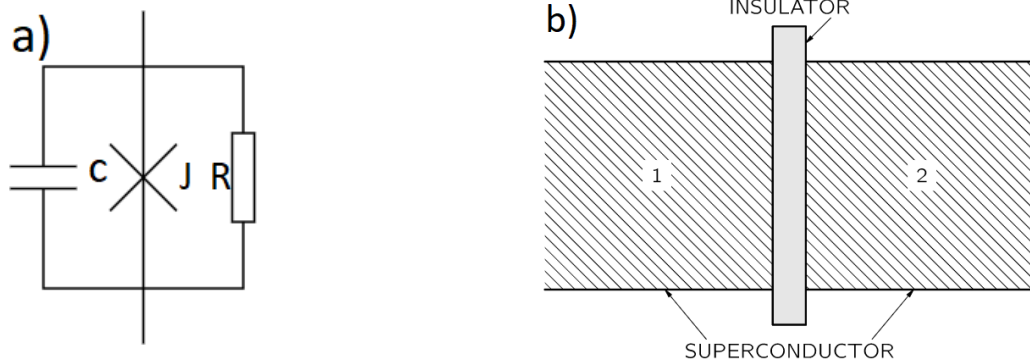
A szupravezetés részletes vizsgálatát, és számos kísérleti eredmény értelmezését, az úgynevezett Ginzburg-Landau elmélet tette lehetővé. A probléma megközelítése más volt ez esetben mint a BCS elméleté, az elmélet középpontjában a szupravezetésben résztvevő elektronok állnak, nem a gerjesztési spektrum. Bevezetésre került egy pszeudo hullámfüggvény (φ), amely a másodrendű fázisátalakulások esetén tárgyalt rendparaméternek feleltethető meg. φ a szupravezető elektronok lokális sűrűségét jellemzi az anyagban: $|\varphi(x)|^2 = n_s$. Gork'ov megmutatta, hogy a Ginzburg-Landau elmélet a BCS elmélet makroszkopikus limesze T_c közelében. φ arányos az anyagra jellemző Δ -val. Szemléletesen φ megfeleltethető a Cooper-párok tömegközéppontjának mozgását leíró hullámfüggvénynek. Ezzel a Ginzburg-Landau elmélet a szupravezetés jól kezelhető, alapvető elméletévé lépett elő.

1.2. Szupravezetők elektrodinamikája

A kutatómunka során szupravezető nanovezetékek DC és RF transzport karakterisztikáját tanulmányoztuk. A szupravezetés elméletének általános tárgyalása nem célja a dolgozatnak. Ebben a fejezetben az eredmények értelmezéséhez szükséges elméleti ismereteket foglalom össze.

Az ideális Josepshon - átmenet

A nanovezetéken mért áram - DC feszültség karakterisztikák megértéséhez az RCSJ modellt tárgyalom ebben a bekezdésben. Először megvizsgálom az ideális Josepshon-átmenet viselkedését, majd ezt kiegészítve egy realisztikusabb modellt bemutatva szemléltetem a vezeték viselkedését.



1.1. ábra. a) panel: A vizsgált minta helyettesítő képe az RCSJ modellben. R a minta normál állapotban megjelenő ellenállását jelöli, C pedig a szórt kapacitást. [21]

b) panel: Az ideális Josepshon-átmenet vázlata látható. [18]

A szupravezető részeket egy vékony szigetelőréteg kapcsolja össze az 1.1 b) ábrán látható módon, ezt nevezzük Josepshon-átmenetnek. Amennyiben a szigetelőréteg kellően vékony, a Cooper-párok az egyik térrészből a másikba átjuthatnak alagúteffektussal. A továbbiakban feltételezzük hogy a szigetelő két oldalán található szupravezetők azonos anyagból készültek.

A baloldalon található szupravezető sokelektron hullámfüggvénye legyen ψ_1 , a másik oldalon található elektronok sokelektron hullámfüggvénye legyen ψ_2 . Ekkor a két szupravezetőben található elektronok időfüggő Schrödinger-egyenletét a következőképpen írhatjuk fel:

$$i\hbar \frac{\partial \psi_1}{\partial t} = U_1 \psi_1 + K \psi_2 \quad (1.2)$$

$$i\hbar \frac{\partial \psi_2}{\partial t} = U_2 \psi_2 + K \psi_1, \quad (1.3)$$

ahol K a két szupravezető közötti csatolás erősségét fejezi ki, ez az átmenet jellemzője, U pedig az elektrosztatikus potenciális energia az adott szupravezetőben.

Kapcsoljunk V feszültséget a szupravezetők közé! Ekkor $U_1 - U_2 = q \cdot V$ egyenlethez jutunk. Az energia nullaszintjét a két szupravezető energiája közé, középre definiálva az egyenletek a következő alakban írhatóak fel:

$$i\hbar \frac{\partial \psi_1}{\partial t} = \frac{qV}{2} \psi_1 + K \psi_2 \quad (1.4)$$

$$i\hbar \frac{\partial \psi_2}{\partial t} = -\frac{qV}{2} \psi_2 + K \psi_1. \quad (1.5)$$

A BCS elmélet egyik következménye, hogy a sok elektron rendszert leíró makroszkopikus hullámfüggvényt kereshetjük a következő, egyszerű alakban:

$$\psi_1 = \sqrt{\rho_1} \cdot e^{i\Theta_1} \quad (1.6)$$

$$\psi_2 = \sqrt{\rho_2} \cdot e^{i\Theta_2}, \quad (1.7)$$

ahol Θ_1 és Θ_2 fázisfaktorok, ρ_1 és ρ_2 , pedig az elektronok sűrűsége a szupravezetőben. Ebben az esetben $\rho_1, \rho_2 = \rho_0$, továbbá $\Theta_1 - \Theta_2 = \delta$.

Beírva (1.6)-ot és (1.7)-et az (1.4) és (1.5) egyenletekbe, a következő összefüggéseket kapjuk:

$$I = I_c \cdot \sin \delta \quad (1.8)$$

$$\dot{\delta} = \frac{2eV}{\hbar}, \quad (1.9)$$

ahol I_c az úgynevezett kritikus áram. Tehát feszültségesés nélkül is folyhat áram az átmeneten a szupravezetők fázisának különbsége hatására. A fáziskülönbség az előfeszítés értékével változik. A töltéssűrűségeket az átmeneten folyó áram ellenére kezelhetjük konstansként a két szupravezetőben, ugyanis a felírt Schrödinger-egyenletekben nem vettük figyelembe az átmenetre kapcsolt telepet, amely fenntartja a potenciálkülönbséget a két szupravezető között.

Konstans feszültség mellett a Josepshon-átmenet I-V karakterisztikája a következő:

$$I = I_c \sin \left(\delta_0 + \frac{2eVt}{\hbar} \right). \quad (1.10)$$

A karakterisztika nem lineáris, AC áram folyik. Megvizsgálva az $I(t)$ kifejezésben szereplő tagok nagyságrendjeit, megállapíthatjuk, hogy a szinusz függvény gyorsan oszcillál általánosan használt feszültségértékek esetén, ennek megfelelően az átmeneten mért DC áram értéke zérus. $V = 0$ esetén az áram δ_0 függvényében vesz fel értéket $-I_c$ és I_c között, tehát disszipációmentes DC áram folyik az átmeneten.

Realisztikus közelítés, az RCSJ modell

Amennyiben $I > I_c$, akkor $V = I \cdot R$ összefüggésnek megfelelő I-V karakterisztikával bír a minta, ezt egy, a Josepshon-átmenettel párhuzamosan kapcsolt R ellenállással vesszük figyelembe, amelynek értéke megegyezik a normál állapotú ellenállással. A használt minták geometriájából fakadóan szórt kapacitás is megjelenik a mérések során, ezt egy párhuzamosan kapcsolt kapacitással vesszük figyelembe. A helyettesítő áramkör az 1.1 a) ábrán látható.

A csomóponti törvénynek megfelelően a következő összefüggést kapjuk az áramviszonyokra az ábrán látható elrendezésben:

$$I = C \cdot \frac{dV}{dt} + I_c \cdot \sin \delta + \frac{V}{R}, \quad (1.11)$$

ahol az első tag a kapacitáson megjelenő eltolási áram, a második tag a Josepshon-átmeneten átfolyó áram, a harmadik tag pedig az ellenálláson átfolyó áram.

Amennyiben a δ fázisfaktort megfeleltetjük egy tömegpont helykoordinátájának ($\delta \rightarrow x$), egy csillapított mozgást végző tömegpont mozgásegyenletét kapjuk a következő megfeleltetések bevezetésével:

$$m = \left(\frac{\hbar}{2e} \right)^2 C \quad (1.12)$$

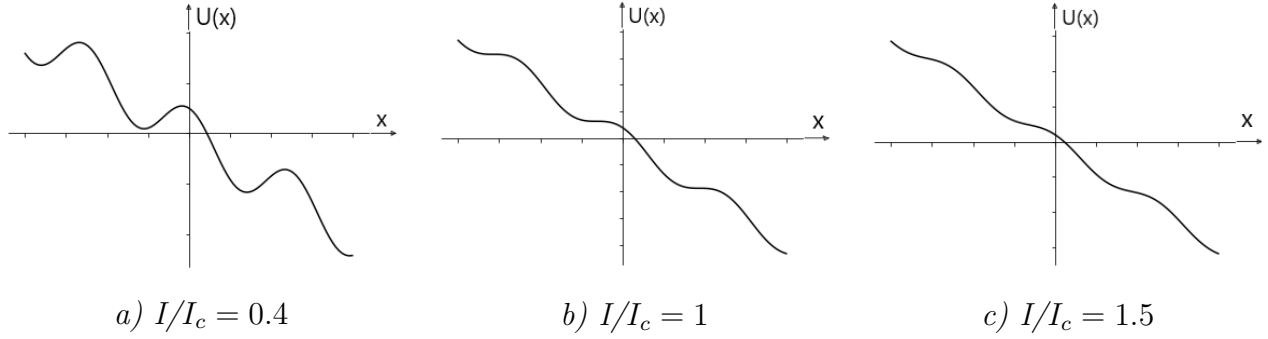
$$\eta = \left(\frac{\hbar}{2e} \right)^2 \frac{1}{R} \quad (1.13)$$

$$F = \frac{\hbar I_c}{2e} \left(\frac{I}{I_c} - \sin \delta \right), \quad (1.14)$$

ahol η a közeg viszkozitását leíró mennyiség, m pedig a tömegpont tömege.

Felhasználva hogy $\mathbf{F} = -\nabla U$, a mozgást létrehozó potenciál a következő alakú:

$$U(\delta) = -\frac{\hbar I_c}{2e} (\cos \delta + \frac{I}{I_c} \delta). \quad (1.15)$$



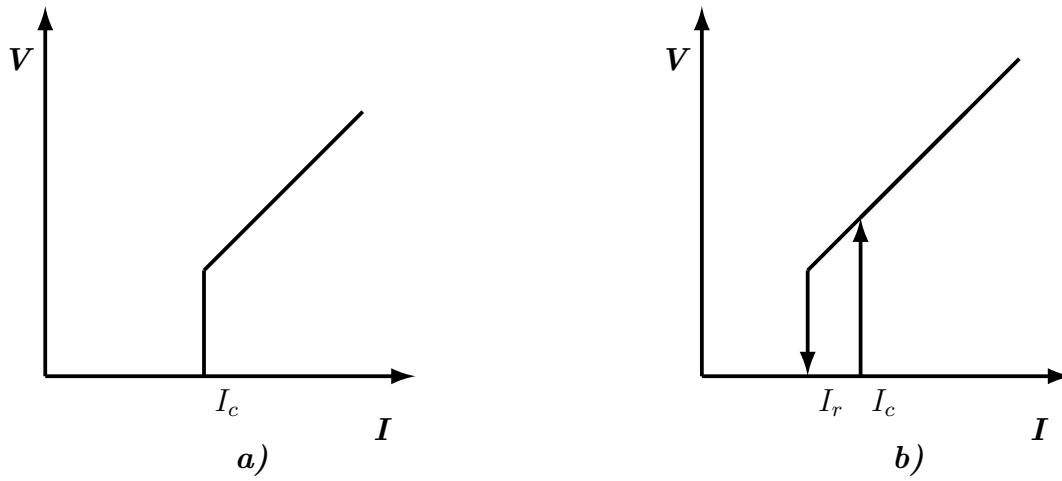
1.2. ábra. Különböző I/I_c értékek esetén a vizsgált potenciál.

a) panel: A potenciál potenciálveremként funkcionál a tömegpont számára.

b) panel és c) panel: A potenciál nem jelent korlátozást a tömegpont mozgásában, a tömegpont "legurul a lejtőn".

Az 1.2 ábrán a mozgásegyenlethez társított potenciál látható különböző I/I_c értékek esetén. Amennyiben $I/I_c < 1$, a tömegpont potenciálveremben van, ezért nem tud elmozdulni, ez látható az a) panelen. Ekkor, a bevezetett analógia szerint, a δ fázis az időben nem változik, feszültségmentes az átmenet, tehát szupravezető állapotban van a rendszer. Az $I/I_c > 1$ esetén észrevehetően megváltozik a potenciál jellege, a tömegpont képes az elmozdulásra, ez látható a c) panelen. Ekkor $\dot{\delta} \neq 0$, tehát feszültséget mérünk az átmeneten, azaz normál állapotban van a rendszer. A leírtaknak megfelelő karakterisztikát láthatunk az 1.3 ábra a) paneljén, $I < I_c$ esetben feszültségmentes a minta, $I = I_c$ esetén feszültség jelenik meg a mintán, a feszültséget tovább növelve az Ohm-törvénynek megfelelő a minta viselkedése.

Jelöljük I_r -rel (retrapping current) a normál állapotból szupravezető állapotba történő kapcsoláshoz tartozó áramértéket! Induljunk ki normál állapotból és csökkentsük az áram értékét! Ekkor megkülönböztetünk alulcsillapított és túlcsillapított eseteket. Túlcsillapított esetben a potenciálveremben megáll a tömegpont, ugyanis a kinetikus energiája nem elegendő hogy kijusson a veremből, a csillapítás megfékezi a mozgást, tehát $I_r = I_c$. Alulcsillapított esetben a tömegpont nem áll meg a potenciálveremben a meglévő kinetikusenergiája miatt. Tovább csökkentve az áramot a tömegpont biztosan megáll, ugyanis a tömegpont kinetikus energiája kisebb lesz mint a disszipáció, ekkor $I_r < I_c$. A leírtaknak megfelelő karakterisztikák láthatóak az 1.3 ábrán.



1.3. ábra. A Josephson-átmenet lehetséges $V - I$ karakterisztikái.

a) panel: Túlszillapított eset, nincsen hiszterézis, tehát az I_c megegyezik az I_r értékkel.

b) panel: Alulszillapított eset, a hiszterézis megjelenik. Normál állapotból kisebb bias áram esetén kapcsol vissza a vezeték szupraállapotba mint fordítva.

Az 1.3 a) panelen a túlszillapított eset látható. Az I_r megegyezik az I_c -vel, nincs hiszterézis. Az 1.3 b) panelen az alulszillapított eset látható. Szupravezető állapotból indulva, növelve a meghajtóáramot I_c kritikusáram elérésekor vált át a rendszer normál állapotba. Normál állapotból kiindulva, csökkentve a meghajtóáramot a rendszer I_r érték elérésekor vált át szupravezető állapotba. A korábban bemutatott elméletnek megfelelően az I_r áramérték jelentősen kisebb mint az I_c .

Szupravezetők AC viselkedése

Elektromos vezetés, amely esetén az elektronok végtelen szabadúthosszal rendelkeznek, klasszikus megfontolásokkal nem értelmezhető. Ennek ellenére az elektromos vezetés egyik első elmélete, a Drude-modell kiegészítésével a szupravezetés egy fenomenologikus leírása adható.

A Drude-modellben a klasszikus mechanika törvényeinek megfelelően felírható a vezetésben résztvevő elektronok mozgásegyenlete:

$$m \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} = e \cdot \vec{E} - \frac{m \cdot \vec{v}}{\tau}, \quad (1.16)$$

ahol $\vec{v}$ az átlagos driftsebesség, τ pedig a fenomenologikus relaxációs idő, amely a rácshibák okozta szóródásokból származó relaxációt jellemzi. Normál fémek esetén az (1.16) egyenlet $\vec{v} = \frac{e \cdot \vec{E} \cdot \tau}{m}$ driftsebességet definiál. n elektronsűrűség esetén az áramsűrűségvektorra a következő összefüggés adódik:

$$\vec{J} = n \cdot e \cdot \vec{v} = \frac{n \cdot e^2 \cdot \tau}{m} \cdot \vec{E} = \sigma \cdot \vec{E}, \quad (1.17)$$

amely megegyezik a jól ismert Ohm-törvénnyel. Ez a modell lehetőséget teremt a szupravezetést jellemző végtelen vezetőképesség bevezetésére egy n_s mennyiség képzésével, amely azon elektronok sűrűségét jelöli amelyek esetén nincsen szóródás okozta relaxáció, tehát $\tau_s \rightarrow \infty$.

Az (1.16) és (1.17) egyenleteket felhasználva a szóródásmentesen vezető elektronokra az alábbi egyenlet érvényes:

$$\frac{d\vec{J}_s}{dt} = \frac{n_s \cdot e^2}{m} \cdot \vec{E}. \quad (1.18)$$

Az (1.18) egyenletbe beírva a megfelelő Maxwell-egyenleteket vektorazonosságok kihasználásával a következő összefüggések levezethetők:

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{\vec{E}}{\lambda^2} \quad (1.19)$$

$$\nabla^2 \dot{\vec{B}} = \frac{\dot{\vec{B}}}{\lambda^2}, \quad (1.20)$$

ahol $\lambda^2 = \frac{m}{\mu_0 \cdot n_s \cdot e^2}$ a külső terekre vonatkozó behatolási mélység. Az (1.19) egyenlet a külső elektromos tér lecsengését írja le λ tartományban, az (1.20) pedig a B -tér állandóságát foglalja magába. A szupravezetők Meissner-effektusának leírásához a következő összefüggést kell definiálnunk a külső mágneses tér és a szupravezető felületén általa keltett áramok között:

$$\vec{B} = -\mu_0 \cdot \lambda^2 \cdot \nabla \times \vec{J}, \quad (1.21)$$

ennek a feltételnek az úgynevezett London-mérték felel meg: $\vec{A} = -\mu_0 \cdot \lambda^2 \cdot \vec{J}$. A külső B -tér által keltett áramok a behatolási mélység által határolt tartományban folynak. Konvencionális szupravezetők esetén $\lambda \sim 10$ nm. $\lambda(t = T / T_c)$ mérésével meghatározhatjuk az n_s fenomenologikus paraméter hőmérsékletfüggését. Ez általánosságban a következőképpen írható fel:

$$\frac{n_s}{n} = 1 - t^4. \quad (1.22)$$

Tehát $T = 0$ hőmérsékleten csak szupravezető elektronok vannak a rendszerben. Az (1.22) egyenlet jellemezte összefüggést az 1.4 ábra a) panelen ábrázoltam. Az eddigi megfontolások DC meghajtásra vonatkoztak. A következőkben a bemutatott eljárást harmonikus meghajtásra alkalmazom. Vizsgáljuk a rendszer viselkedését $E(t) = E \cdot e^{i\omega \cdot t}$ meghajtás esetén! Harmonikus meghajtás esetén az (1.16) egyenlet a következő alakot ölti:

$$\left(\frac{m}{\tau} + i \cdot m \cdot \omega \right) \cdot \vec{v} = e \cdot \vec{E}. \quad (1.23)$$

A vezetőképesség leolvasható az (1.23) egyenletből: $\sigma = \frac{n \cdot e^2}{m} \cdot \frac{1 - i\omega\tau}{1 + \omega^2 \cdot \tau^2} = \sigma_1 - i \cdot \sigma_2$. Korábbi megfontolásainknak megfelelően a szupravezető elektronokra a $\tau \rightarrow \infty$ esetet kell vizsgálni.

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} \sigma_{1s} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{n_s \cdot e^2}{m} \cdot \delta(\omega) \quad \lim_{\tau \rightarrow \infty} \sigma_{2s} = \frac{n_s \cdot e^2}{m \cdot \omega} \quad (1.24)$$

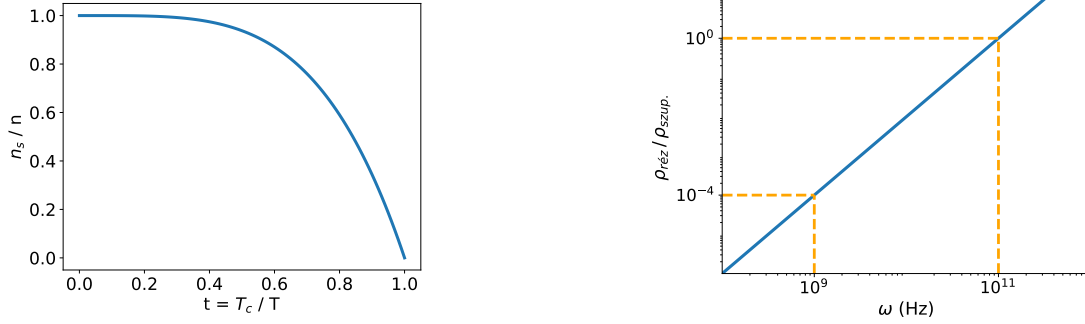
Az $\omega \cdot \tau \ll 1$, azaz tipikusan $\omega \ll 10^{12} \left(\frac{1}{s} \right)$ régióban dolgozva a normálállapotban lévő elektronokra a vezetőképesség a következő alakban adható meg:

$$\sigma_n = \frac{n_n \cdot e^2 \cdot \tau}{m} \quad (1.25)$$

A vezető által disszipált teljesítmény kiszámítható:

$$P = \rho \cdot I^2 = \Re \left(\frac{1}{\sigma_n + \sigma_s} \right) \cdot I^2 = \frac{\sigma_n}{\sigma_n^2 + \sigma_s^2} \cdot I^2. \quad (1.26)$$

Az (1.25) és (1.24) egyenletek alapján megállapítható, hogy szupravezető állapotban $P \sim \omega^2$. Tehát a konvencionális szupravezetők nem disszipáció mentesen vezetnek AC jelek alkalmazása esetén.



1.4. ábra. a) panel: A szupravezetésben résztvevő elektronok hányada a T/T_c függvényében. A T_c közelében lassan, majd a T_c -től távolodva gyorsan visszaszorul a szupravezetés a vezetékben. b) panel: A (1.26) egyenletben szereplő vezetőképesség fajlagos ellenállásra váltva YBCO anyag esetén szupravezető állapotban a réz fajlagos ellenállásához viszonyítva a frekvencia függvényében.

Az 1.4 ábra b) panelen látható YBCO (1.26) egyenlet alapján számított fajlagos ellenállása $T = 77$ K-en. Megállapítható, hogy a telekommunikációs tartományban, ahol $\omega \sim 10^9$ (Hz), tehát a bemutatott elmélet érvényes, ~ 4 nagyságrenddel kisebb a fajlagos ellenállás mint a réz fajlagos ellenállása. Tehát az alkalmazott frekvenciákon elhanyagolható a vizsgált vezetékből származó disszipáció.

1.3. RF jelterjedés

A kutatómunka során GHz-es tartományban végeztünk méréseket. Ebben a frekvenciatartományban a jelek terjedésekor figyelembe kell venni a véges terjedési sebesség és az esetleges visszaverődések okozta hullámjelenségeket. A számunka fontos jelenségeket és mennyiségeket mutatom be az alábbiakban [16]-re támaszkodva.

A modern elektronikában használt koaxiális kábelek kedvező tulajdonságai a fix geometria és anyagi paraméterek a vezeték teljes hosszában. Ennek köszönhetően a vezetékeket modellezhetjük passzív elemek kapcsolásaként a jelterjedés szempontjából. Ezek a modellek jól kezelhetők egyenletekhez vezetnek, melyek meghatározzák a vezetékben terjedő jel fázisát és amplitúdóját a hely és idő függvényében. Ezekre az egyenletekre távíróegyenletek néven hivatkozik az irodalom [22]. Nagyfrekvenciás hálózatok vezetőképességét jellemző mennyiség az úgynevezett hullámimpedancia:

$$Z = \frac{U(x,t)}{I(x,t)}, \quad (1.27)$$

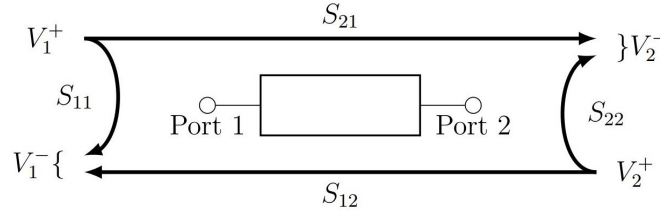
amely a DC hálózatok ellenállásával analóg mennyiség. A hullámimpedancia amplitúdó mellett fázissal is rendelkezik, ennek megfelelően komplex mennyiség.

Küldjünk egy Z_0 kimeneti impedanciájú jelgenerátorból $U_{be}(\omega)$ nagyfrekvenciás harmonikus jelet egy Z_0 impedanciával rendelkező koaxiális kábelre, amelyet Z impedancián keresztül kapcsoltunk a földhöz! A betáplált és visszavert jelek amplitúdója és fázisa között az alábbi összefüggés írható fel a távíróegyenletek alkalmazásával:

$$\frac{U_{be}(\omega)}{U_{ref}(\omega)} = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} = \Gamma \in \mathbb{C}. \quad (1.28)$$

Precíz mérések elvégzéséhez visszaverődés mentes áramkörre van szükségünk, ennek megfelelően $Z = Z_0$ impedancia-illesztéssel dolgozunk.

Egy hálózat transzmissziós viszonyait az úgynevezett szórási mátrix jellemzi. A szórási mátrix elemei a hálózatra jellemző $S_{ij} = \frac{V_i^-}{V_j^+} |_{V_k^+ = 0 \forall k \neq j}$ -paraméterek, melyek megmutatják hogy a hálózat j portjára betáplált jel mekkora hányada mérhető az i porton, 1.5 ábra. Az S-paraméter komplex mennyiség, amely nem csak az amplitúdó nagyságát, hanem a jel fázisát is tartalmazza.



1.5. ábra. Egy tetszőleges kétportos hálózat S-paramétereit szemléltető ábra. Az i portra betáplált feszültségek rendre V_i^+ , míg a port felől jövő jel V_i^- -ként van jelölve [16].

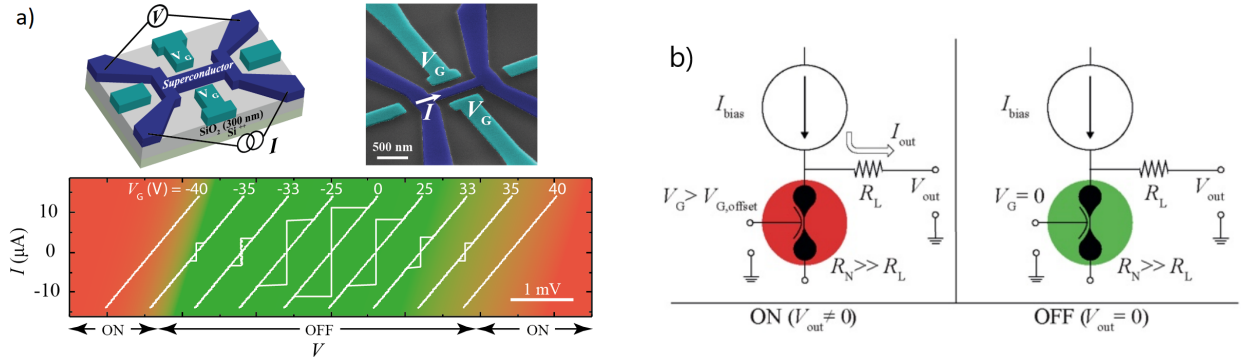
2. fejezet

Tudományos előzmények

Ebben a fejezetben a releváns tudományos előzményeket mutatom be. Ismertetem a szupravezető kapuzást először bemutató cikket és a kutatócsoport releváns eredményeit. Végül bemutatom két cikk eredményeit melyekben vizsgálták a kapcsolás dinamikáját és a megjelenő időskálákat.

2.1. Szupravezető kapuzás

A szupravezető kapuzás jelenséget fémes rendszerekben először Francesco Giazotto vezette kutatócsoport publikálta 2018-ban [17]. 900 nm hosszú, 200 nm széles és 30 nm vastag Ti vezeték kritikus áramának (I_c) függését vizsgálták a vezetékhez közeli, ~ 50 nm távolságra helyezett kapuelektrodákra kapcsolt feszültségtől (V_{kapu}). A geometria és a mért $I_c - V_{kapu}$ karakterisztika a 4.14 ábra a) panelen látható.



2.1. ábra. a) panel: A szupravezető nanovezeték és a kapuk alkotta elrendezés [17]. A szupravezető kék, a kapuelektrodák zöld színűek az ábrán. A zöld régióban szupravezető állapotban, a sárga régióban normál állapotban van a nanovezeték, ennek megfelelő $I - V$ karakterisztikával.

b) panel: A logikai kapuk alapvető alkotóelemének vázlata [15]. Szupravezető vezeték kapuzásával az áramkörben folyó áram eloszlása, ezzel a feszültségviszonyok, megváltoztathatóak.

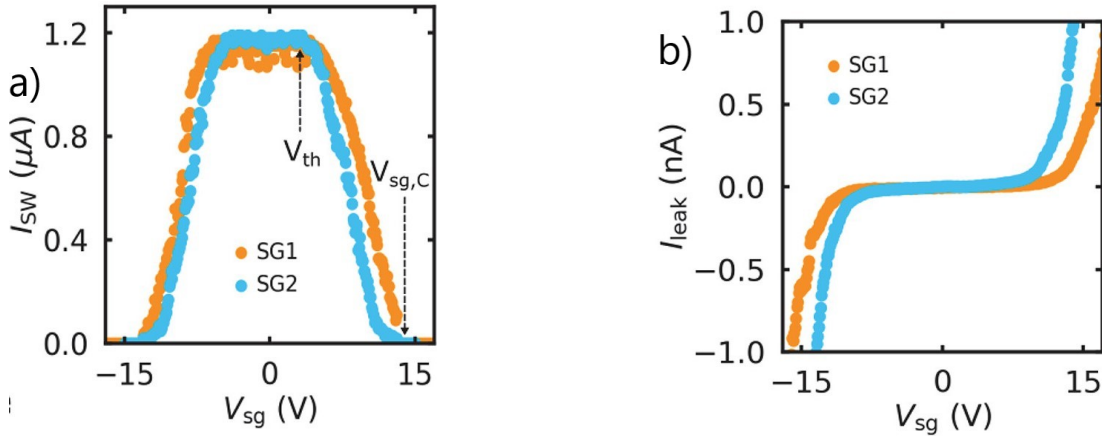
Az 1. fejezetben leírtaknak megfelelően, a vezetékben szuperáram folyik amíg annak nagysága el nem éri a vezetékre jellemző kritikus áram értékét. A kutatómunka alapját jelentő meglepő

megfigyelés a 2.1 a) ábra alján látható. Az ábrán $I - V$ karakterisztikák láthatóak a V_{kapu} függvényében. A kapufeszültséget növelve csökken a vezeték kritikus árama. Megfelelő nagyságú kapufeszültséget alkalmazva átkapcsolhatjuk a mintát szupravezető állapotból normál állapotba, azaz a szupravezetés teljesen elnyomható. A kapcsolás a szupra és normál állapotok között lehetőséget teremt szupravezető vezetékekből készült összetett áramkörök vezérlésére és elektronikai alkalmazására, 2.1 ábra b) panel. Az ábrán látható elrendezésben a szupravezető nanovezetéket normál állapotba kapcsolva megváltoztathatóak a feszültségviszonyok az áramkörben.

A 2.1 ábra a) panelen bemutatott viselkedést az elmúlt években számos kutatócsoport tanulmányozta [15]. A kapuzási mechanizmus elméleti magyarázatáról nincsen tudományos konszenzus. Az elvégzett mérések alapján megfigyelhető, hogy a használt szupravezető anyag milyensége, és a minta készítése során alkalmazott eljárás a kapuzás természetét erősen befolyásoló paraméterek. A kutatómunka során használt vezetékeket a kutatócsoport széleskörűen tanulmányozta korábban. A továbbiakban ezen eredményekre támaszkodva összefoglalom a használt mintában mérhető kapuzás fontosabb tulajdonságait, jellemzőit.

2.2. Szupravezető kapuzás jellemzői a vizsgált mintában

A [8] munkában a kutatómunka során vizsgált nanovezetékekkel megegyező eljárással készített vezetékeket vizsgált a kutatócsoport a 2.1 ábra a) panelen látható geometriában.



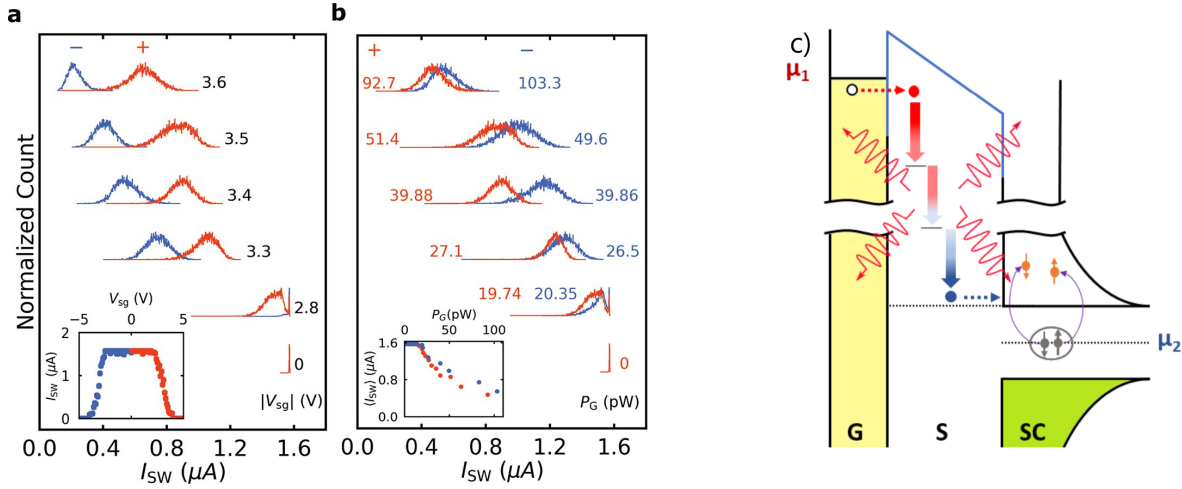
2.2. ábra. A [8] cikkben vizsgált vezetékre jellemző karakterisztikák.

a) panel: A mért $I_c - V_{kapu}$ karakterisztika a két kapuelektroda esetén.

b) panel: A kapuelektroda és a vezeték között folyó szivárgási áram a V_{kapu} függvényében.

A 2.2 a) panelen látható a mért $I_{sw} - V_{kapu}$ karakterisztika a két kapuelektroda esetén. Rögzítettként V_{kapu} értékét a vízszintes tengelyen található értékeken és mérték a vezetéken eső feszültséget I_{bias} függvényében. Egy meghatározott értéknél nagyobb mért feszültség esetén a vezetéket átkapcsoltnak tekintették, az ehhez tartozó I_{bias} érték az ábrázolt I_{sw} (kapcsolási áram). A vezeték kapuzása során mérték a kapuelektroda és a vezeték között folyó szivárgásiáramot ($I_{leak} = I_l$). A b) panelen látható a vezeték - kapu párokra jellemző $I_l - V_{kapu}$ karakterisztika. Megfigyelhető, hogy az I_c elnyomásakor az I_l értéke jelentős emelkedést mutat.

A kapuzással elért kapcsoláshoz nem társítható egy fix kapcsolási áram ($I_{sw}=I_s$), az I_s értéke változik egy szűk tartományon belül mérésről mérésre. Megvizsgálták a kapcsolási áram eloszlását a kapuelektrodára kapcsolt ellentétes polaritású feszültségek esetén. Az I_s eloszlásának jellege információt hordozhat a kapcsolat természetéről. A 2.3 ábra a) panelen V_{kapu} abszolútértéke szerint, a b) panelen a szivárgási áramok által disszipált teljesítmény ($P_l=|V_{kapu}| \cdot I_l$) szerint párosították az eloszlásokat. A kék görbék a negatív, a piros görbék a pozitív polaritású V_{kapu} értékekhez tartozó adatok. A párba rendezett eloszlások mellett az adatsorok rögzítése során alkalmazott $|V_{kapu}|$ értékek láthatóak. Az inset-ekben az $I_s - V_{kapu}$, és az $I_s - P_l$ karakterisztikák láthatóak a pozitív és negatív polarításokra. Az azonos $|V_{kapu}|$ mellett rögzített eloszlások jelentős eltérést mutattak, viszont a megegyező P_l esetén rögzített eloszlások jó egyezést mutattak.



2.3. ábra. Az I_s eloszlása V_{kapu} függvényében [8].

a) panel: A normált I_s eloszlások azonos abszolútértékű V_{kapu} értékek szerint párosítva. Az inset-ben az $I_s - V_{kapu}$ karakterisztika látható.

b) panel: A normált I_s eloszlások azonos P_l értékek szerint párosítva. Az inset-ben az $I_s - P_l$ karakterisztika látható. A kék a negatív, a piros szín a pozitív polaritást jelöli.

c) panel: A megfigyelt tulajdonságok egy lehetséges magyarázata. A vezeték és kapuelektroda között alkalmazott feszültség hatására elektronok relaxálódnak a szubsztrátban, ezzel fononokat keltenek melyek felmelegítik a vezetéket.

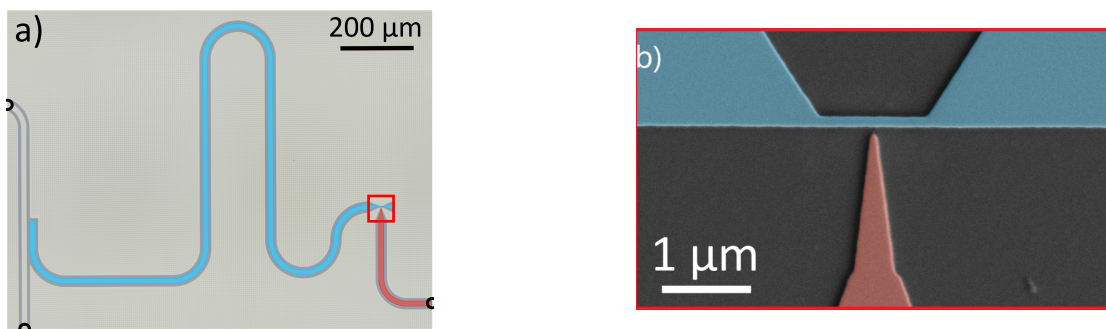
A bemutatott eredmények alapján megállapítható, hogy a V_{kapu} polaritása befolyásolja az elnyomás jellegét, illetve a P_l mennyiség meghatározó a kapuzás során. Számos egyéb, hasonló vezetékek használatával végzett munka is hasonló eredményekre vezetett [15]. Ezek alapján a következő értelmezés adható: nagyenergiás elektronok lépnek ki a negatív polaritású fémből melyek a szubsztrátban relaxálódnak. A relaxáció során nemegyensúlyi fononokat keltenek, melyek felmelegítik a vizsgált vezetéket, ezzel csökkentve az arra jellemző I_s -t. A mechanizmus részletes tanulmányozása a [10], [7], [2] és [8] munkákban található.

2.3. Nagyfrekvenciás kísérleti előzmények

A kapuzás jelenségének nagyfrekvenciás karakterizációja jelenleg is aktívan kutatott terület. A kapuzással elérhető legnagyobb kapcsolási-frekvencia a szupravezető kapuzás elektronikai alkalmazhatóságának szempontjából az egyik legfontosabb paraméter, illetve a nagyfelbontású időfelbontott mérések értékes információkkal szolgálhatnak a kapuzási-mechanizmus megértéséhez. Ebben a részben nagyfrekvenciás méréseket bemutató cikkek [13], [9] a kutatómunka szempontjából fontos eredményeit foglalom össze.

Rezonátor karakterisztikájának vizsgálata időfelbontásban

A [13] munkában egy 20 nm vastag Nb nanovezetéket helyeztek koplanáris hullámvezető rezonátorba. A rezonátort kapacitívan csatolták egy tápvezetékhez, és koherens mikrohullámú jelekkel vizsgálták az állapotát. A vezetéktől 70 nm távolságra egy kapuelektrodát helyeztek. Kapufeszültség alkalmazásakor a vezeték induktivitása megváltozik. A rendszer rezonancia frekvenciája, f_r , eltolódik az induktivitás megváltozásakor. Az összeállítás a 2.4 ábrán látható.

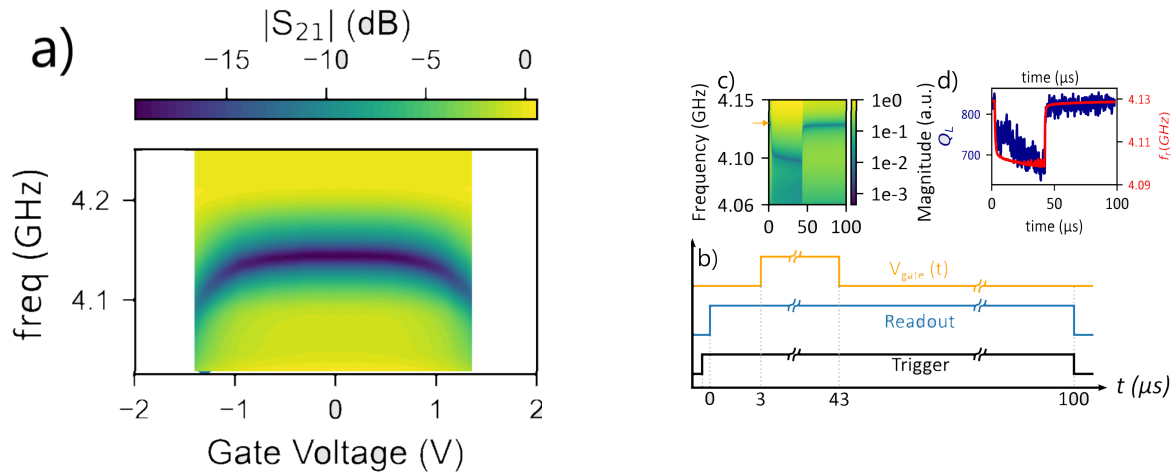


2.4. ábra. A [13]-ben használt geometria.

a) panel: Optikai kép a rezonátorról és a tápvezetékéről. A piros keret a kapuzott vezetéket tartalmazza.

b) panel: A vezeték-kapuelektroda geometria. A kapu 70 nm távolságra volt a vezetéktől.

A komplex transzmissziós együtthatót (S) mérték a kapufeszültség és kiolvasó-frekvencia függvényében, ez a 2.5 ábra a) panelen látható. A színskálának megfelelően a kékes tartomány jelöli az f_r körüli szűk tartományt. Megállapítható, hogy a kapufeszültség függvényében változik az f_r a várakozásoknak megfelelően. A frekvencia eltolódása megfeleltethető a vezeték induktivitásának megváltozásával.



2.5. ábra. a) panel: S paraméter nagysága a kiolvasó-frekvencia és V_{kapu} függvényében. V_{kapu} -t növelve a rezonancia frekvencia csökken a vezeték induktivitásának megváltozása miatt.

b) panel: Az alkalmazott pulzusszekvenciák.

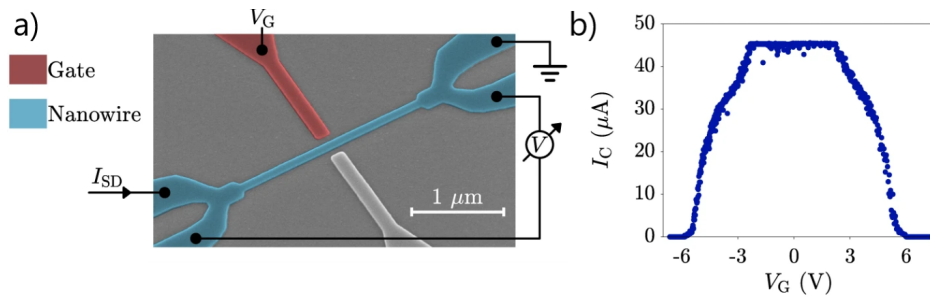
c) panel: Az S paraméter frekvenciafüggése időfelbontásban. A kapura érkező pulzus eltolja a rezonancia frekvenciát.

d) panel: A rezonátor jósági tényezőjének és a rendszer rezonancia frekvenciájának időfelbontása.

A spektroszkópia elvégzése után időfelbontásban vizsgálták a rendszer S paraméterét és a rezonátor jósági tényezőjét (Q). A 2.5 ábra b) panelnek megfelelő pulzusszekvenciákat alkalmaztak a mintán. A 2.5 ábra c) panelen időfelbontásban ábrázolták az S paraméter frekvenciafüggését. Jól láthatóan a kapura megérkező pulzus eltolja az f_r -t. A Q paramétert görbeillesztéssel lehet meghatározni. A 2.5 ábra d) panelen a rezonátor jósági tényezőjét és az adott pillanatban aktuális f_r -t ábrázolták az idő függvényében. Exponenciális függvények lineárkombinációját illesztve a Q és S paraméter fel- és lefutó éleire ~ 25 ns-os karakterisztikus időállandókat határoztak meg a cikk szerzői a vizsgált nanovezetékre vonatkozóan. A rezonátor időállandója az időfelbontást korlátozza legfeljebb ~ 20 ns-ra. Az ennél gyorsabb folyamatok méréséhez széles sávú mérésekre van szükség.

Kapcsolási-dinamika direkt vizsgálata időfelbontásban

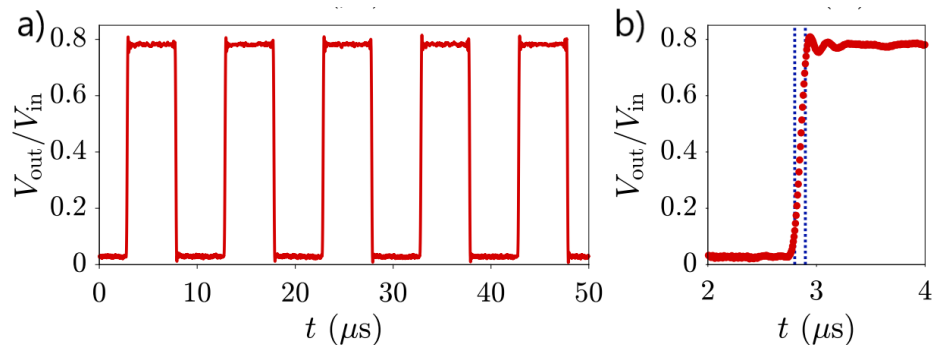
A [9] munkában direkt eljárással mérték egy $2 \mu\text{m}$ hosszú és 80 nm széles TiN nanovezeték kapcsolási-dinamikáját időfelbontásban. A vezetéket egy 80 nm távolságra helyezett oldalkapuval kapcsolták. A geometria és a vezetékre jellemző $I_s - V_{\text{kapu}}$ karakterisztika az 2.6 ábrán látható.



2.6. ábra. a) panel: A [9] cikkben használt geometria.

b) panel: A vizsgált vezeték $I_c - V_{\text{kapu}}$ karakterisztikája.

A vezeték transzmissziós együtthatóját Zurich Instruments UHFLI lock-in erősítővel mérték, amely 30 ns-os időfelbontást tett lehetővé. Alacsonyhőmérsékletű bias-T-k alkalmazásával 250 MHz-es négyszögjelet kevertek egy megfelelően beállított DC offset értékkel a kapuelektrodán és mérték a rendszer transzmisszióját időfelbontásban, 2.7 ábra a) panel. A mért transzmisszió felfutó éle látható jobb felbontásban a b) panelen.



2.7. ábra. a) panel: A mért transzmissziós együttható 250 MHz-es négyszögjel megfelelő DC offset-re keverése esetén a kapuelektrodán.

b) panel: Egy felfutó él jobb felbontásban. A felfutás ideje ~ 90 ns.

A jel felfutása ~ 90 ns alatt történik, amely a műszer időállandójának háromszorosa, tehát ennél gyorsabb felfutást ezzel az eljárással nem lehet detektálni. A kapcsolási-dinamika részletes vizsgálatához ennél jobb időfelbontásra van szükség.

3. fejezet

Kísérleti technikák

Ebben a fejezetben az elvégzett mérések körülményeit, a használt mintát és mérési összeállítást mutatom be.

3.1. A használt minta

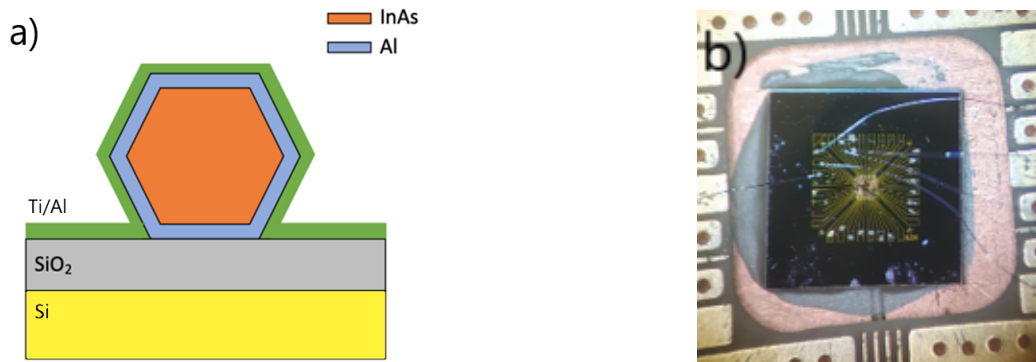
A kutatómunka során indium-arzenid nanopálcára növesztett alumíniumhéj viselkedését vizsgáltam. Az általunk használt nanopálcát molekula sugaras epitaxia (MBE, molecular-beam epitaxy) eljárással állították elő [1]. Az eljárás során a hordozót felmelegítik ~ 100 °C hőmérsékletre és molekulásugarat irányítanak rá. Kis fluxus alkalmazásakor az elemeknek van ideje beépülni a kristályrácsba. A rétegnövesztést elektrondiffrakciós eljárással ellenőrzik (RHEED).

A nanopálcát úgynevezett vapour-liquid-solid (VLS) eljárással növesztették [3]. Arany katalizátor szemcséket tettek a hordozóra, melyeket szuperszaturált állapotba hoztak a pre-cursor gázok bejuttatásakor, amelyekből az In és As részecskék kiválnak. Ennek köszönhetően az arany szemcséken megindul a nukleáció. A VLS eljárást alkalmazva csak a katalizátorpontok helyén indul meg a rétegnövekedés, tehát ez az eljárás pálcák előállítását teszi lehetővé. A pálcák átmérőjét az arany csepp átmérője határozza meg, tehát ez egy jól kontrollálható paraméter a pálcák növesztésekor. A pálcák méreteit a pre-cursor fluxus és a növesztési intervallum hossza határozza meg. Az Al héjat $\text{\AA}/s$ sebeséggel a vákuumkamrában párologtatták a vezetékre a nagy vákuum megszakítása nélkül. A vákuum tartása fontos a folyamat során, ugyanis levegő hatására az InAs pálcá felületén egy oxid réteg jön létre, amelyet az Al felvitele előtt el kellene távolítani. Az oxid réteg eltávolítása során roncsolódhat a felület. Ezzel egy nagytisztaságú határfelület jött létre a pálcá és a szupravezető között, tehát epitaxiális Al réteget kaptunk a pálcán.

A nanopálcákat dőpólatlan Si szubsztrátra helyeztük, amelyen 290 nm vastag SiO_2 réteg volt. A nanopálcához tartozó kontaktusokat és kapuelektrodákat EBL (electron beam lithography) eljárással definiáltuk és vákuumpárologtatással készítettük el. A kontaktvezetékek alumíniumból, a kapuelektrodák pedig aranyból készültek. A kontaktvezetékek és kapuvezetékek a 3.2 ábra a) panelen láthatóak.

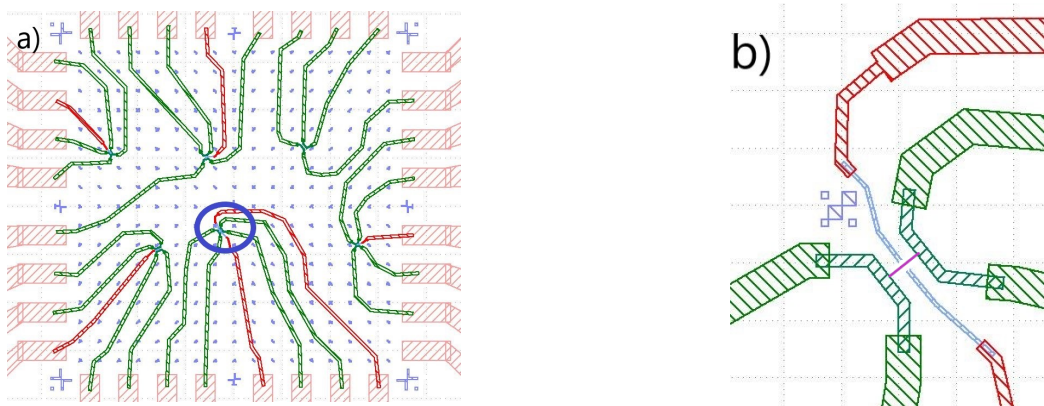
Az elkészült minta a 3.4 ábra a) paneljén látható kék keretben. A vízszintes lila vezeték a vizsgált nanopálcá, a függőleges vezetékek a kapuelektrodák, a széleken látható kék és sárga struktúrák pedig a kontaktusok. A vezeték és kapuelektrodák közötti távolság ~ 50 nm, a vezeték hossza ~ 4 μm . A kapuelektrodák és kontaktusok design-ja a 3.2 ábra b) panelen látható. A kialakított geo-

metria kvázinégy pont-mérést tett lehetővé. A kontakt egyik ágán keresztül áramot folytatunk be, a másik ágon pedig a mintán eső feszültséget mérhetjük. A pálca metszetét a 3.1 ábra a) paneljén ábrázoltam nem méretarányosan. A b) panelen a hordozó látható a nyák megfelelő csatlakozóihoz bondolva. A hordozón látható sárga struktúrák a bonding pad-ek. Ezeket kötik össze a litografált kontaktvezetékek a nanovezeték megfelelő pontjaival. A bonding pad-ek másik végeire kerülnek a bondvezetékek amelyek a nyákhoz kapcsolják a pálcát. A nyák a mérőrendszerhez csatlakozik egy speciális tartóba helyezve, ezzel összekötve a nanovezetéket a mérőműszerekkel.



3.1. ábra. a) panel: A vizsgált minta metszete. A zöld réteg a kontakttelektróda. Az epitaxiális Al héj (kék) tulajdonságait vizsgáltuk. Az ábra nem méretarányos.

b) panel: A sárga struktúrák egyik végére a bondvezetékek kerülnek, másik végei pedig a megfelelő kontaktvezetékekkel átfednek, ezzel a mintát a nyákhoz kapcsolva. A nyák a mérőműszerekkel van összeköttetésben.

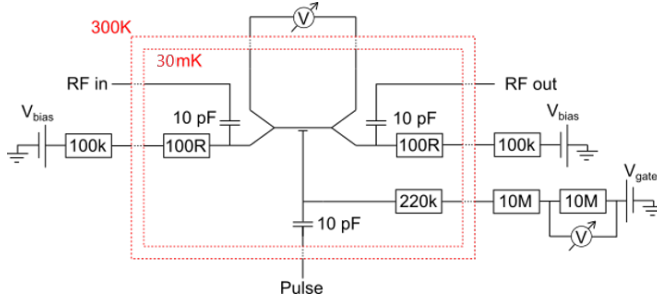


3.2. ábra. a) panel: A litográfia során készített kontaktvezetékek (zöld) és kapuvezetékek (piros). A barnás struktúrák a bonding pad-ek végei, ezek másik végére kerülnek a bond vezetékek.

b) panel: A kék körrel jelzett rész nagyítva. A vizsgált nanovezeték (lila) köré litografált kontaktusok, vezetékek és kapuk design-ja.

3.2. A használt berendezés

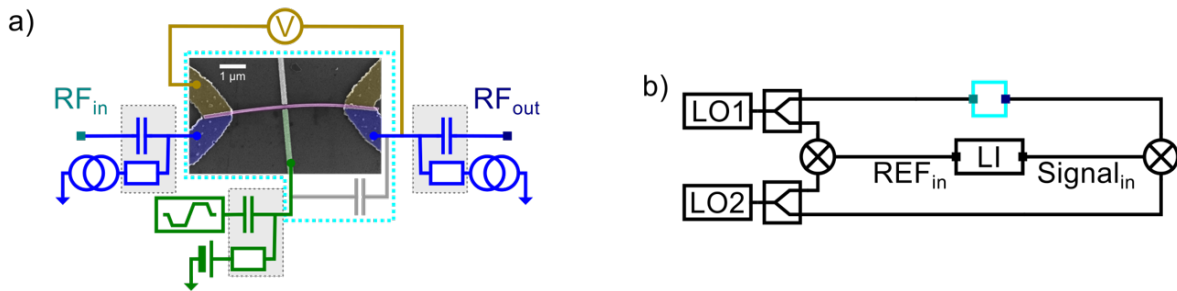
A kutatómunka során RF és DC jelekkel vizsgáltuk a bemutatott mintát. RF és DC jeleket küldtünk a biaságba és a kapuelektrodára bias-tee-k alkalmazásával, és mértük a vezeték választát. Az ehhez szükséges berendezést és eljárást mutatom be ebben a részben.



3.3. ábra. A használt elektronika blokkábrája. Bias tee-k használatával a biaságban és a kapuelektroda esetében is tudtunk DC-vel kevert RF jelet alkalmazni.

Méréseink elvégzéséhez egy He₃-He₄-es mK-es hűtőrendszert használtunk. A berendezés 30 mK-es hőmérsékletre hűtötte le a vizsgált mintát. A 3.3 ábrán látható a használt áramkör pontos blokkábrája. Megfelelő nagyságú előtétellenállás alkalmazásával a mintát áramgenerátoros meghajtással vizsgáltuk. Az előfeszített láb és a kapuelektroda esetében is DC-vel kevert RF jelet alkalmaztunk bias tee-k használatával. A DC előfeszítést Yokogawa Gs200 forrás, az RF jelet Zurich Instruments HDAWG Arbitrary Waveform Generator, illetve egy Rohde & Schwarz SGS100A SGMA RF forrás szolgáltatotta. A nanovezeték szimmetrikusan volt előfeszítve, ezzel elkerültük a vezeték feltöltődését a kapuelektrodára érkező pulzusok következtében.

Kísérleteink során a rendszer transzmisszióját mértük Zurich Instruments UHFLI Lock-in detektor használatával és R&S ZNB20 vektor hálózat analizátorral (VNA, vector network analyzer), illetve hárompont ellenállást mértünk a vezetéken Agilent 34401a multiméterrel, ugyanis a vezeték egyik lába nem működött. A szivárgási áramot a kapuelektroda elé kapcsolt előtétellenálláson átfolyó áramként azonosítottuk. Ezt ugyanazzal a típusú multiméterrel mértük.



3.4. ábra. a) panel: A vizsgált minta kapcsolási rajza az áramkörben. Bias-T-eket használva a bias és kapu ágban is DC-vel kevert RF jeleket tudtunk alkalmazni. A négylábos design-nak köszönhetően hárompont feszültséget mértünk a vezetéken.

b) panel: Az LO1 és LO2 Rohde Schwarz SGS100A SGMA RF forrásból származó jeleket össze-szoroztuk a minta előtt és után. A különbségi frekvenciákat vettük az UHFLI inputnak és referenciának.

Célunk a vizsgált minta gyors pulzusokra adott válaszáinak vizsgálata. Ez DC és RF jelekkel is kivitelezhető. A rendelkezésre álló mérőrendszer RF transzmissziós méréseket tesz lehetővé, illetve

ez az eljárás induktív válasz detektálását is lehetővé teszi, ezért ezt alkalmaztuk. Egy nagyfrekvenciával (GHz tartomány) és kis amplitúdóval rendelkező jelet küldtünk át a nanovezetéken a biaságban. Ez a jel a kis amplitúdó miatt nem változtatta meg a vezeték állapotát, viszont a transzmisszió nagyságáról és fázisáról információt hordoz. A hordozójelet időfelbontásban direktemódon nem tudtuk mérni kellően jó időfelbontás hiányában, ezért lekeveréssel demoduláltuk a hordozójelet. A hordozójelel demodulálását kétféle eljárással végeztük. Egyik esetben lekevertük 300-400 MHz-es tartományba, és egy lock-in erősítő segítségével rögzítettük, 3.4 ábra. Ez az eljárás 30 ns-os limitet adott az időfelbontásra. A gyors mérés jelentősen rontotta a jel-zaj arányt, ezért egy mérést 500 - 2000 alkalommal végeztünk el és átlagoltuk a rögzített adatokat. A jobb időfelbontás érdekében direkt módon lekevertük a mérendő jelet DC-re és digitalizáltuk az UHFLI scope moduljával. Ez az eljárás 1.8 GS/s mintavételezési sebességet tett lehetővé, a nagy időfelbontást igénylő méréseket ezzel az eljárással végeztük el. Ezzel az összeállítással egyszerre tudtuk a rendszer DC és RF karakterisztikáját rögzíteni.

4. fejezet

Eredmények

Ebben a fejezetben a kutatómunka során elért eredményeket mutatom be. Először kalibráltuk az RF mérőberendezést amellyel dolgoztunk, majd elvégeztük a nanovezeték DC és RF karakterizációját. Nagyfrekvenciás pulzusokkal kapcsoltuk a nanovezetéket szupravezető és normál állapot között és realizáltunk egy eddig a területen nem publikált kapcsolási-mechanizmust. Meghatároztuk a kapcsolási-dinamikát jellemző időskálákat.

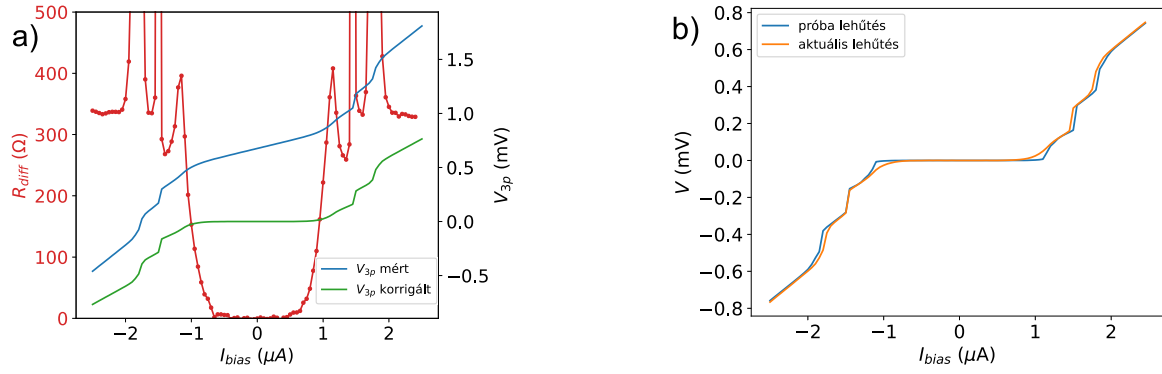
4.1. DC és RF karakterisztika

A kapcsolási-dinamika vizsgálatához először karakterizálnunk kell a minta DC és RF transzmissziós viselkedését. A DC és RF karakterisztikák alapján kiválaszthatjuk a nagyfrekvenciás kapuzás során alkalmazott munkapontokat. A 3. fejezetben bemutatott összeállítással mértük a minta DC viselkedését és a rendszer RF transzmisszióját a biasáram függvényében.

DC karakterisztika

A DC karakterizálás során növeltük a biasáramot és mértük a vezetéken eső feszültséget. A négy lábú design (3.4 ábra a) panel) lehetővé teszi a négy pont feszültségmérést. Esetünkben a vezeték egyik lába nem működött, ezért csak három pont feszültségméréssel dolgoztunk. Ez konstans többletellenállást eredményezett a méréseinkben, amely az I - V görbéken lineáris járulékként jelenik meg. $I_{bias} = 0$ körüli egyenesillesztéssel meghatározható a feszültségoffset és a három pont eljárásból fakadó lineáris járulék. Ezeket korrigáltam a $V_{3p, cor.} = V_{3p, meas.} - V_{3p, meas.}(I_{bias} = 0) - \left. \frac{dV_{3p, meas.}}{dI_{bias}} \right|_{I_{bias}=0} \cdot I_{bias}$ összefüggéssel. Egy mért és korrigált görbe a 4.1 ábra a) panelen látható.

A 4.1 ábra a) panelen ábrázoltam egy mért I - V karakterisztikát (kék). Az ismertett eljárással meghatároztam a korrigált I - V karakterisztikát (zöld). A meghajtó áramot a negatív maximumból indítottuk és fokozatosan növeltük. A markáns feszültségmentes tartományon a vezeték szupravezető állapotban van. Megfigyelhető, hogy az I - V karakterisztika ezen vezeték esetében nem rendelkezik hiszterézissel. A korrigált görbét deriválva meghatározható a differenciális ellenállás minden áramérték esetén (piros). A minta $R_{norm.} = 333 \Omega$ normálállapotú ellenállással rendelkezik, ezt a normálállapotú tartományra illesztett egyenes meredekségéből olvastam le.



4.1. ábra. a) panel: A vizsgált minta DC karakterisztikája. A hárompontmérésből fakadóan korrigálni kellett az adatokban egy lineáris járulékot. A csúcsok az R_{diff} -ben a fázisátalakuláskor bekövetkező ugrásokhoz tartoznak. b) panel: $I - V$ görbék az első próbalehűtésből és az aktuális lehűtésből. A görbékben megjelenő fázisátalakulások reprodukálnak.

A differenciális ellenállásban megjelenő csúcsok a fázisátalakuláskor az $I-V$ görbében megjelenő ugrások miatt jelentek meg. Több ugrás is megfigyelhető az $I-V$ görbén. A 4.1 b) ábrán látható két különböző lehűtés során rögzített $I - V$ görbe. Az ugrások reprodukálnak, ebből arra következtettünk, hogy a vezeték egyes szegmensei nem ugyanakkora I_{bias} esetén kerültek normálállapotba, ez indokolja hogy több ugrás is megfigyelhető az $I - V$ görbén, amelyek jellege állandó. Az első ugrást a vezeték belső részének átkapcsolásával, a külsőket pedig a kontaktus régió átkapcsolásával azonosítottuk. A két görbe közötti különbséget a 3.3 ábrán látható egyik bias-tee-ben használt kapacitásértékek közötti különbség adja.

RF karakterisztika

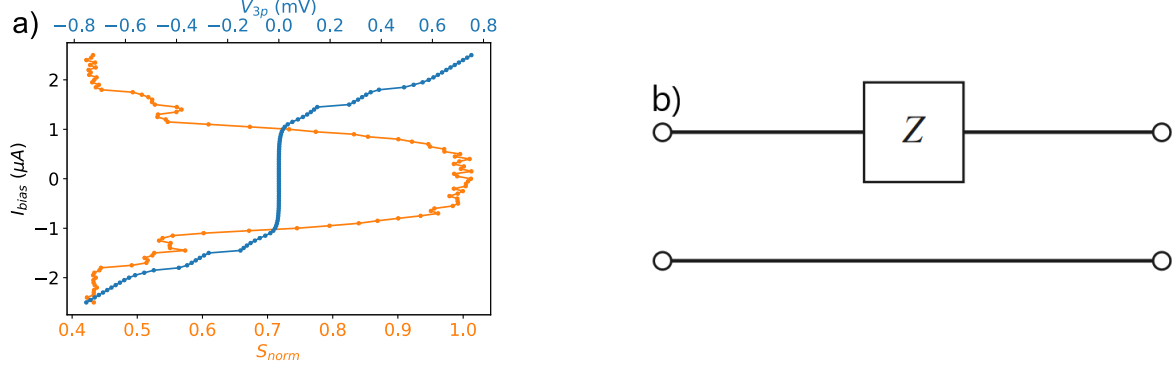
Az RF karakterizálás során a rendszer transzmissziójának valós és képzetes részét mértük az UHF-LI segítségével a 3. fejezetben leírtaknak megfelelően. A vizsgált rendszert 50Ω impedanciával bíró vezetéknek modelleztük, amellyel az előfeszített vonalon Z impedanciát kapcsoltunk sorba. A modell a 4.2 ábra b) panelen látható. A tápvonal elmélet szerint a rendszer impedanciáját meghatározhatjuk a transzmissziós együttható ismeretében [6]:

$$Z = 2 \cdot Z_0 \cdot \frac{1 - S_{norm}}{S_{norm}}, \quad (4.1)$$

ahol $S_{norm} = \frac{S}{|S_0|}$ és $Z_0 = 50 \Omega$. S_0 az S átlagértéke $I_{bias} = 0$ körül, tehát $R_{minta}=0$ esetén egy 50Ω impedanciájú rendszer transzmissziója. Itt feltételeztük hogy a vezeték kinetikus induktivitása kicsi. A normálásra azért volt szükség, mert a rendszer transzmissziója alapvetően kicsi az áramkörben található attenuátorok és erősítők miatt. Az $I_{bias} = 0$ állapotra normálással ez kiküszöbölhető. A normált transzmisszió a vizsgált vezeték állapotáról hordoz információt a háttér nélkül.

Kapcsolatot kerestünk a minta DC ellenállása és impedanciája között, illetve a minta impedanciájának frekvenciafüggését modellező helyettesítőképet kerestünk. A DC ellenállás és impedancia közötti összefüggés segítségével tudjuk értelmezni a későbbi RF mérések eredményeit. A helyettesítő kép a minta RF viselkedésének mélyebb megértését teheti lehetővé.

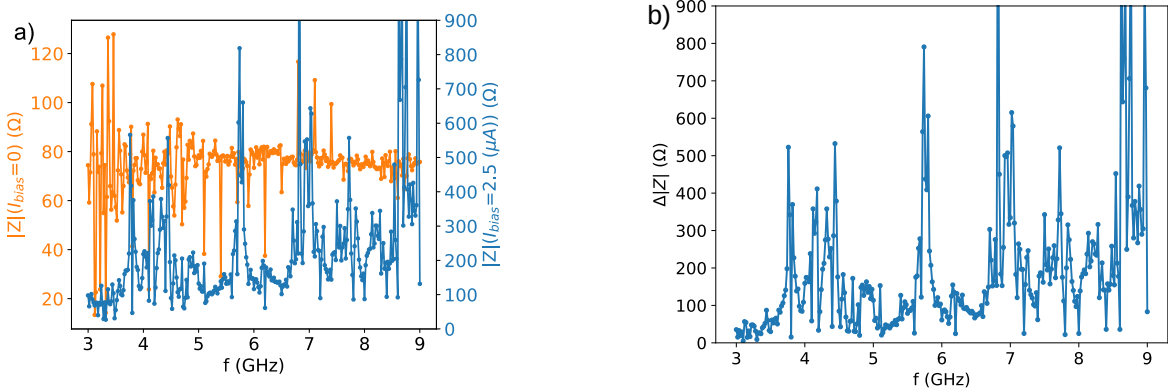
A mintán I_{bias} DC áramot folytattunk át az RF vivőjel mellett és mértük az S_{norm} . és V_{3p} mennyiségeket. Az $|S_{norm}|$ mennyiséget ábrázoltam az I_{bias} függvényében a 4.2 ábra a) panelen sárgával, kékkel pedig a mintán eső feszültséget. Az ábrán megfigyelhető, hogy feszültségesés esetén, tehát amikor a minta rezisztív állapotba kapcsol, $|S_{norm}|$ jelentősen csökken.



4.2. ábra. a) panel: $|S_{norm}|$ mennyiség és V_{3p} az I_{bias} függvényében. Jól észrevehető negatív korreláció van a két mennyiség között.

b) panel: A használt modell. A vezeték előfeszített vonalán található a Z impedancia.

A minta impedanciájának frekvenciafüggését megadó helyettesítőkép meghatározásához a mintán átküldött vivőjel frekvenciáját változtattuk. Az impedancia valós és képzetes részére függvényt illesztve elméletileg meghatározható a szükséges áramkör felépítése és az ebben található elemek értékei.



4.3. ábra. a) panel: $|Z|$ frekvenciafüggése a normál (sárga) és szupra (kék) tartományban.

b) panel: $\Delta|Z| = |Z|_{norm} - |Z|_{sup}$ a vivőfrekvencia függvényében.

A 4.3 a) ábrán ábrázoltam a rendszer impedanciájának nagyságát (4.1) egyenlet alapján a vivőjel frekvenciájának függvényében szupra (sárga) és normál (kék) állapotok esetén. A frekvenciafüggés összetett viselkedést mutat a minta szupraállapota esetén is. A bonyolult függést az áramkörben található egyéb elemek RF karakterisztikája, és azok között fellépő lehetséges reflexiók okozhatják. A mérőberendezés elektronikája összetett, ennek a modellezésével nem foglalkoztunk

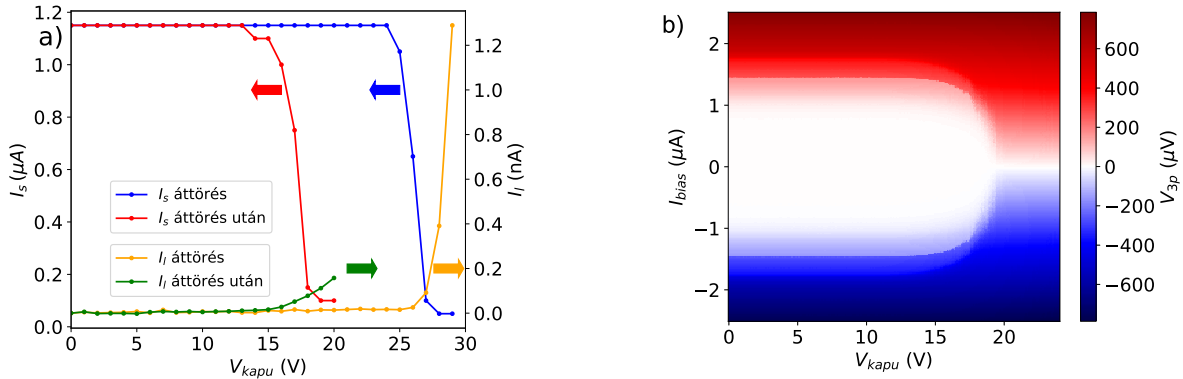
a továbbiakban. A 4.3 ábra b) panelen ábrázoltam a $\Delta|Z| = |Z|_{norm} - |Z|_{sup}$ mennyiséget a frekvencia függvényében. A minta állapotváltozásából fakadó impedancia-növekedés is bonyolult frekvenciafüggést mutat. Ennek modellezésével a továbbiakban nem foglalkoztunk, tehát nem tudtunk helyettesítőképet megadni. Nem tudtunk csak RF jelből a minta impedanciájára vonatkozóan kvantitatív állítást megfogalmazni, ezért a DC karakterisztikát használjuk kalibrációként. Méréseinket a továbbiakban egy fix vivőfrekvencián végeztük, amelyen empirikus összefüggést határoztunk meg az S paraméter és R_{DC} között. Ezt az összefüggést a vezeték RF karakterisztikájának tárgyalásakor részletezem. Így értelmezni tudtuk az S paraméter által a minta állapotáról hordozott információt.

4.2. Vezeték kapuzása

Az általunk használt vezetéktípus DC kapuzási-karakterisztikáját széleskörűen vizsgálta a kutatócsoport korábban [8]. Célunk a kapuzási-mechanizmus RF karakterizációja volt, ennek megfelelően a DC méréseket részleteiben itt nem elemzem.

DC kapuzási-karakterisztika

A vezetékre jellemző állandósult $I_s - V_{kapu}$ karakterisztika úgynevezett formázás után alakul ki [8]. A formázás során járjuk a kapu és vezeték között kialakult vezetési csatornán keresztül a szivárgási áramot, amíg a kapuzást jellemző paraméterek állandósulnak. A vezetési csatorna megjelenésekor és a formázása után állandósult állapotára jellemző $I_s - V_{kapu}$ és $I_l - V_{kapu}$ karakterisztika a 4.4 ábra a) panelen látható.

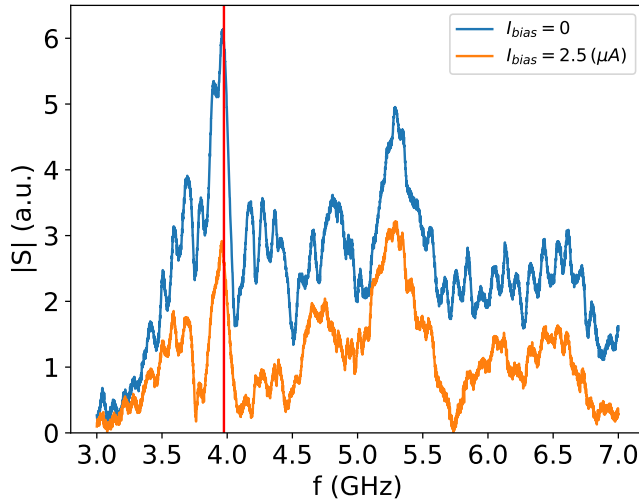


4.4. ábra. a) panel: A vezeték és kapuelektroda közötti vezetési csatorna kialakulásához tartozó V_{kapu} és I_l (kék és sárga), illetve a stabil állapot (piros és zöld) paramétereit. Megfigyelhető, hogy a vezetési csatorna kialakításakor és stabilizálása után különböznek a rendszert jellemző paraméterek. A paraméterek stabilizálásához járni kell a szivárgási áramot a vezetésicsatornán keresztül. b) panel: Nagyfelbontású hő térkép a stabil állapotról. A színskála a mintán eső korrigált feszültséget jelöli. Az I_{bias} -t a negatív polaritású maximumból indítottuk minden V_{kapu} esetén. Megfigyelhetően nincsen hiszterézis az I_s -ben. V_{kapu} értékét növelve a szupratartomány (fehér) zsugorodik, majd teljesen eltűnik.

A vezetési csatorna első alkalommal ~ 26 V-os V_{kapu} esetén jelenik meg, ugyanis ezen érték után csökken az I_s (kék) és emelkedik az I_l (sárga). Ezt követi a vezetési csatorna formázása és stabilizálása. A stabilizálás után rögzített I_s (piros) és I_l (zöld) már ~ 18 V-os V_{kapu} esetén mutatják

a kapuzást. A továbbiakban $V_{k\ddot{u}sz\ddot{o}b}$ -ként hivatkozom az I_s teljes elnyomásához tartozó V_{kapu} -ra. A b) panelen a minta DC kapuzási karakterisztikája látható. I - V görbéket vettünk fel rögzített V_{kapu} értékek mellett. A színskála a mintán eső feszültséget jelöli, a piros és kék régiókban a vezeték rezisztív állapotban van, a fehér régióban szupravezető, mivel nem esik rajta feszültség. A V_{kapu} 0 - 15 V-os tartományában az I - V görbék változatlanok, az I_s értéke nem változik. $V_{kapu} > 15$ V esetén az I_s értéke csökken V_{kapu} növelésével, a vezeték kapuzva van. $V_{k\ddot{u}sz\ddot{o}b} \sim 19$ V-os értékénél az $I_s = 0$, tehát a vezeték teljesen normál I - V karakterisztikát mutat. A karakterisztikákban mutatott $V_{k\ddot{u}sz\ddot{o}b}$ értékek ~ 3 V nagyságú ingadozással bírnak. Egy mérésen belül a $V_{k\ddot{u}sz\ddot{o}b}$ érték stabil, az ingadozás ennél lényegesen nagyobb időskálán történik.

RF kapuzási-karakterisztika



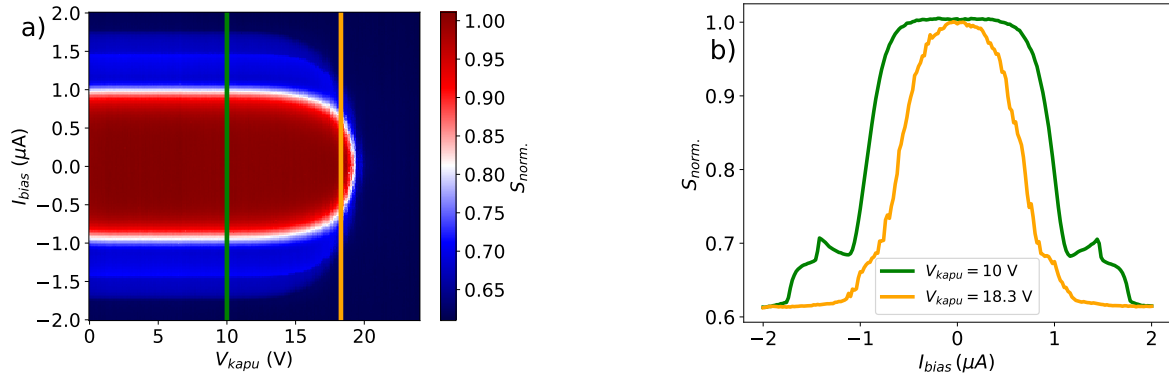
4.5. ábra. $|S|$ frekvenciafüggése a normál (sárga) és szupra (kék) tartományban. A piros függőleges vonal jelöli a kiválasztott $f=3.975$ (GHz) frekvenciát.

Az RF karakterisztika részben bemutatott frekvenciafüggés miatt a további RF méréseket egy rögzített vivőfrekvencia alkalmazásával végeztük el, így az eredmények összehasonlíthatóak. Egy VNA használatával feltérképeztük a rendszerre jellemző $S(f)$ függést (4.5 ábra). $f=3.975$ GHz-es vivőfrekvencián a rendszer transzmissziója nagy, ezért a továbbiakban ezt az értéket alkalmaztuk.

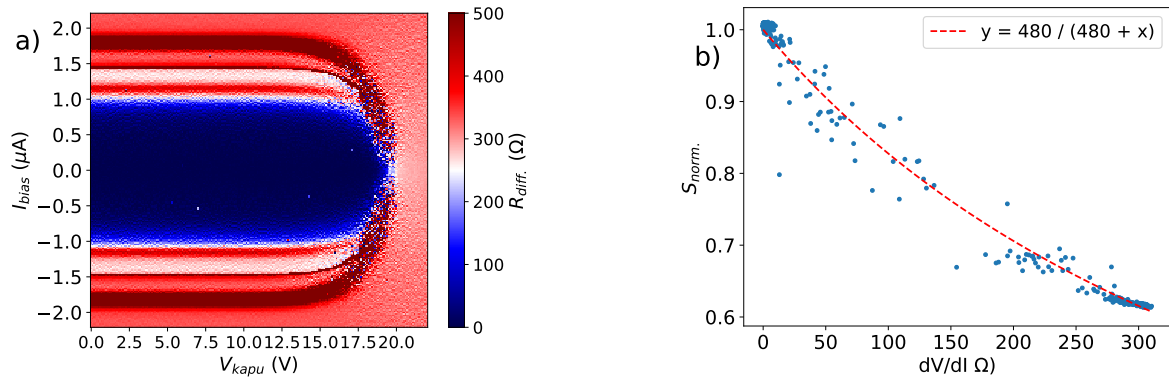
A 4.6 ábra a) panelen a rendszer $S(I_{bias} = 0, V_{kapu} = 0)$ értékre normált S paraméterét ábrázoltam a V_{kapu} és I_{bias} függvényében. A normált transzmisszió értéke 1 a minta szupravezető állapotában (piros tartomány), és kicsi a rezisztív állapotban (kék tartomány). Jól láthatóan a 4.4 ábra b) panelen ábrázolt térképpel jó egyezést mutat a rögzített térkép.

$V_{kapu} > 15$ V esetén növelve V_{kapu} értékét a szuprarégió zsugorodik, az I_s csökken, majd teljesen eltűnik. A b) panelen az a) panelen ábrázolt térképből kivett függőleges, tehát fix

V_{kapu} mellett rögzített, karakterisztikákat ábrázoltam a behúzott vonalaknak megfelelő színezéssel. A $V_{kapu} = 10$ V esetén rögzített $S_{norm.} - I_{bias}$ karakterisztika (zöld) jól láthatóan nagyobb I_{bias} esetén vág le mint a $V_{kapu} = 18.3$ V esetén rögzített karakterisztika (sárga). A 4.7 ábra a) panelen a 4.4 ábrán látható korrigált feszültségből számított differenciális ellenállást ábrázoltam a V_{kapu} és I_{bias} függvényében. A térképen jól elkülöníthető a normál és szupra tartomány, illetve megfigyelhetőek a korábban leírt ugrásokból származó csúcsok, amelyek reprodukálnak minden mérésben.



4.6. ábra. a) panel: A normált S paraméter a V_{kapu} és az I_{bias} függvényében. Jól elkülönül egymástól a szupra és a normál tartomány (piros és kék).
b) panel: Az a) panelen látható térképről kivágott szeletek a színezésnek megfelelően. Jól láthatóan $V_{kapu} = 18.3$ V esetén (sárga) detektálható a kapuzás, ugyanis kisebb I_{bias} értéknél csökken S_{norm} . értéke mint $V_{kapu} = 10$ V esetén (zöld).

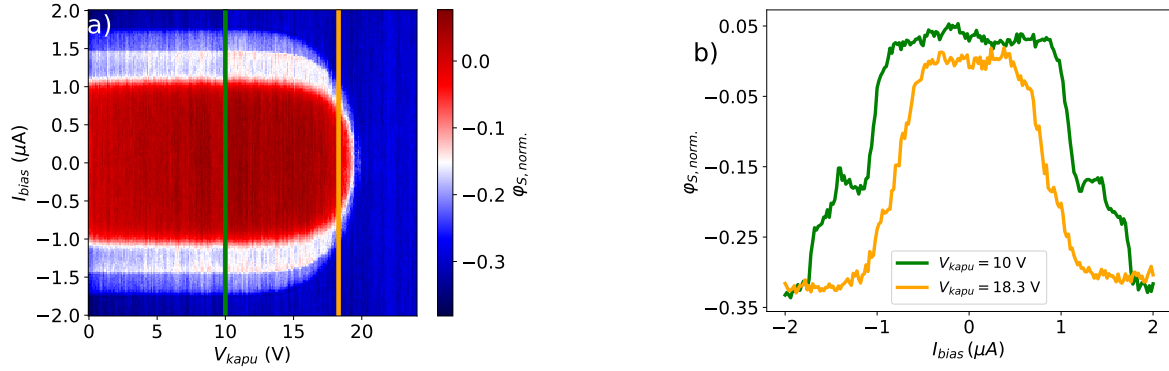


4.7. ábra. a) panel: 4.4 b) ábrán látható V_{3p} adatsorból számított R_{diff} . A kiugró értékek az állapotváltozáskor bekövetkező ugrások megfelelői.
b) panel: Empirikus összefüggés az S paraméter és R_{diff} között $I_{bias} = 0$ körül.

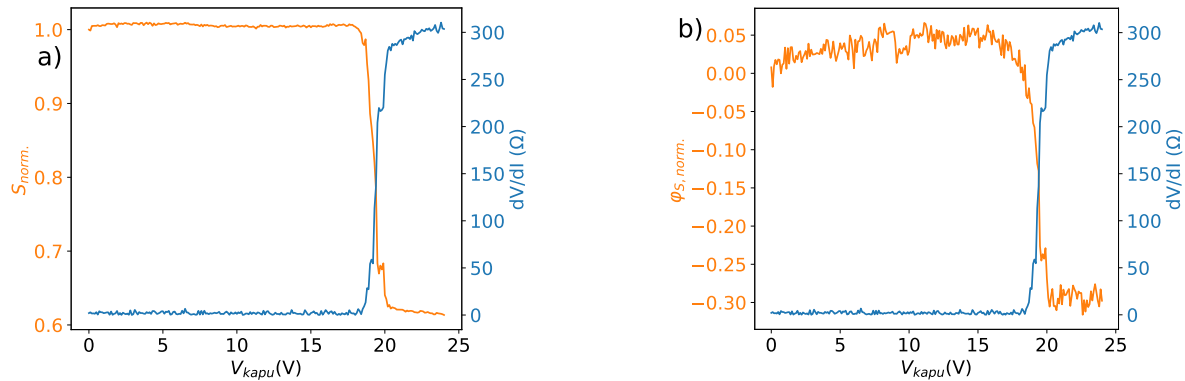
Az S_{norm} . és R_{diff} . térképekről kivettem az $I_{bias} = 0$ körüli 60 nA széles tartományból pontokat, és az ugyanahhoz az I_{bias} és V_{kapu} paraméterekhez tartozó S_{norm} . és R_{diff} . párokat ábrázoltam a 4.7 ábra b) panelen. Az R_{diff} . értékek a vízszintes tengelyen, az S_{norm} . értékek a függőleges tengelyen vannak. Függvényillesztéssel meghatározható egy empirikus S_{norm} . – R_{diff} . összefüggés. A jól illeszkedő függvény a következő: $S_{norm.} = \frac{480}{480 + R_{diff.}}$. Az illesztett függvény alakját a (4.1) egyenlet $S_{norm.}$ -ra rendezett alakja motiválta. Jól láthatóan illeszkedik ez a függvényalak a mért adatpontokra, amennyiben a konstanstag $2 \cdot Z_0$ helyett 480. Tehát $S_{norm.}$ R_{diff} . monoton csökkenő függvénye. További méréseink szempontjából ez elengedhetetlen volt, ugyanis ennek megfelelően tudtunk az S paraméter alapján következtetést levonni a vizsgált vezeték állapotáról. Az S paraméter csökkenésekor a minta normálállapotba kapcsol, növekedésekor a minta szupravezető állapotba vált.

A 1. fejezetben leírtaknak megfelelően az S paraméter komplex mennyiség, tehát nem csak amplitúdóval, hanem fázissal is rendelkezik. A 4.8 ábra a) panelen ábrázoltam az S paraméter mért fázisát a $\varphi_S(I_{bias} = 0, V_{kapu} = 0)$ értékre normalizálva. Megfigyelhető, hogy a fázis változása követi

a vezeték állapotának megváltozását. Az S paraméter fázisa nem hordoz információt a vezeték állapotáról közvetlenül, a fázis megváltozása változást jelent a minta állapotában. Ez esetben φ_S pozitív volt és a vezeték átkapcsolásakor csökkent. Ennek megfelelően a szupra tartományban a normált fázis értéke 0 (piros), a normál tartományban értéke negatív (kék). A b) panelen két függőleges szelet látható az a) panelen ábrázolt térképből. Jól láthatóan a V_{kapu} értékének növelésével előidézt kapuzás okozta I_s csökkenése detektálható $\varphi_{S,norm.}$ mérésével.



4.8. ábra. a) panel: A mért transzmisszió $I_{bias} = 0$ és $V_{kapu} = 0$ értékre normálva az I_{bias} és V_{kapu} függvényében. Jól elkülönül egymástól a szupra és a normál tartomány (piros és kék). b) panel: Az a) panelen látható térképről kivágott szeletek a színezésnek megfelelően. Jól láthatóan $V_{kapu} = 18.3$ V esetén (sárga) detektálható a kapuzás, ugyanis kisebb I_{bias} értéknél csökken $\varphi_{S,norm.}$ értéke mint $V_{kapu} = 10$ V esetén (zöld).



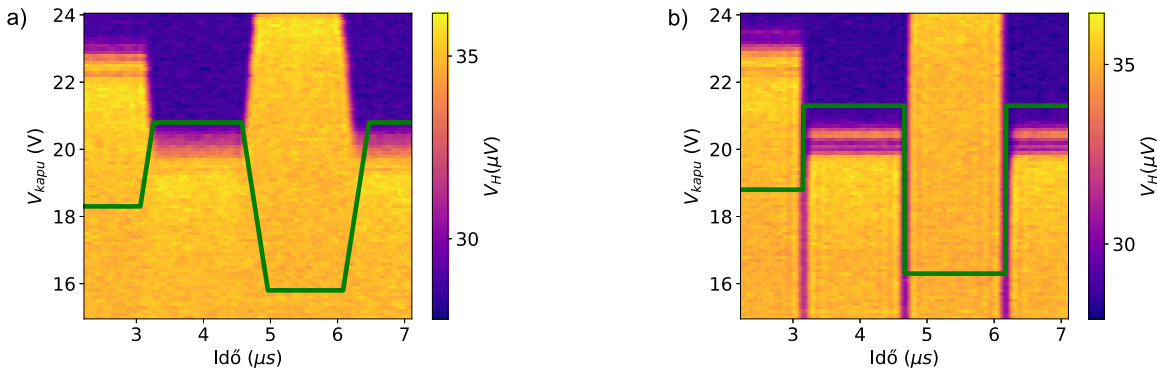
4.9. ábra. a) panel: $I_{bias} = 0$ esetén a normált transzmisszió és $R_{diff.}$ közötti antikorrreláció a V_{kapu} függvényében. b) panel: $I_{bias} = 0$ esetén a normált transzmisszió fázisa és $R_{diff.}$ közötti antikorrreláció a V_{kapu} függvényében.

A 4.9 ábra a) panelen ábrázoltam az $I_{bias} = 0$ esetén mért $S_{norm.}$ és $R_{diff.}$ mennyiségeket V_{kapu} függvényében, a b) panelen pedig az $I_{bias} = 0$ esetén mért $\varphi_{S,norm.}$ és $R_{diff.}$ mennyiségeket V_{kapu} függvényében. Ezen, és egyéb nullához közeli I_{bias} értékhez tartozó ugyanilyen ábrákon található $S_{norm.}$ - $R_{diff.}$ párok szerepelnek a 4.7 ábra b) panelen. Ezeken az ábrákon is megfigyelhető a 4.7 ábra b) panelen részletesebben bemutatott negatív korreláció az $S_{norm.}$, $\varphi_{S,norm.}$ és $R_{diff.}$ mennyiségek között.

Eddigi méréseinkkel meggyőződünk arról, hogy a kapuzás az irodalomban leírtaknak megfelelően működik a vizsgált vezeték esetén. Az RF kiolvasás nagyfrekvenciás méréseket tesz lehetővé. A továbbiakban a kapcsolást jellemző időskálákat vizsgáltuk gyors pulzusok küldésével a kapuelektrodára.

4.3. RF kapcsolási-dinamika vizsgálata

Az RF kapcsolási-dinamika vizsgálata során gyors pulzusokat küldtünk a kapuelektrodára és vizsgáltuk a rendszer transzmissziójának változását időfelbontásban. A 4.10 ábrán két különböző pulzusszekvencia alkalmazásakor mért térképek láthatók. A térképeket a 3. fejezetben bemutatott első eljárással rögzítettük, ugyanis ez esetben nem volt szükségünk a nagy időfelbontásra. A függőleges tengelyen a kapuelektrodán alkalmazott DC offset látható. Ezekre az offsetértékekre kevertük a gyors pulzusszekvenciákat. A vízszintes tengelyen az időt ábrázoltam. A színskála a demodulált jel amplitúdóját mutatja, amely egyenesen arányos a rendszer transzmissziójával.



4.10. ábra. a) panel: A kapuelektrodára ± 2.5 V amplitúdós trapéz alakú jelet küldtünk 25 V/ μ s rampsebességgel (zöld). A transzmissziós együttható változása az időben jól láthatóan követi a pulzust, tehát amennyiben $V_{kapu,offset} + V_p(t) > V_{küszöb}$ a transzmisszió kicsi, egyéb esetben nagy. A $V_{kapu}(t) < V_{küszöb}$ tartományban nem változik az S paraméter.

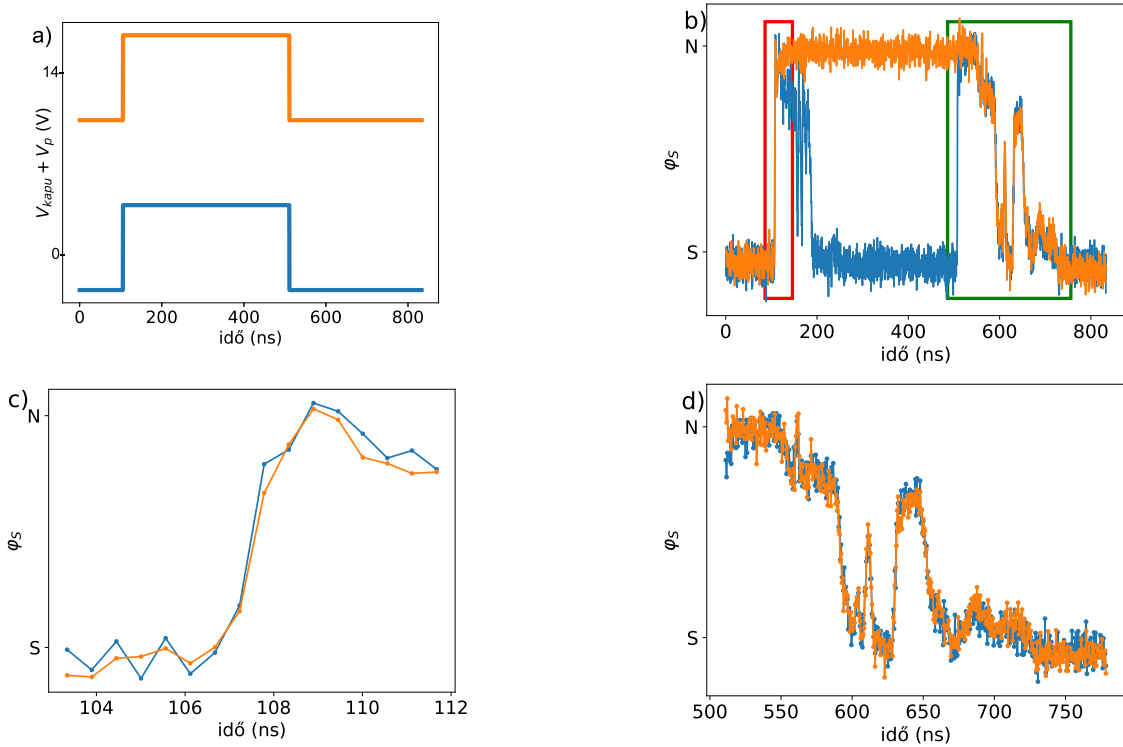
b) panel: A kapuelektrodára ± 2.5 V amplitúdós négyzetjelet küldtünk (zöld). A jel időbeli változásának sebességét a fel- és lefutó élek esetén csak a berendezés limitálta. A transzmissziós együttható változása az időben jól láthatóan követi a pulzust, tehát amikor $V_{kapu,offset} + V_p(t) > V_{küszöb}$ a transzmisszió kicsi, egyéb esetben nagy. Ezen felül a fel- és lefutó élekkel egyidőben $S = S_{normál}$ a $V_{kapu}(t) < V_{küszöb}$ tartományban.

A 4.10 ábra a) panelen látható térkép esetén a kapuelektrodára küldött pulzusszekvencia 25 V/ μ s véges sebességgel változott a meghatározott időpillanatokban. Ez egy trapézjellegű pulzusszekvenciát eredményezett $\pm 2,5$ V amplitúdóval az ábrán látható paraméterekkel. A transzmisszió követte a pulzus időbeli viselkedését, tehát $V_{kapu,offset} + V_p(t) > V_{küszöb}$ esetén a transzmisszió kicsi, egyéb esetben nagy volt. A $V_{kapu}(t) < V_{küszöb}$ tartományban nem változott a vezeték állapota, szupravezető állapot az ehhez tartozó nagy transzmisszióval.

A b) panelen látható térkép esetén a kapuelektrodára küldött pulzusszekvencia ± 2.5 V-os hirtelen ugrásokkal váltakozott, egyéb paraméter nem változott a két mérés között. A kapufeszültség változásának sebességét a függvénygenerátor limitálta csak. A szekvencia az ábrán látható. Amennyiben a $V_{kapu}(t) > V_{küszöb}$ feltétel teljesült, az S paraméter követte a pulzus időbeli viselkedését. Meglepő eredmény, hogy a $V_{kapu}(t) < V_{küszöb}$ tartományban is $S = S_{normál}$ a kapufeszültség

hirtelen változásakor. Ezt mutatják a lila függőleges vonalak $V_{k\ddot{u}sz\ddot{o}b}$ alatti V_{kapu} érték esetén.

A kapcsolás dinamikájának vizsgálatához nagyobb időfelbontásra volt szükségünk, ezért a továbbiakban a 3. fejezetben bemutatott második eljárással dolgoztunk. A mért jelet ez esetben nem kezelhetjük a rendszer transzmissziójaként, ugyanis a használt mixerek jelentős DC offset-tel rendelkeznek. A jel amplitúdójának és fázisának megváltozása hordozza a kapcsolást tartalmazó információt. A 4.11 ábra a) panelen látható ± 2.5 V amplitúdóval rendelkező pulzusszekvenciákat küldtünk a kapuelektrodára és mértük a rendszer transzmissziójának fázisát időfelbontásban. A sárga pulzus esetén a pulzus teli szakaszán teljesül a $V_{kapu} = V_{kapu,offset} + V_p(t) > V_{k\ddot{u}sz\ddot{o}b}$ reláció, a kék esetben viszont nem. Ezt az offset értékek különbsége adja, a sárga esetben $V_{kapu,offset} = 14$ V, a kék esetén $V_{kap,offset} = 0$ V. A vezeték viselkedése $V_{kapu} = 0$ V esetén megegyezik az 4.10 a) térkép legalsó vízszintes metszetével. Megjegyezendő a $V_{k\ddot{u}sz\ddot{o}b}$ paraméter megváltozása a 4.10 és 4.11 ábrákon látható mérések között. A két mérés között a mintát felmelegítettük, majd újra lehűtöttük. A 4. fejezetben leírtaknak megfelelően ez esetben változik a kapuzási-karakterisztika, ugyanis a szubsztrátban kialakított vezetési csatorna jelentősen módosul a folyamat során. Ennek megfelelően a $V_{k\ddot{u}sz\ddot{o}b}$ paraméter ~ 20 V-ról ~ 15 V-ra változott. Ez a DC kapuzás részletes vizsgálatokor is tapasztalható volt [8].



4.11. ábra. a) panel: A kapuelektrodára négyoszögjelet küldtünk. A kék jelalak esetén a $V_{kapu}(t) = V_{offset} + V_p(t) < V_{k\ddot{u}sz\ddot{o}b}$ reláció mindig teljesül. A sárga jelalak esetén a $V_{kapu}(t) > V_{k\ddot{u}sz\ddot{o}b}$ igaz a pulzus teli részén.

b) panel: A mért S paraméter fázisa időfelbontásban. A görbék az a) panelen látható megegyező színű pulzusszekvenciákhoz tartoznak.

c) panel: A piros keretbe foglalt rész. Megfigyelhető a kapcsolás nanoszekundumos felfutási ideje.

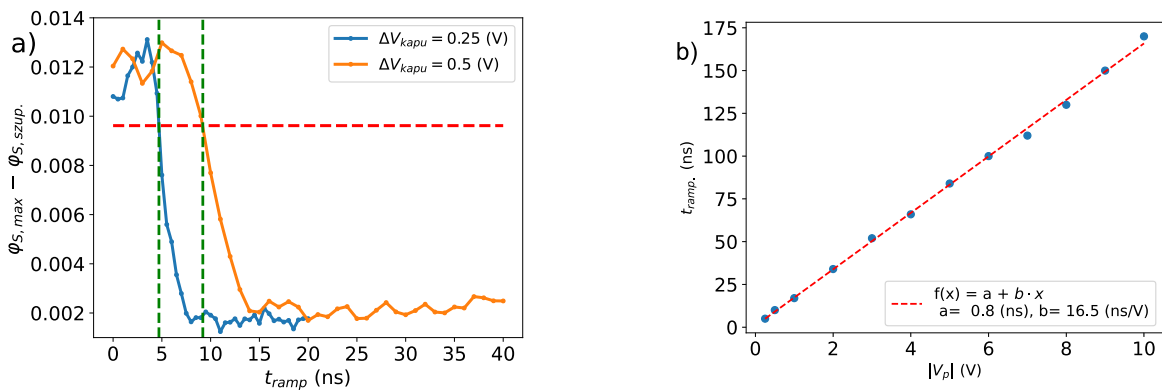
d) panel: A zöld keretbe foglalt rész. Megfigyelhető a normálállapotból történő lassú, ~ 100 ns időállandóval rendelkező relaxáció a szupravezető állapotba.

A 4.11 ábra b) panelen ábrázoltam a φ_S -t az idő függvényében az a) panelnek megfelelő színkódolással. φ_S kisebb értékéhez tartozó állapot a szupravezető állapot ($\varphi_S = -2.41$), nagyobb értékhez tartozó állapot ($\varphi_S = -2.39$) a normálállapot.

Megfigyelhető, hogy a két pulzus felfutásakor a vezeték normálállapotba kerül majd a kék esetben visszarelatál szupraállapotba. A sárga esetben a vezeték normálállapotban marad a pulzus teli tartományában. Az eltérő viselkedés a pulzusszekvenciák különböző offset-jének tulajdonítható, ugyanis a kék esetben a vizsgált időablakban végig teljesül a $V_{kapu}(t) = V_{offset} + V_p(t) < V_{küszöb}$ reláció, viszont a sárga szekvencia esetén a pulzus teli állapotában nem igaz a reláció.

A c) és d) paneleken a kapcsolást tartalmazó tartományok láthatóak részletesebben. A szupra - normál kapcsolás nanoszekundumos időskálán vizsgálható, a jel felfutásának ideje ~ 2 ns. A használt scope felbontásának limitje 0.5 ns volt, így ennél kisebb időskálákon nem tudtuk vizsgálni a folyamatokat. A normál - szupra kapcsolás nagyobb, ~ 100 ns-os időskálával rendelkezik. A normál - szupra kapcsolás során jól észrevehető csúcsok jelentkezik a mért jelben melyek reprodukálnak. A csúcsok reprodukáló jellege nem fizikai, hanem instrumentális folyamatra utal. Az RF komponensek illesztési pontjainál létrejövő apróbb impedancia-különbségek miatt ezen pontokról az RF jel visszaverődhet, és a kábelben oszcillációk jöhetnek létre. A normál - szupra kapcsolást jellemző időskálákat ezzel a méréssel nem látjuk, ugyanis az elmosódik a kapuágban jelentkező oszcillációk okozta lecsengő jelben.

Tekintve hogy a vezeték $V_{kapu} < V_{küszöb}$ esetén is kapcsol, amennyiben kellően gyors pulzus érkezik a kapuelektrodára, a korábban ismertektől merőben eltérő jelenséget figyeltünk meg. Az eddigi vizsgálatokból kiderült, hogy a V_{kapu} változásának sebessége a kapcsolást erősen meghatározó paraméter, hiszen a 4.10 ábra a) esetben nincs kapcsolás, b) esetben viszont van, ezért ennek a vizsgálatával haladtunk tovább. Fixáltuk a pulzus amplitúdóját és változtattuk a pulzus felfutásának idejét, és közben mértük az S paramétert időfelbontásban. Lassú ramp esetén a pálca nem kapcsol, tehát konstans a fázis, gyors ramp esetén viszont a pálca normálállapotba kapcsol, ezért a jel fázisa megváltozik. A különböző felfutási idők esetén megkerestem a legnagyobb fázisértéket, ugyanis ez mutatja meg hogy képes volt-e a pulzus átkapcsolni a vezetéket rezisztív állapotba. A szupravezető állapotban mért fázissal normáltam az így kapott értéket, és ábrázoltam a felfutási idő függvényében. Ezt az eljárást 13 különböző amplitúdó esetén elvégeztem.



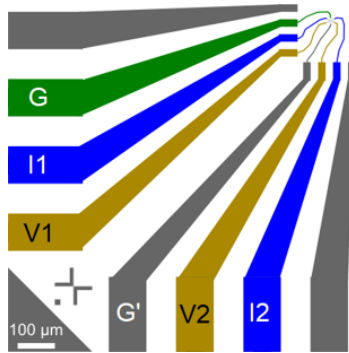
4.12. ábra. a) panel: Normált fázis a felfutási idő függvényében két különböző pulzus amplitúdó esetén. A piros vonal elérésekor tekintjük átkapcsoltnak a vezetéket. A határ eléréséhez szükséges felfutási idők a zöld vonalak tengelymetszetei.

b) panel: A határ eléréséhez szükséges felfutási idő a pulzus amplitúdó függvényében. Megfigyelhető a lineáris kapcsolat a két mennyiség között, melynek paramétereit egyenesillesztéssel határoztam meg.

t_{ramp} nagy értéke esetén a mért φ_S nem változik, t_{ramp} kis értéke esetén viszont φ_S megváltozik, mivel a vezeték átkapcsol normálállapotba. Amennyiben egy önkényesen választott érték (0.096, piros szaggatott vonal) fölé növekszik a normálfázis, a vezeték állapotát megváltozotttnak tekintetem. A normálfázist ábrázoltam a felfutási idő függvényében két pulzusamplitúdó esetén a 4.12 ábra a) panelen. Megfigyelhető, hogy nagyobb amplitúdó esetén hosszabb felfutási idő kell a határ eléréséhez. Az átkapcsolásokhoz tartozó felfutási időket a zöld vonalak tengelymetszetei jelölik. A határ eléréséhez szükséges felfutási időt ábrázoltam a pulzusamplitúdó függvényében a 4.12 ábra b) panelen. Az adatpontokra illesztett egyenes meredeksége: $\frac{dt}{dV} = 16.5 \left(\frac{ns}{V} \right)$.

Méréseink alapján a lassú pulzust leköveti a vezeték állapota, gyors pulzus esetén viszont ug-rásszerűen kapcsol a vezeték a pulzus előjelétől függetlenül. A kapcsoláshoz szükséges felfutási idő és pulzusamplitúdó közötti lineáris összefüggés a kapuelektroda és vezeték között indukált eltolási áram okozta kapcsolásra utal. A kapufeszültség megváltozása I_d eltolási áramot indukál a vezetékben, amely átkapcsolja a vezetéket normálállapotba, amennyiben az $I_d > I_s$ ($\sim 1.8\mu A$) feltétel teljesül. Az $I_s = I_d = C \cdot \frac{dV}{dt}$ összefüggést felhasználva megbecsülhetjük a vezeték és kapuelektroda közötti effektív kapacitás értékét. Az egyenlet átrendezése után a $C_{eff} \approx 28$ (fF) értéket kapjuk.

A 3.4 ábra a) panelen látható kapu - vezeték geometria ~ 3 nagyságrenddel kisebb kapacitásér-tékekkel rendelkezik végeelem módszerrel dolgozó szimulációink szerint, tehát az eltolási áramot szállító kapacitás nem itt található. A 3.4 ábra b) panelen bemutatott sárga struktúrák, amelyek összekötik a mintát a bondvezetékekkel, kiterjedt egymás mellett futó felületeket. A struktúrák alkotta geometria a 4.13 ábrán látható.



	Gate	I1	V1	Gate'	V2	I2
Gate	93 fF	51 fF	18 fF	10 fF	7 fF	8 fF
I1	51 fF	128 fF	52 fF	12 fF	7 fF	7 fF
V1	18 fF	52 fF	125 fF	33 fF	12 fF	10 fF
Gate'	10 fF	12 fF	33 fF	126 fF	53 fF	18 fF
V2	7 fF	7 fF	12 fF	53 fF	132 fF	53 fF
I2	8 fF	7 fF	10 fF	18 fF	53 fF	96 fF

4.13. ábra. A vizsgált nanovezetékekhez kapcsoló-
 dó vezetékek geometriája. A 'G' a kapuelektro-
 dát, a 'V' és 'I' pedig a feszültségmérő -és áram-
 biaslábakat jelölik.

1. táblázat. Végeelem módszer adta kapacitás-
 értékek az struktúrák között. Piros keretben a ka-
 puelektroda és tápvezeték közötti kapacitásérték.

Ezen geometria alapján készített végeelem módszerrel számított kapacitásmátrix elemei az 1. táblázatban láthatóak. A kapacitásmátrix elemei nagyságrendileg megegyeznek a méréssel meghatározott effektívkapacitás értékkel. Az effektívkapacitást a tápvezeték és kapuvezeték között számított kapacitásérték dominálja, piros keret a táblázatban. Megjegyezendő, hogy ez a geometria nem a vezeték sajátossága, ez csak is kizárólag a hordozó kialakításán múlik.

Méréseinkkel tehát megmutattuk, hogy a vezeték az irodalomban leírtaknak megfelelően kapuzható DC kapufeszültség alkalmazásával, és emellett meghatároztunk egy új kapcsolási mecha-

nizmust. A V_{kapu} gyors változtatása indukálta eltolási áram megfelelő geometria esetén képes kapcsolni a vezetékét.

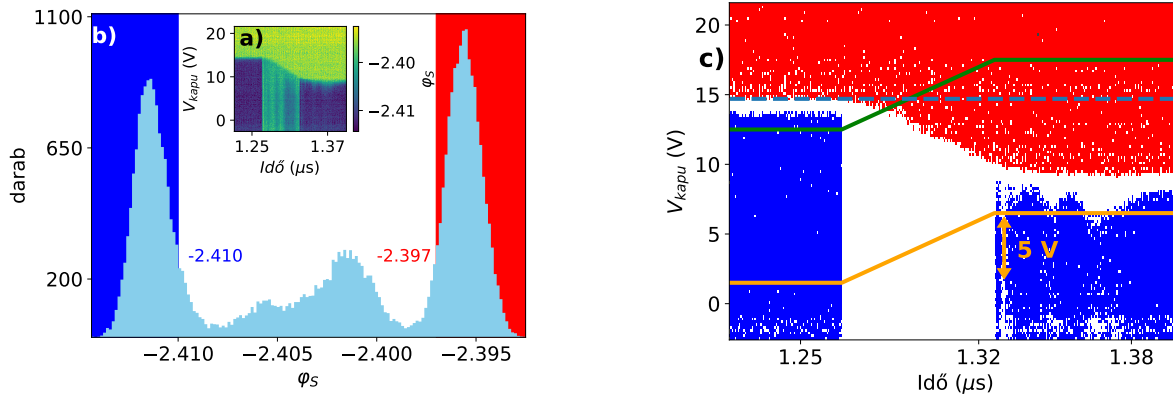
4.4. Szivárgási áram okozta kapcsolás karakterizációja

Az eltolási áram okozta kapcsolás megfigyelésével megkülönböztethetünk két merőben eltérő kapcsolási mechanizmust. Az eltolási árammal stabil kapcsolást érhetünk el, amennyiben V_{kapu} értéket $V_{küszöb}$ -höz közeli munkapontból kezdjük el növelni. Ekkor a szivárgási áramnak is szerepe van a kapcsolás során. Ilyen beállítás esetén lehetőségünk van a szivárgási áram okozta kapcsolás sebességének meghatározására. A DC karakterisztika és az RF karakterisztika részekben bemutatott karakterisztikákban felfedezhetők köztes régiók, melyekben a vezetékre jellemző R_{diff} és a rendszerre jellemző S paraméter értékei a normálállapotú és a szupraállapotú értékek között találhatók. Ezeket a régiókat a vezeték nem teljes, csak bizonyos részeinek átkapcsolásával azonosítottuk. Megfelelő $V_{kapu,offset}$ választásával elérhetjük, hogy a kapuelektrodára küldött pulzus a $V_{kapu} = V_{kapu,offset} + V_p(t) < V_{küszöb}$ tartományon az indukált eltolási árammal részlegesen kapcsolja át a vezetékét, majd a $V_{kapu} = V_{kapu,offset} + V_p(t) = V_{küszöb}$ teljesülésekor teljesen átváltson a vezeték normálállapotba a szivárgási áram miatt. Egy ilyen pulzusszekvencia alkalmazásakor mért kapcsolás látható a 4.14 ábrán. Az a) panelen ábrázoltam a rögzített térképet. Fixáltuk a $V_{kapu,offset}$ értékét, ezek láthatóak a függőleges tengelyen, és alkalmaztunk egy, az előbbieknél megfelelő pulzust a kapuelektrodán, amely 60 ns felfutási idővel és 5 V amplitúdóval rendelkezett. A színskála a transzmisszió mért fázisát jelöli, amelyet időfelbontásban mértünk, ennek megfelelően a vízszintes tengely az idő. A mért fázisértékekből hisztogramot készítettem, hogy elkülöníthessem a vezeték különböző állapotait. A hisztogram a b) panelen látható. Az I - V karakterisztikáknak megfelelően három tartomány különíthető el az ábrán. Piros tartományban a vezeték normálállapotban van, a fehér tartományba eső fázisértékek a vezeték átmeneti állapotát jelentik, a kék tartományba eső fázisállapotok pedig a vezeték szupraállapotát jelentik. Alkalmazva ezt a színskálát az a) panelen ábrázolt térképre a c) panelt kapjuk. A c) panelen ábrázoltam az alkalmazott pulzust két különböző offset esetén (zöld és sárga). A pulzus 60 ns hosszú volt 5 V amplitúdóval. A szaggatott lila vonal a $V_{küszöb}$ értéket jelöli, ~ 14.7 V. Megfigyelhető, hogy amennyiben $V_{kapu,offset} < 14.7 - 5 = 9.7$ V, nem kapcsol át a vezeték normálállapotba a pulzus miatt (sárga eset), viszont $V_{kapu,offset} > 9.7$ V esetén a vezeték átkapcsol normál állapotba, ugyanis $V_{kapu}(t) > V_{küszöb}$ teljesül $V_{kapu,offset}$ értékétől függő időpontban (zöld eset).

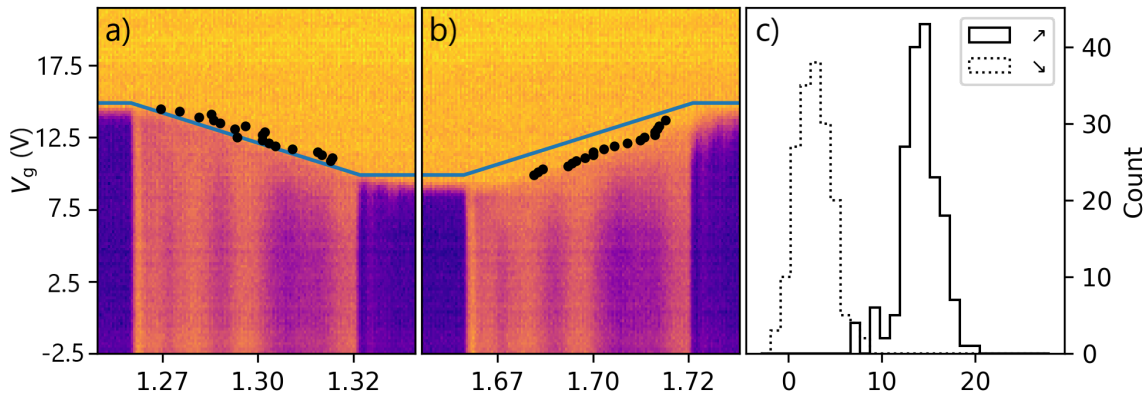
Ezzel az eljárással mérhető a szivárgási áram okozta kapcsolás késése a pulzus megérkezéséhez képest, ugyanis a pulzus megérkezése azonosítható a vezeték részleges átkapcsolásának időpontjával (éles függőleges határ $1.27 \mu s$ -nál), a $V_{küszöb}$ eléréséig (átmenet fehér tartományból a piros tartományba) szükséges idő pedig kiszámítható az alkalmazott pulzus alakjának ismeretében.

A 4.15 ábrán a korábban bemutatott módon történő szupra - normál és normál - szupra átmenetek láthatóak. Az a) panelen a szupra - normál átmenetek találhatók. A b) panelen ugyanez a mérés látható, csak a kapuelektrodára küldött pulzus -5 V amplitúdóval rendelkezett, tehát a vezeték normál - szupra átmeneteket produkált. A függőleges tengely ez esetben a teljes pulzus megérkezése utáni V_{kapu} értékeket jelenti. Az ábrán látható kék vonal az alkalmazott pulzus alakjából számított határ a kapcsolásra. A fekete pontok az egyes $V_{kapu,offset}$ értékek esetén mért kapcsoláshoz tartozó pontok. Tehát az a) panel esetében a fekete pontok kerültek először a normál tartományba, a b) panel esetén a fekete pontok kerültek először az átmeneti tartományba. Az a) panel esetén kis elcsúszás van a mért és számított átkapcsolási idők között. A b) panel esetén egyértelműen elkülönülnek a mért kapcsolások és a számított egyenes. A c) panelen látható a meghatározott késés hisztogramja. A hisztogram alapján megállapítható, hogy szupra - normál

kapcsolás esetén a szivárgási áram okozta kapcsolás 2-4 ns-os, normál - szupra kapcsolás esetén 14-16 ns-os késéssel rendelkezik. Rezisztív állapot esetén a vezeték és a kapuelektroda között folyó szivárgási áram és a meghajtó jel hő disszipál a vezetéken. Ez a fűtési effektus okozhatja a normál - szupra kapcsolás nagyobb késlekedését.



4.14. ábra. a) panel: Vezeték kapcsolása pulzus hatására különböző $V_{kapu,offset}$ -ek esetén. A sötét tartomány a szupravezető állapotot, a zöld a vezeték normálállapotát jelenti az ábrán. b) panel: Az a) panelen szereplő fázisértékek histogramja. Három tartomány figyelhető meg, a kék a vezeték szupravezető állapotát jelentő fázisértékeket jelöli, a fehér az átmeneti állapotot, a piros tartomány pedig a vezeték normálállapotát jelöli. c) panel: Az a) panelen alkalmazva a b) panelen bemutatott színskálát. Jól megfigyelhető a bemutatott kapcsolási mechanizmus, az eltolási áram átmeneti állapotba hozza a vezetéket, majd amikor a $V_{kapu,offset} + V_p(t) > V_{küszöb}$ teljesül a szivárgási áram átkapcsolja a vezetéket normálállapotba. A sárga és zöld vonalak a kapuelektrodára küldött pulzusszekvenciát mutatják különböző offset értékek esetén, a szaggatott vonal pedig a $V_{küszöb}$ értéket jelöli.



4.15. ábra. a) panel: A korábban ismerttetett pulzus alkalmazása a vezetéken. A sárga a normál tartományt, a lila a szupra tartományt jelöli. A fekete pontok jelölik a vezeték átkapcsolását normálállapotba, a szürke vonal pedig a pulzus alakjából számított átkapcsolás idejét jelöli minden különböző $V_{kapu,offset}$ esetén. b) panel: Az a) esetben bemutatott pulzus alkalmazása negatív előjellel. c) panel: A számított és a mért átkapcsolási idők közötti különbség histogramja a szupra - normál és normál - szupra átmenetekre.

Az ábrát Kocsis Mátyás készítette.

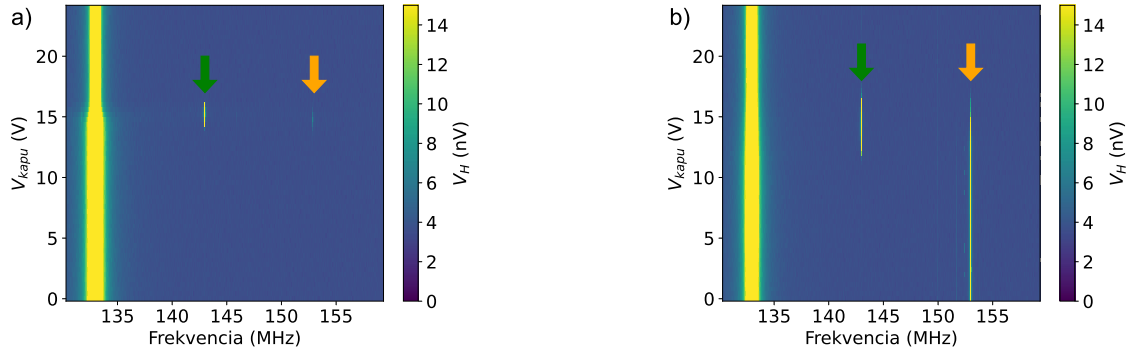
4.5. A kapcsolás mint moduláció vizsgálata

Egy kapacitáson átfolyó eltolási áram arányos a kapacitáson eső feszültség időderiváltjával a Maxwell-egyenleteknek megfelelően. Amennyiben ismerjük a kapuelektrodára kapcsolt feszültség időderiváltját és a kapu - vezeték párt jellemző effektív kapacitást, meghatározhatjuk a vezetékben indukált eltolási áramot a kapuelektrodára kapcsolt jel függvényében. Amennyiben ismerjük az indukált eltolási áramot a vezetékben, numerikus számításokkal modellezhetjük a vizsgált rendszer szupra és normál állapotok közötti váltakozását. Ezen megfontolások után tiszta szinuszelet alkalmaztunk a kapuelektrodán, ugyanis ezzel adott frekvenciájú gerjesztésre tudtuk a választ vizsgálni.

A transzmisszió Fourier-spektruma

Szinuszelet alkalmaztunk a kapuelektrodán és mértük a rendszer transzmisszióját. Méréseinket $I_{bias} = 0$ mellett végeztük. A mért transzmisszió Fourier spektrumában felfedezhetőek csúcsok, amennyiben a kapuelektrodán alkalmazott jel képes átkapcsolni a nanovezetéket. A spektrumban megjelenő csúcsok frekvenciája információt hordoz a kapcsolási mechanizmus természetéről. A vezeték normál- és szupraállapot között kapcsol a kapufeszültség jelentette moduláció miatt f_{mod} frekvenciával. Ennek megfelelően a rendszer transzmissziós együtthatója is modulálódik ezzel a frekvenciával, tehát amplitúdómoduláció történik. A minta mixerként funkcionál, megjelennek a Fourier spektrumban az $f = f_c \pm f_{mod}$ oldalsávok, ahol f_c a vivőjel frekvenciája. A szivárgási áram okozta kapcsolás esetén $f_{mod} = f_{kapu}$, ugyanis V_{kapu} periódusonként egyszer lépheti át a $V_{küszöb}$ értéket, amely szivárgási áram okozta kapcsolást eredményez. Ez esetben a vezeték rezisztív állapotban marad amíg $V_{kapu}(t) > V_{küszöb}$, majd visszakapcsol szupravezető állapotba. Az eltolási áram okozta kapcsolás esetén $f_{mod} = 2 \cdot f_{kapu}$, ugyanis a szinuszelet fel- és lefutása során is kapcsolja a vezetéket, amennyiben a jel elegendően nagy eltolási áramot indukál a vezetékben, tehát periódusonként két kapcsolás történik. Ez esetben a vezeték rezisztív állapotba kapcsol a felfutás során, majd visszarelayál szupravezető állapotba, ugyanis a szinuszelet függvény deriváltjával arányos eltolási áram értéke lecsökken, majd újra normálállapotba kapcsol a vezeték a lefutó él esetén, mert megnő a derivált értéke. A 4.16 ábrán két különböző amplitúdójú szinuszelet alkalmazása esetén rögzített Fourier spektrum látható. A spektrum vízszintes tengelye a detektáló frekvencia, a függőleges tengely pedig az alkalmazott $V_{kapu,offset}$. A színskála a detektált jel amplitúdóját mutatja.

A mérés során a 3.4 ábra b) panelen látható összeállításban az $f_{LO1} = 3.975$ GHz, f_{LO2} pedig 3.842 GHz volt és $f_{kapu} = 10$ MHz-es szinuszelet alkalmaztunk a kapuelektrodán. Ennek megfelelően az $f_c = 133$ MHz-es sáv a direkt transzmissziós jelhez tartozik és az oldalsávok ekörül a frekvencia körül jelennek meg. A 4.16 a) panelen 0.5 V-os amplitúdójú méréshez tartozó térkép látható, a b) panelen pedig a 2.5 V amplitúdó mellett rögzített adatsort ábrázoltam. Az a) esetben a $V_{küszöb}$ környezetében láthatóak a melléksávok 143 MHz-es és 153 MHz-es frekvenciákkal. Az első oldalsáv a szivárgási áram okozta kapcsolással azonosítható, amely a $V_{küszöb}$ kis környezetére korlátozódik, ugyanis a moduláció amplitúdója kicsi volt. A második oldalsáv az eltolási áram okozta kapcsolással azonosítható. Ez esetben ez is a V_{kapu} körüli szűk tartományra korlátozódik. Ez az amplitúdó kicsi értékével magyarázható, ugyanis a kapuelektrodára kapcsolt jel lassan változott, ezért az indukált eltolási áram kicsi volt, csak I_s kicsi értéke mellett kapcsolta a vezetéket. Az eltolási áram mellett a szivárgási áram okozta kapcsolás felharmonikus csúcsa is megjelenhet a spektrumban. A b) esetben a jel elegendően gyorsan változott ahhoz,



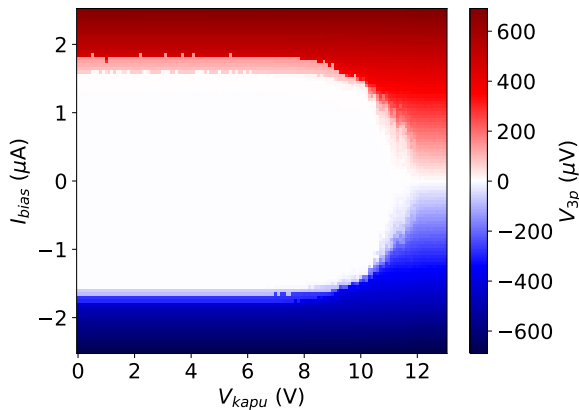
4.16. ábra. a) panel: Fourier spektrum rögzített V_{kapu} -k esetén. A zöld nyíl mutatja a $f = f_c + f_{kapu}$ oldalsávot, a sárga nyíl jelöli a $f = f_c + 2 \cdot f_{kapu}$ oldalsávot. A kapuelektrodára kapcsolt szinusz lassú volt, ennek megfelelően kis I_d -t indukált, ezért csak a $V_{küszo}$ környezetében látható mind a két csúcs a spektrumban.

b) panel: Ez esetben kellően gyors szinuszjelet alkalmaztunk amely $I_d \geq I_c$ eltolási áramot indukált, ezért $V_{kapu} = 0$ esetén is látható a második oldalsáv.

hogy az $I_d > I_s$ reláció $V_{kapu} = 0$ esetén is teljesüljön, ezért $V_{kapu} = 0$ érték mellett is látjuk a második oldalsávot a spektrumban. Megfigyelhető az első oldalsáv kiszélesedése, ez az amplitúdó növekedésével magyarázható. A b) esetben a $V_{küszo}$ szélesebb környezetében kapcsolja a szivárgási áram a vezeték, ugyanis nagyobb a V_{kapu} modulációja. Ennek megfelelően a spektrumban függőlegesen megnyúlt az első oldalsáv.

Numerikus modell és eredmények

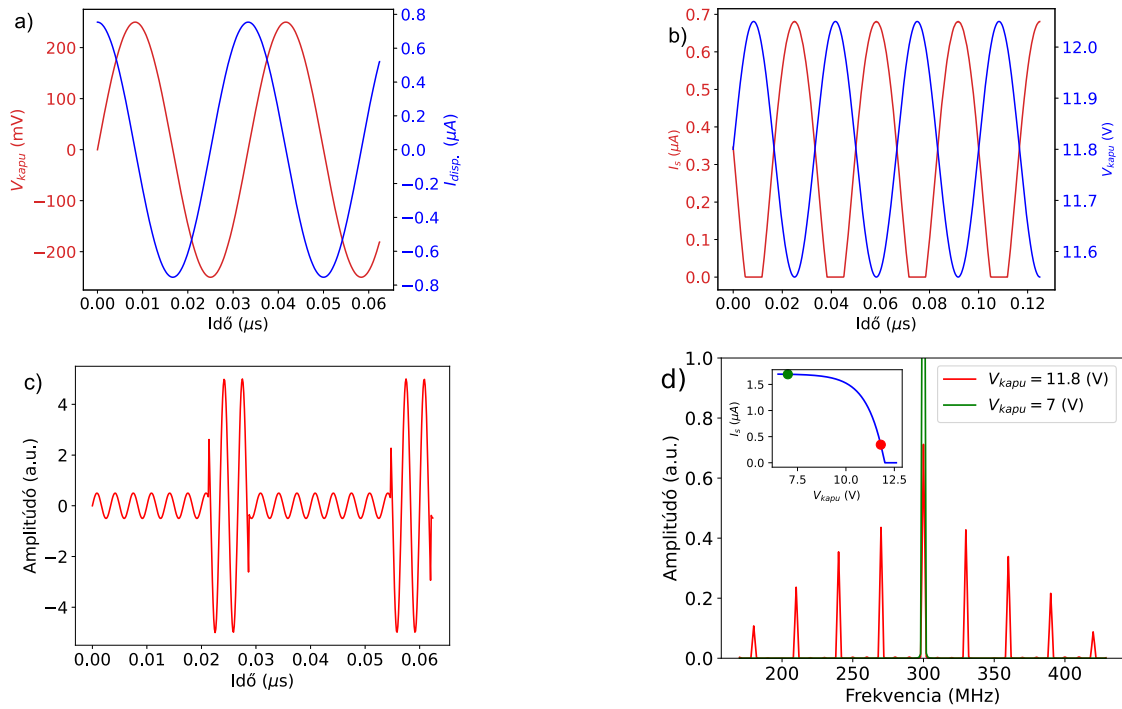
A továbbiakban a 4.16 ábrán bemutatott térképekhez hasonló térképek függőleges metszeteit vizsgáltuk, tehát f_{kapu} választott értékei mellett az amplitúdót rögzítve vizsgáltuk a megjelenő csúcsok V_{kapu} függését. Ahhoz hogy az oldalsávok viselkedését értelmezni tudjuk egy egyszerű numerikus modellt alkottam. A 4.17 ábrán látható a vezeték ezen mérések alatt jellemző $I_s - V_{kapu}$ térkép. Ezen mérések során $V_{küszo} \sim 12$ V értékű volt.



4.17. ábra. $I_s - V_{kapu}$ karakterisztika. Ezen mérések során $V_{küszo} \sim 12$ V volt.

A vizsgált rendszer modellje a következő volt: a szinuszjel a kapuelektrodán koszinuszjel szerint változó eltolási áramot gerjeszt a vezetékben. Amennyiben $I_d > I_s$, a rendszer S paramétere 0.1-re csökken, egyéb esetben változatlanul 1 az értéke a szimulációban. A modellben a szivárgási áram hatását egy $I_s - V_{kapu}$ függvény felvételével vettem figyelembe. A kapuelektrodára kapcsolt időfüggő szinuszjel hozzáadódik a kapuelektrodán alkalmazott DC offsethez, ezzel modulálva az I_s -t az időben. Időfelbontásban vizsgáltam a transzmissziót, majd a felvett jelet Fourier-transzformáltam. A spektrumban vizsgáltam az első és második oldalsávok amplitúdóját az f_{kapu} és V_{kapu} paraméterek függvényében.

4.18 ábra a) panelen a kapura küldött szinuszjel és a deriváltjával arányos eltolási áram látható, amely a vezetékben folyik. Ez esetben egy 30 MHz-es, 0.25 V amplitúdóval jellemezhető jelet választottam. A d) panel betétábrájában a számítás során használt $I_s - V_{kapu}$ karakterisztika látható, amely a 0-12 V intervallumon: $I_s = 1.7 (\mu A) \cdot (1 - \exp(-x/16))$ függvénnyel jellemezhető, ahol x a $[100, 0]$ tartomány egyenletes felosztásával vesz fel értékeket. A zöld marker a $V_{kapu} = 7$ V-os, a piros marker a $V_{kapu} = 11.8$ V-os offset pozíciót jelöli. A b) panelen a piros marker által jelölt offset esetén alkalmazott $V_{kapu}(t)$ és $I_s(t)$ függvényeket ábrázoltam. Megfigyelhető, hogy I_s az időben változik és véges ideig az értéke 0. A c) panelen a piros marker által meghatározott offset esetén rögzített vivőjelet ábrázoltam az idő függvényében. 300 MHz-es szinuszjel aminek amplitúdóját a vezeték állapotának megfelelően moduláltam.

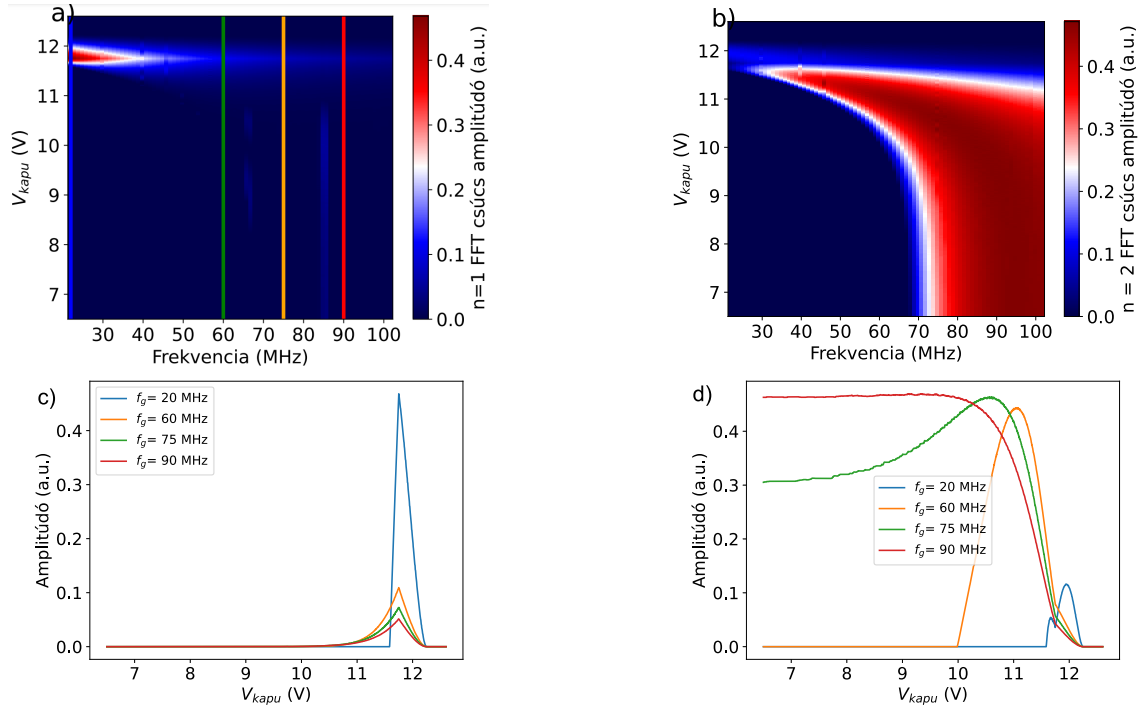


4.18. ábra. a) panel: A kapura ez esetben 30 MHz-es, 0.25 V amplitúdós szinuszjelet küldtem (piros). Ez eltolási áramot indukált a vezetékben (kék).
b) panel: $V_{k\ddot{u}s\ddot{o}b}$ értéket megközelítve a kapun alkalmazott offset feszültséggel a szinuszos moduláció hatására változik az I_s . Ebben az esetben a d) panelen látható piros marker az $I_s - V_{kapu}$ karakterisztikán jelöli az offset-et, amely 11.8 V.
c) panel: A mért S paraméter időfelbontásban a piros markerrel jelölt offset esetén. A leírtaknak megfelelően az amplitúdó kicsi, ha $I_d(t) > I_s(t)$.
d) panel: Inset: $I_s - V_{kapu}$ karakterisztika. A piros és zöld markerek a V_{kapu} offsetjét jelölik két különböző esetben. Ábra: Fourier-spektrum a két jelölt esetben a megfelelő színpárosításban. A piros marker esetén a Fourier-spektrumban megjelennek az első és második oldalsávok.

Az offset közel van a $V_{k\ddot{u}s\ddot{o}b}$ értékhez, ennek megfelelően az I_s kicsi ebben a környezetben (d) inset). Az I_s kicsisége miatt az idő jelentős részében teljesül az $I_d(t) > I_s(t)$ reláció, tehát a rendszer transzmissziója kicsi, ezért a vivőjel amplitúdója 0.1-es szorzót kap. Amikor nem teljesül a reláció a 0.1-es szorzó nincsen, ekkor az amplitúdó nagy, ahogy ez a c) panelen megfigyelhető.

A d) panelen a két marker által jelölt pozícióban rögzített Fourier-spektrumot ábrázoltam. A $V_{k\ddot{u}s\ddot{o}b}$ -tól távol (zöld) csak a direkt csúcs jelentős a spektrumban, ugyanis nincsen moduláció a rendszerben. A $V_{k\ddot{u}s\ddot{o}b}$ értékhez kellően közeli offset esetén (piros) a rendszer transzmissziója modulációt szenved az eltolási áram és szivárgási áram okozta kapcsolások miatt, tehát a vivőjel amplitúdómodulációt kap, ekkor a vivőjel Fourier-spektrumában megjelennek az első és második oldalsávok.

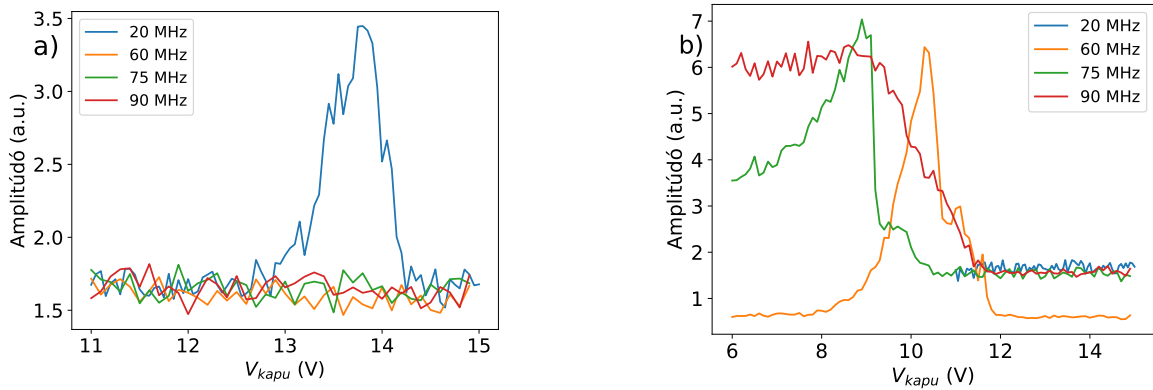
A bemutatott eljárást több f_{kapu} frekvenciára elvégezve feltérképezhetjük a rendszer Fourier-spektrumának függését az f_{kapu} és V_{kapu} paraméterektől. A számított térképek a 4.19 ábrán láthatóak. A térképek vízszintes tengelyén f_{kapu} , a vertikális tengelyen pedig $V_{kapu,offset}$ paraméterek vannak. Ezek függvényében ábrázoltam a Fourier spektrumban megjelenő oldalsávok amplitúdóit.



4.19. ábra. a) panel: Adott f_{kapu} és V_{kapu} értékek esetén az első oldalsáv nagysága a Fourier-spektrumban. A vertikális vonalak a c) és d) paneleken ábrázolt metszetek lokációját mutatják. b) panel: Adott f_{kapu} és V_{kapu} értékek esetén a második oldalsáv nagysága a Fourier-spektrumban. c) panel: Az első oldalsávot tartalmazó térképről vett függőleges metszetek a színezésnek megfelelően. d) panel: A második oldalsávot tartalmazó térképről vett függőleges metszetek a színezésnek megfelelően.

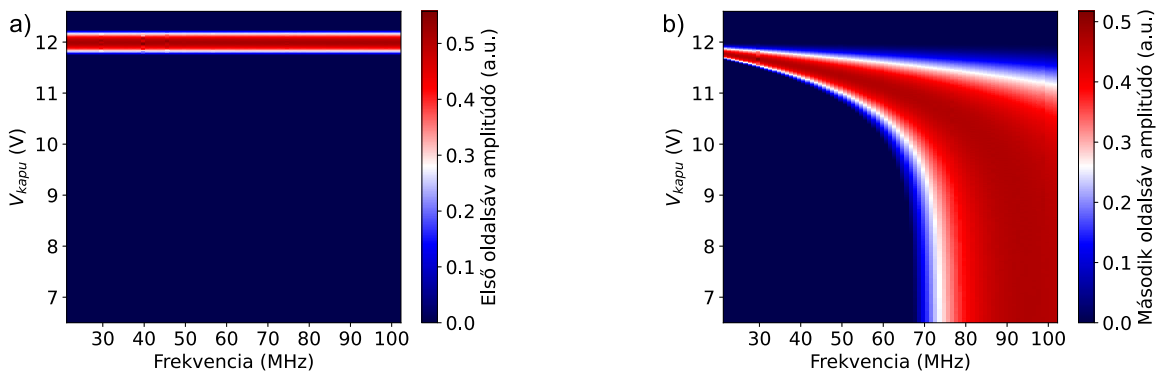
Az a) panelen az első oldalsáv amplitúdója látható. ~ 50 MHz-es f_{kapu} érték felett a spektrumban ez az oldalsáv eltűnik. A b) panelen a második oldalsáv amplitúdóját ábrázoltam. ~ 30 MHz-es f_{kapu} frekvencia alatt nem jelenik meg a második oldalsáv a spektrumban. Az a) panelen látható vertikális vonalak mentén kivettem függőleges szeleteket az a) és b) ábrákból. Ezeket ábrázoltam a színezésnek megfelelően a c) és d) panelen. A vertikális szeletekkel megegyező f_{kapu} frekvenciáknál mért görbék a 4.20 ábrán láthatóak. Az a) panelen az első oldalsávok, a b) panelen pedig a második oldalsávok láthatóak. Megfigyelhető, hogy a mérésekben is eltűnik első oldalsáv nagyobb frekvenciák esetén. A második oldalsáv háromféle alakot vehet fel: csak $V_{k\ddot{u}s\ddot{o}b}$

körül létezik (sárga), véges a csúcs nagysága V_{kapu} teljes tartományán, de $V_{küszöb}$ környezetében megnő (zöld), vagy $V_{küszöb}$ értékig állandó nagysággal bír (piros). Ezeket a jellegzetességeket reprodukálja a numerikus számítás.



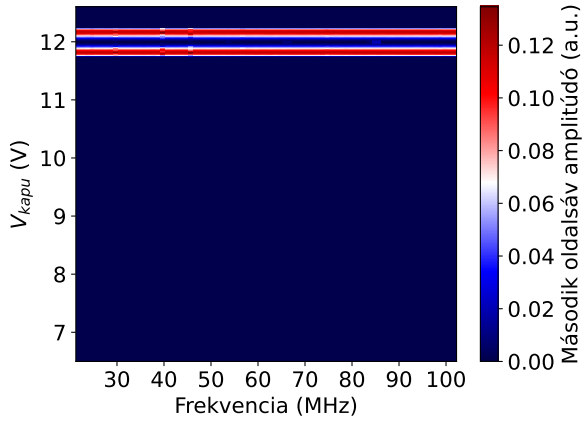
4.20. ábra. a) panel: A korábban bemutatott eljárással rögzített első oldalsáv a Fourier-spektrumban különböző frekvenciák esetén.
b) panel: A korábban bemutatott eljárással rögzített második oldalsáv a Fourier-spektrumban különböző frekvenciák esetén.

További megértést adhat a $C_{eff} = 0$ határeset, amely esetén $I_d = 0$, és az I_l mentes eset, tehát amikor a $V_{kapu,offset}$ fixálja az I_s -t, az az időben nem modulálódik. Ezeket az eseteket ábrázoltam a 4.21 és 4.22 ábrákon. Megállapítható, hogy a két effektust szétválasztva egyik oldalsáv sem nyomódik el f_{kapu} vizsgált tartományán belül. Ebből megállapíthatjuk, hogy a kisfrekvenciás tartományon az első oldalsáv nyomja el a második oldalsávot a spektrumban, a nagyfrekvenciás esetben pedig fordított a helyzet. Az eltolási áram mentes esetben is megjelenik a második oldalsáv a spektrumban az eltolási áram miatt megjelenő oldalsávnál lényegesen kisebb amplitúdóval. Ezt a méréseink során is megfigyeltük.



4.21. ábra. a) panel: $C_{eff} = 0$, tehát $I_d = 0$ eset. Megfigyelhető, hogy ebben az esetben nem nyomódik el az első oldalsáv $f_{kapu} > 50$ MHz esetén sem.
b) panel: $V_{kapu,offset}$ beállítja I_s értékét, a kapura kapcsolt jel nem modulálja azt, tehát ez az $I_l = 0$ eset. Megfigyelhető, hogy ebben az esetben nem nyomódik el a második oldalsáv $f_{kapu} < 30$ MHz esetén sem.

A számított és mért görbék a következőképpen értelmezhetőek: a kisfrekvenciás régióban a szivárgási áram okozta kapcsolás dominálja a rendszert, ennek megfelelően a spektrumban az első oldalsáv mérhető, a frekvenciát növelve az indukált eltolási áram okozta kapcsolások gyakorisága növekszik, ezért fokozatosan átveszi ez a mechanizmus a domináns szerepet. Ennek megfelelően a nagyfrekvenciás régióban a spektrumban a második oldalsáv mérhető.



4.22. ábra. $C_{eff} = 0$, tehát $I_d = 0$ eset. Megfigyelhető, hogy az első oldalsáv felharmonikusa megjelenik a második oldalsáv helyén. Az ebből származó csúcsok amplitúdója lényegesen kisebb mint az eltolási áram okozta kapcsolás miatt megjelenő második oldalsáv a spektrumban.

modellt alkalmazva reprodukálni tudtam a mért görbék tulajdonságait és értelmezni azokat. Ez az eltolási áram okozta kapcsolási-mechanizmus melletti erős érv.

$f_{kapu}=20$ MHz esetén a spektrumban az első oldalsáv dominál a $V_{küszöb}$ szűk környezetében, ekkor a szivárgási áram okozta kapcsolás dominálja a rendszert. $f_{kapu}=60$ MHz esetén a spektrumban a második oldalsáv mérhető. A második oldalsáv nem korlátozódik a $V_{küszöb}$ szűk környezetére, ugyanis az f_{kapu} elegendően nagy ahhoz, hogy például az $I_d > I_s(V_{kapu} = 10.5 V)$ teljesüljön. Ez esetben már $V_{kapu} = 10.5 V$ esetén is modulálódik a transzmisszió. Az $f_{kapu} = 75, 90$ MHz-es esetekben már $V_{kapu} = 0$ esetén is modulálja az I_d a rendszer transzmisszióját, ezért a teljes V_{kapu} tartományban jelen van a második oldalsáv.

A mérés során kapott görbék kvalitatív egyezést mutatnak a számítás eredményeként kapott görbékkel. A csúcsok pontos alakjaiban fellelhető különbségek okai lehetnek a mérőrendszer átviteli függvényének frekvenciafüggése, illetve az RF környezet okozta egyéb torzítás és attenuáció.

A kísérletek során használt amplitúdóval, és egy reális, $C=16$ fF, értékűnek választott kapacitással egy, az eltolási árammal és szivárgási árammal dolgozó

5. fejezet

Diszkusszió

5.1. Az eredmények összefoglalása

A kutatómunka során összeállítottunk és kalibráltunk egy nagyfrekvenciás mérőberendezést. Megállapítottuk, hogy az RF kiolvasás jól korrelál a DC mérésekkel, tehát az is megbízható információt ad a vezeték állapotáról. Karakterizáltuk a nanovezeték RF és DC transzport tulajdonságait. Kapufeszültség alkalmazásával elnyomtuk a szupravezetést összhangban a korábbi tanulmányokkal. Az RF mérés biztosította eljárással meghatároztuk a vezeték és kapuelektróda között folyó szivárgási áram okozta kapcsoláshoz tartozó időskálákat. Megállapítottuk, hogy a szivárgási áram okozta kapcsolat ~ 2 ns késéssel realizálódik a vezetéken. Megmutattunk egy eddig a területen nem publikált kapcsolási mechanizmust. A hordozón, amelyre a vizsgált vezeték helyezett, geometriájának köszönhetően 10 fF nagyságrendű kapacitív csatolás van a vezeték és a kapuelektróda között. Ez a kapacitás jelentős eltolási áramot eredményez a vezeték és a kapuelektróda között a kapufeszültség gyors változtatása esetén, amely képes átkapcsolni a vezeték normálállapotba. Az eltolási áram okozta kapcsolat szubnanoszekundumos felfutási idővel is rendelkezhet, ennek a részletesebb vizsgálata instrumentális limitációink miatt nem volt lehetséges. Megfelelően megválasztott jelalakot küldve a kapuelektródára közvetlenül megmutattuk az eltolási áram okozta kapcsolási és a szivárgási áram okozta kapcsolási mechanizmusok jelenlétét a rendszerben.

A vizsgált jelenség ipari alkalmazhatóságának feltétele a nagyfrekvenciás operáció. A kutatómunka eredményei alapján megállapítható, hogy a szivárgási áram okozta kapcsolat gyors, de nanoszekundumos operációt nem tesz lehetővé. Speciális célokra alkalmazható lehet a mechanizmus. Az eltolási áram okozta kapcsolat tervezérelt mechanizmus, ennek megfelelően nagyobb operációs sebességet tesz lehetővé. A maximális frekvencia meghaladja a mérőberendezésünk jelentette korlátot, ezt meghatározni nem tudtuk. A normálállapotból szupraállapotba történő visszakapcsolás karakterisztikus ideje méréseink szerint 10 ns. Ez jelenthet korlátot a nagyfrekvenciás használat során. Ez a karakterisztikus idő függhet a környezet okozta hőelvonás erősségétől, ha erősebb a hűtőteljesítmény a vezeték gyorsabban relaxálhat vissza szupraállapotba. Célunk az eltolási áram okozta kapcsolat vizsgálata folyékony hélium környezetben, tehát jelentősen megnövekedett hűtőteljesítmény mellett.

5.2. Kitekintés

Az eltolási áram okozta kapcsolás realizálásához kapacitív csatolásra van szükség a vezeték és kapuelektroda között. A szükséges kapacitás nagysága függ az alkalmazott dielektrikum milyenségétől és a geometriától. Konvencionális dielektrikumok esetén a ~ 10 fF nagyságrendű kapacitás elérhető $3\ \mu m \times 3\ \mu m$ -es párhuzamos lemezfelületekkel. Tehát jól skálázható a vizsgált rendszer, és a releváns paraméterei jól szabályozhatóak. A vezeték kapcsolása eltolási árammal nem igényel előzetes train-elést.

Az eltolási áram képes átkapcsolni a nanovezetéket normálállapotba, viszont a kapufeszültség változtatásának befejezésekor az eltolási áram megszűnik, a vezeték visszakapcsol szupravezető állapotba. Ebben a formában ez az eljárás feszültségtüske generálására alkalmazható. Amennyiben a kapuzott vezeték hiszterézissel rendelkezik ez megváltozik. Jelentős különbség esetén az I_s és I_r (retrapping current, azaz visszaváltási áram) között permanens kapcsolás is elérhető az eltolási áram alkalmazásával. A rendszeren I_s és I_r közötti I_{bias} -t alkalmazva a kapcsolás után a vezeték a rezisztív állapotban marad. Megfelelő hiszterézissel rendelkező nanovezeték előállítható például niobium-titán-nitrid anyagból.

6. fejezet

Saját eredmények

A kutatómunka során az összeállított mérési berendezéseket önállóan használtam. A minta DC és RF karakterizációs méréseit önállóan készítettem el. A pulzálás mérésekből származó adatok elemzésében és értelmezésében aktívan részt vettem. A Fourier transzformációs méréseket önállóan végeztem el. A mért görbék értelmezéséhez szükséges modellt önállóan alkottam és numerikus számításokat önállóan készítettem el.

Köszönetnyilvánítás

Szeretnék köszönetet mondani témavezetőimnek, Dr. Makk Péternek és Dr. Scherübl Zoltán-nak, akik felkeltették az érdeklődésem a dolgozatban vizsgált terület iránt. Magyarázataikkal segítették a dolgozat elkészítéséhez szükséges tudás elsajátítását, illetve értékes észrevételeikkel és tanácsaikkal segítették a dolgozat elkészítését. Köszönettel tartozom az alacsonyhőmérsékleti transzport laboratórium munkatársainak, különösen Dr. Csonka Szabolcsnak és Kocsis Mátyás-nak, akik útmutatásaikkal segítették a munkámat, és Tossón Elalailynek a vizsgált minta elkészítéséért.

Irodalomjegyzék

- [1] K. Alavi. “Molecular Beam Epitaxy”. *Encyclopedia of Materials: Science and Technology*. Szerk. K.H. Jürgen Buschow, Robert W. Cahn, Merton C. Flemings, Bernhard Ilshner, Edward J. Kramer, Subhash Mahajan és Patrick Veyssière. Oxford: Elsevier, 2001, 5765–5780. old. DOI: <https://doi.org/10.1016/B0-08-043152-6/01002-0>.
- [2] J. Basset, O. Stanisavljević, M. Kuzmanović, J. Gabelli, C. H. L. Quay, J. Estève és M. Aprili. “Gate-assisted phase fluctuations in all-metallic Josephson junctions”. *Phys. Rev. Res.* 3 (4 2021. dec.), 43169. old. DOI: [10.1103/PhysRevResearch.3.043169](https://doi.org/10.1103/PhysRevResearch.3.043169).
- [3] Martin Bjergfelt. *Phd thesis: In-situ patterned superconductor/semiconductor nanowires for quantum devices*.
- [4] John F. Bulzacchelli. “Design techniques for CMOS backplane transceivers approaching 30-Gb/s data rates”. *Proceedings of the IEEE 2013 Custom Integrated Circuits Conference*. 2013, 1–8. old. DOI: [10.1109/CICC.2013.6658405](https://doi.org/10.1109/CICC.2013.6658405).
- [5] John F. Bulzacchelli. “Equalization for Electrical Links: Current Design Techniques and Future Directions”. *IEEE Solid-State Circuits Magazine* 7.4 (2015), 23–31. old. DOI: [10.1109/MSSC.2015.2475996](https://doi.org/10.1109/MSSC.2015.2475996).
- [6] Pozar David. *Microwave Engineering*. NJ :Wiley, Hoboken, 2012.
- [7] Tosson Elalaily, Martin Berke, Ilari Lilja, Alexander Savin, Gergő Fülöp, Lőrinc Kupás, Thomas Kanne, Jesper Nygård, Péter Makk, Pertti Hakonen és Szabolcs Csonka. *Switching dynamics in Al/InAs nanowire-based gate-controlled superconducting switch*. 2024. URL: <https://doi.org/10.48550/arXiv.2312.15453>.
- [8] Tosson Elalaily, Olivér Kürtössy, Zoltán Scherübl, Martin Berke, Gergő Fülöp, István Endre Lukács, Thomas Kanne, Jesper Nygård, Kenji Watanabe, Takashi Taniguchi, Péter Makk és Szabolcs Csonka. “Gate-controlled supercurrent in epitaxial Al/InAs nanowires”. *Nano Letters* 21 (22 2021), 9684–9690. old. DOI: [10.1021/acs.nanolett.1c03493](https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.1c03493).
- [9] Ritter M. F., Fuhrer A., Haxell D. Z., Hart S., Gumann P., Riel H. és Nichele F. “A superconducting switch actuated by injection of high-energy electrons”. *Nature communications* 12.1 (2021), 1–6. old. DOI: [10.1038/s41467-021-21231-2](https://doi.org/10.1038/s41467-021-21231-2).

- [10] Ritter M. F., Crescini N., Haxell D. Z., Hinderling M., Riel H., Bruder C., A. Fuhrer és F. Nichele. “Out-of-equilibrium phonons in gated superconducting switches”. *Nature Electronics* 5 (2022), 71–77. old. DOI: 10.1038/s41928-022-00721-1.
- [11] R. E. Glover és M. Tinkham. “Conductivity of Superconducting Films for Photon Energies between 0.3 and $40kT_c$ ”. *Phys. Rev.* 108 (2 1957. okt.), 243–256. old. DOI: 10.1103/PhysRev.108.243.
- [12] Sólyom Jenő. *Fundamentals of the Physics of Solids*. Springer Berlin, Heidelberg, 2010.
- [13] François Joint, Kazi Rafsanjani Amin, Ivo Cools és Simone Gasparinetti. *Dynamics of Gate-Controlled Superconducting Dayem Bridges*. 2024. arXiv: 2405.07377 [cond-mat.supr-con]. URL: <https://arxiv.org/abs/2405.07377>.
- [14] Miguel E. Perez, Michael A. Sperling, John F. Bulzacchelli, Zeynep Toprak-Deniz és Timothy E. Diemoz. “Distributed Network of LDO Microregulators Providing Submicrosecond DVFS and IR Drop Compensation for a 24-Core Microprocessor in 14-nm SOI CMOS”. *IEEE Journal of Solid-State Circuits* 55.3 (2020), 731–743. old. DOI: 10.1109/JSSC.2019.2956413.
- [15] Leon Ruf, Claudio Puglia, Giorgio De Simoni, Yurii P. Ivanov, Tosson Elalaily, Francois Joint, Martin Berke, Jennifer Koch, Andrea Iorio, Sara Khorshidian, Peter Makk, Antonio Vecchione, Simone Gasparinetti, Szabolcs Csonka, Wolfgang Belzig, Mario Cuoco, Giorgio Divitini, Francesco Giazotto, Elke Scheer és Angelo Di Bernardo. *Gate-control of superconducting current: relevant parameters and perspectives*. 2023. arXiv: 2302.13734 [cond-mat.supr-con].
- [16] Ferenc Simon. *Nagyfrekvenciás jelek terjedésének fizikai alapjai*. URL: https://fizipedia.bme.hu/images/3/38/Nagyfrekvenci%C3%A1s_jelek_vizsg%C3%A1lata_2022.pdf. (Hozzáférés: 2024.10.20.)
- [17] Giorgio De Simoni, Federico Paolucci, Paolo Solinas, Elia Strambini és Francesco Giazotto. “Metallic supercurrent field-effect transistor”. *Nature nanotechnology* 13.9 (2018), 802–805. old. DOI: 10.1038/s41565-018-0190-3.
- [18] California Institute of Technology. *The Feynman Lectures on Physics*. URL: https://www.feynmanlectures.caltech.edu/III_21.html. (Hozzáférés: 2023.04.30.)
- [19] Michael Tinkham. *Introduction to superconductivity*. Courier Corporation, 2004.
- [20] Zeynep Toprak-Deniz, Jonathan E. Proesel, John F. Bulzacchelli, Herschel A. Ainspan, Timothy O. Dickson, Michael P. Beakes és Mounir Meghelli. “A 128-Gb/s 1.3-pJ/b PAM-4 Transmitter With Reconfigurable 3-Tap FFE in 14-nm CMOS”. *IEEE Journal of Solid-State Circuits* 55.1 (2020), 19–26. old. DOI: 10.1109/JSSC.2019.2939081.

- [21] Wikimedia. *Resistively and capacitively shunted junction (RCSJ) equivalent circuit*. URL: [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Resistively_and_capacitively_shunted_junction_\(RCSJ\)equivalent_circuit.svg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Resistively_and_capacitively_shunted_junction_(RCSJ)equivalent_circuit.svg). (Hozzáférés: 2023.04.30.)
- [22] Wikipedia. *Telegrapher's equations*. URL: https://en.wikipedia.org/wiki/Telegrapher%27s_equations. (Hozzáférés: 2023.10.20.)