

Kvantumbitek mérés technikája és transzmon qubit karakterizációja

TDK DOLGOZAT

Fekete Levente Máté

Fizika BSc III. évfolyam

Témavezető:

Scherübl Zoltán

BME Fizika Intézet

Fizika Tanszék



M Ű E G Y E T E M 1 7 8 2

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem

2023

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	2
2. Elméleti bevezető	4
2.1. A Josephson-átmenet	4
2.2. A koplánáris tápvonal rezonátor	5
2.3. Szupravezető transzmon qubitek	7
2.4. A rezonátor és a qubit csatolása	9
2.5. Diszperzív approximáció	9
2.6. A Bloch gömb reprezentáció	11
2.7. Qubit manipulációja - Rabi oszcillációk	11
2.8. A qubit dinamikája a disszipáció jelenlétében	12
2.8.1. Longitudinális relaxáció	13
2.8.2. Fázisvesztés	14
2.8.3. Transzverzális relaxáció	15
3. Mérési összeállítás	16
3.1. A felhasznált minta	17
3.2. Kiolvasó áramkör	18
3.3. Manipuláló áramkör	18
3.4. Mixerek	19
4. Mérési eredmények	22
4.1. Kiolvasás és kiértékelés két kvadraturán	22
4.2. Mérések vektor-hálózatanalizátorral	22
4.3. Rezonátor kiolvasás	23
4.4. Kéttónusú spektroszkópia	26
4.5. Rabi oszcilláció	28
4.5.1. π pulzus kalibrációja	30
4.6. Longitudinális relaxáció mérése	32
4.7. Ramsey mérések	33
5. Összefoglalás	37

1. Bevezetés

A kvantumszámítás korszakalkotó terület a modern informatikában, amely az elmúlt évtizedekben rohamosan fejlődik. A klasszikus számítógépek által használt bitekkel működő számítások korát új, izgalmas lehetőségek váltják fel, amelyeket a kvantumszámítógépek és kvantuminformatika nyújt. Ezek a rendkívül erőteljes eszközök nemcsak megszokott számítási feladatokat képesek hatékonyabban elvégezni, hanem olyan problémákra is választ kínálnak, amelyek a klasszikus számítógépek számára megoldhatatlanok lennének.

A kvantumszámítás hátterében a kvantummechanika alapelvei állnak. Az egyik legfontosabb koncepció a kvantumbit vagy röviden qubit, amely a kvantumszámítógépek alapvető építőeleme. A számítások három fő kvantumfizikai jelenségen alapulnak: a kvantumállapotok szuperpozícióján, a mérés során bekövetkező állapotok kollapszusán (amely minden qubitművelet - manipuláció, kiolvasás alapja), és a kvantumösszefonódáson. Utóbbi a többqubites rendszerek jellemzője, míg előbbi egy kvantumbit állapotát írja le. Ezek azok a jelenségek, melyek lehetővé teszik számunkra, hogy olyan feladatokat oldjunk meg, amelyek az évszázadok során áthatolhatatlan akadályokat jelentettek volna a klasszikus számítógépek számára, mint például nagy számok gyors faktorizálása.

Napjainkban rendkívül szerteágazóak a kutatások olyan koncepciók kialakítására, melyek kétállapotú rendszerként funkcionálnak, és közben mutatják az alapvető kvantummechanikai effektusokat is. Jelenleg a legtöbb laboratóriumban szilárdtestqubiteket készítenek, azon belül is a szupravezető transzmon a legelterjedtebb. A qubit ezen fajtája egy kapacitíven söntölt Josephson-átmenet, amely anharmonikus oszcillátorként viselkedik, ennek a két legalacsonyabb energiájú állapota alkot kétállapotú kvantumrendszert. Ilyen qubiteket alkalmaznak többek között a Google [1] és az IBM [2] kvantumszámítógépei is. Kutatásom során én is egy ilyen qubit karakterizációját végeztem el, az országban először. A minta göteborgi Chalmers egyetemről, Simone Gasparinetti kutatócsoportjából érkezett a laborunkhoz. A méréshez felhasznált eszközök (jelgenerátor, gigahertzes RF források, kvantumanalizátor) a laborba nemrégiben érkeztek, eddig nem voltak használva, így még a működési elvük pontos megismerése, optimális beállításuk megtalálása is külön kihívást jelentett.

Kutatásom, méréseim során egyqubites rendszerekkel foglalkoztam, így a dolgozat további részében a figyelmem erre korlátozódik. Fő célom az ilyen rendszerek széleskörű karakterizációja volt. Munkám során nem csupán megmértem egy ilyen rendszer legfontosabb tulajdonságait, viselkedését, hanem egy teljes mérés technikai eljárást és mérés-elrendezést alakítottam ki. A mérésre való felkészülés során mérőkódokat készítettem, többek között IQ mixerek kalibrációjához is. Mivel ezidáig nem volt kifejlett eljárás a laborban a qubitek vizsgálatára, így a mérési elrendezés, valamint az eljárás kialakítása

is külön kihívás volt. A kutatás eredményeképp egy kész mérési tervet is készítettem, amely egy iránymutatást ad szupravezető transzmon qubitek vizsgálatához a rendelkezésre álló eszközökkel, valamint bemutatja az általam ideálisnak vélt mérési folyamatot. Ennek segítségével a későbbiekben hasonló minták karakterizálásához a szükséges programkód, méréstechnikai eljárás és mérési programterv adott, amely lehetőséget nyújt egy ismeretlen qubitról a gyors és reprodukálható információszerzésre.

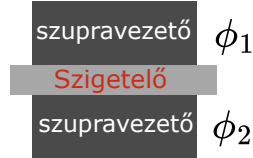
Dolgozatomban bemutatom egy transzmon qubit megértéséhez szükséges elméleti hátteret (2. fejezet), ezen belül a Josephson átmentet, a qubit felépítését, a kiolvasó rezonátorok működését valamint a qubit manipuláció és dekoherencia elméletét. Ezután bemutatom a méréshez használt összeállítást (3. fejezet). Majd a 4. fejezetben részletesen tárgyalom a qubit karakterizáció lépéseit, és a mérésekből meghatározom a qubit jellemző paramétereit.

2. Elméleti bevezető

A transzmon qubit egy szupravezető-Josephson átmenetből áll, amit egy szupravezető rezonátorhoz csatolunk kiolvasás céljából. Ahhoz, hogy a működését részletesen megértsük, ebben a fejezetben bemutatom a qubit áramkör elemeit, a tápvonalat, a rezonátort és a qubitet. Prezentálom a qubit-rezonátor kölcsönhatást, a qubit kiolvasásának és manipulációjának elméleti hátterét, a kvantumbitek dinamikáját meghajtás során, illetve dekoherencia esetén. Emellett bevezetem a Bloch gömb reprezentációt, amely egy kézenfekvő módja a kétállapotú kvantumrendszerek dinamikájának szemléltetésére, valamint az egyes folyamatokat értelmezem a Bloch gömb segítségével is.

2.1. A Josephson-átmenet

A Josephson-átmenet szerkezetét tekintve két szupravezető rétegből áll, melyek között egy vékony szigetelő réteg teremti gyenge csatolást. A szupravezető anyagokban az elektronok között vonzó kölcsönhatás lép fel, kedvezőbb energiaállapotra törekedve párokat alkotnak, ezeket Cooper-pároknak nevezzük. A Josephson-átmenet működésének alapját a kialakuló Cooper-párok szigetelő rétegen való átalagutazása adja. Érdekessége, hogy feszültség nélkül is stacionárius áram folyhat rajta keresztül, ha a két szupravezető fázisa különböző, ezt írja le a Josephson egyenlet (1):



1. ábra. A Josephson-átmenet sematikus rajza

$$I(t) = I_c \sin(\phi_J(t)), \quad (1)$$

ahol $\phi_J = \phi_1 - \phi_2$ a Josephson fázis, ami a szupravezetők fázisának különbsége, valamint I_c az átmenet kritikus árama. Az átmeneten megjelenő feszültséget a következő formulával lehet leírni:

$$U = \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{d\phi_J}{dt}, \quad (2)$$

ahol $\Phi_0 = h/2e$ a fluxuskvantum. Ezek alapján a Josephson-átmenethez asszociálható egy induktivitás is $L^{-1} = U^{-1}(dI/dt)$ módon, ez a (1) és (2) egyenleteket felhasználva:

$$L(\phi_J) = \frac{L_J}{\cos(\phi_J)} \quad (3)$$

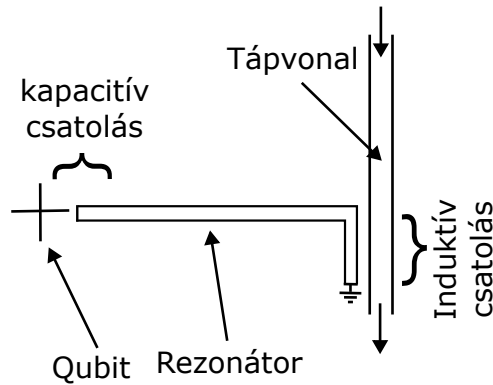
alakot ölti. Itt $L_J = \frac{\Phi_0}{2\pi I_c}$ a Josephson induktancia. Látható, hogy a fázis függvényében ez egy nemlineáris függvény, azaz a Josephson-átmenet nemlineáris induktivitásként viselkedik. Ennek a későbbiekben fontos szerepe lesz a transzmon qubit működésében, ezt a 2.3. fejezetben tárgyalom részletesen.

2.2. A koplanáris tápvonal rezonátor

A koplanáris tápvonalak – melyeket a qubit állapotának kiolvasására fogunk használni – lényegében a koaxiális-kábelek síkbeli analógjai, bennük a hullámterjedést szintén a távíróegyenletek megoldásai adják. Ilyen koplanáris vonalakkal egyszerűen készíthetők mikrohullámú rezonátorok, melyek jellemző frekvenciája gigahertzes tartományba esik. A gyakorlatban általában szupravezető anyagból (pl. alumínium, nióbium) készülnek, így elkerülhető a rezisztív veszteség.

Az említett rezonátorok lényegében véges hosszúságú koplanáris tápvonalakként foghatóak fel, melynek végein különböző lezárásokat alakíthatnak ki. Ezekben a rezonátorokban állóhullámok alakulnak ki, melyek jól meghatározott frekvenciájúak, peremfeltételeiket pedig a lezárások határozzák meg. Azokat a rezonátorokat, melyek egyik vége földelt és a másik szabad, lambdanegyedes rezonátoroknak nevezzük. Az elnevezés onnan ered, hogy a bennük kialakuló felharmonikusok hullámhosszát $l = (2n + 1)\lambda/4$ határozza meg, ahol n egész szám és l a rezonátor hossza, λ a hullámhossz.

A 2. ábrán látható, hogy a mi esetünkben a rezonátor egyik vége a tápvonalhoz, a másik a qubithez csatlózik.



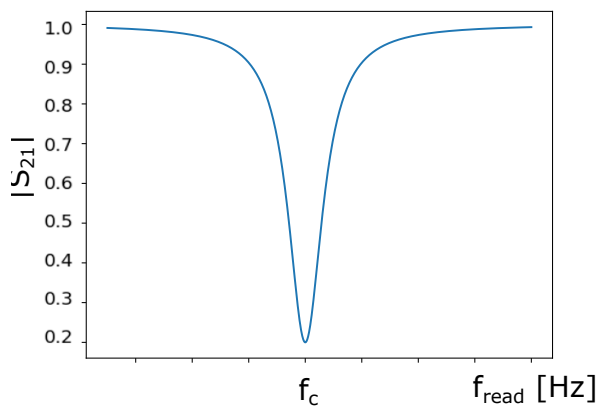
2. ábra. Egy tipikus transzmon minta sematikus rajza

Mivel a tápvonalhoz csatlózkodó vég földelt, így ott feszültség minimum, tehát csomópont található. Ebből következik, hogy a tápvonal és a rezonátor közötti csatolás kizárólag induktív úton történhet. Másrészt, mivel a qubit manipulációja AC elektromos térrel lehetséges, így a rezonátor másik végén feszültség maximum, tehát duzzadóhely van. Ez megköveteli, hogy a qubit kapacitíven csatlódjon a rezonátorhoz.

A feszültség átviteli tényező a tápvonal be- és kimenete között a S_{21} szórási paraméterrel jellemezhető: [9]:

$$S_{21}(f_{\text{read}}) = 1 - \frac{(Q_l/|Q_c|)e^{i\phi_{\text{imp}}}}{1 + 2iQ_l(f_{\text{read}}/f_c - 1)} \quad (4)$$

ahol f_c a rezonanciafrekvencia, f_{read} a kiolvasó jel frekvenciája. $Q_l = \frac{\cos(\phi_{\text{imp}})}{Q_c} + \frac{1}{Q_i}$ a terhelt (loaded) és Q_c a csatolási jósági tényezője a rezonátornak (Q_c a kívülághoz való csatolódásból származó veszteséget írja le), ϕ_{imp} pedig a nemidealításokból származó aszimmetria faktor. Q_i a belső jósági tényező, ami a belső veszteségeket írja le.

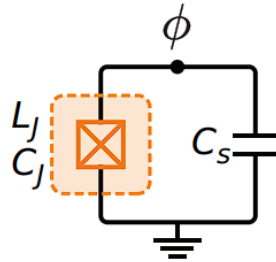


3. ábra. A rezonátor transzmissziós görbéjének tipikus alakja a (4) képlet alapján

A 3. ábrán látható az ismertetett rezonanciagörbe alakja, pontosabban $|S_{12}|$ transzmissziós tényező f_{read} kiolvasó frekvencia függvényében. Megfigyelhető, hogy a transzmisszió a rezonanciafrekvencián lesz éppen minimális. A 2.5 részben bemutatom, hogy éppen a transzmisszió megváltozását fogjuk kihasználni az információ kiolvasására.

2.3. Szupravezető transzmon qubitek

A kvantumbiteknek számos megvalósítása létezik, például foton polarizációval [4], hidrogénatomokkal, gyémánt NV centrumokkal [10], mesterséges atomba csapdázott egyedi spinnel (spin qubit) [13] stb. A legnépszerűbbek a szupravezető qubitek, amelyek közös jellemzője, hogy Josephson-átmeneten alapulnak. Mivel a Josephson-átmenet áramköri elemként egy nemlineáris induktivitásként viselkedik, így azt kapacitíven söntölve egy anharmonikus oszcillátorhoz jutunk. Ezt szemlélteti a 4. ábra, amely a legegyszerűbb szupravezető qubit, a transzmon. Megfigyelhető, hogy a Josephson-átmenet egyik felét szokás földelni, a másikra továbbiakban szupravezető szigetként hivatkozom.



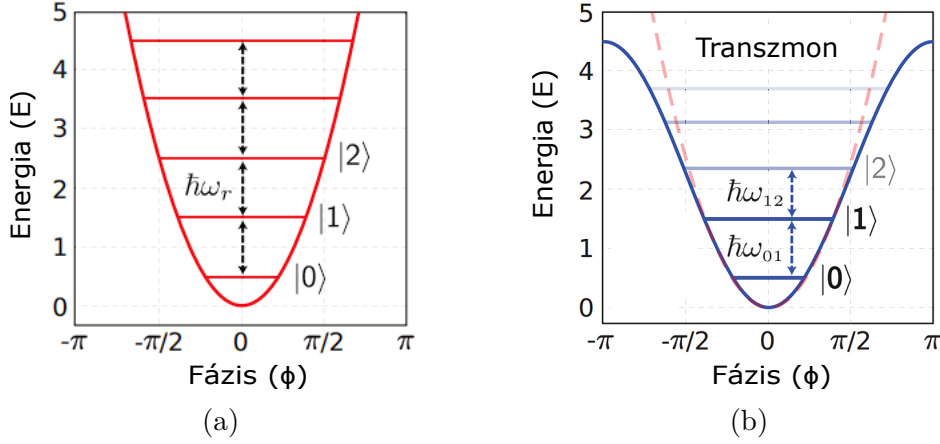
4. ábra. A transzmon qubit, azaz egy kapacitíven söntölt Josephson-átmenet sematikus rajza. [5]

Az anharmonicitás – amely nem ekvidisztáns sajátenergiaszinteket takar – azért fontos, hogy a qubit műveletek során elkerüljük a magasabb állapotok populációját.

Ha lineáris induktitásból készítenénk a qubitet, akkor az ekvidisztáns spektrum miatt (lásd: 5a. ábra) $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ átmenetet gerjesztve nincs lehetőségünk elkerülni a magasabb energiaszintek gerjesztődését. Ezzel szemben nemlineáris induktivitást alkalmazva anharmonikus lesz a spektrum (lásd: 5b. ábra), az egyes átmenetek külön-külön címezhetővé válnak.

A qubitet szokás jellemezni az anharmonicitás mértékével: $\alpha = \omega_{1 \rightarrow 2} - \omega_{0 \rightarrow 1}$, ahol $\omega_{n \rightarrow m}$ az n állapotból m állapotba történő gerjesztéshez szükséges körfrekvenciát jelöli.

Általában a két legalsó állapotot ($|0\rangle$ és $|1\rangle$) használjuk qubitnek.



5. ábra. A harmonikus és anharmonikus oszcillátor. **(a)** Kvantum harmonikus oszcillátor potenciálja és energia sajátállapotai. Látható, hogy a sajátenergiák ekvidisztánsak. **(b)** Anharmonikus oszcillátor potenciálja és energia sajátállapotai. Itt már nem ekvidisztánsak az átmenetek. [5]

A qubitek dinamikájának megértéséhez vizsgáljuk a kapacitás és Josephson-átmenet alkotta LC kör Hamiltoniját:

$$\hat{H} = 4E_C \hat{n}^2 + E_J \cos(\hat{\phi}), \quad (5)$$

ahol $E_C = e^2/2C_E$ a töltési energia, $C_E = C_s + C_J$ az eredő kapacitás, azaz a sönt kapacitás és a vele párhuzamosan kapcsolt Josephson-átmenet együttes kapacitása. Ez fizikailag annak az energiának felel meg, hogy a Cooper-pár egy elektronja a szupravezető szigetre jusson. Továbbá $\hat{n} = Q/2e$ dimenziótlan mennyiség, a szupravezető szigeten tartózkodó többlet Cooper-párokat számláló operátor, redukált töltésként szokás rá hivatkozni. A szupravezető fázist $\hat{\phi}$ jelöli és $E_J = I_c \hbar/4e\pi$ a Josephson energia, ahol I_c az átmenet kritikus árama. $\hat{\phi}$ és $\hat{n}$ teljesítik a kanonikus kommutációs relációt, tehát $[\hat{\phi}, \hat{n}] = i$.

Megmutatható, hogy a qubit frekvencia, illetve az anharmonicitás kifejezhető a töltési és a Josephson energia segítségével, ezen a ponton ezeket részletesebb levezetés nélkül prezentálom [7]:

$$\hbar\omega_{0 \rightarrow 1} = \sqrt{8E_J E_C} \quad (6)$$

$$\hbar\alpha = -E_C. \quad (7)$$

Szupravezető qubitek közül transzmon qubitnek hívjuk azokat a kapacitíven söntölt Josephson-átmeneteket, melyek $E_J \gg E_C$ konvenciót követnek. Ellenkező esetben a rendszer igen érzékeny a töltés zajokra, az olyan qubiteket töltés qubiteknak nevezik.

A szupravezető transzmon qubitek tipikus sajátfrekvenciája $\omega_q = \omega_{0 \rightarrow 1} = 3 - 6$ GHz, az anharmonicitás tipikus tartománya $\alpha/2\pi = -(100 - 300)$ MHz [5].

2.4. A rezonátor és a qubit csatolása

A qubit kiolvasásához egy szupravezető rezonátort használunk, ezért most egy koherensen csatolt qubit-rezonátor rendszer dinamikáját tekintjük, amit a Jaynes-Cummings Hamiltonival [8] jellemezhetünk:

$$H_{JC} = \omega_c \left(\hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2} \right) + \frac{1}{2} \omega_q \sigma_z + g \left(\hat{a}^\dagger \sigma_- + \hat{a} \sigma_+ \right) \quad (8)$$

Itt ω_c a rezonátor sajátfrekvenciája, ω_q pedig a qubit sajátfrekvenciája. Továbbá $\hat{a}^\dagger$ és $\hat{a}$ a rezonátor elektromágneses terének a kvantummechanikában megszokott módon definiált léptetőoperátorai. σ_z a Pauli-mátrix és σ_- és σ_+ a qubit fel- és legerjesztését leíró léptetőoperátorok. A levezetés során az egyszerűség kedvéért $\hbar = 1$ mértékegységrendszert használtam.

Vizsgálva a Hamiltonit, megfigyelhető, hogy az első tag a rezonátor fotonokkal való telítettségét írja le, a második pedig a qubit állapotához kapcsolódik. A qubit-rezonátor csatolás a harmadik tagba van kódolva, ahol g jellemzi a csatolás erősségét. A csatolást fizikailag úgy értelmezhetjük, hogy a qubit legerjesztődése fotont kelt a rezonátorban, illetve fordítva.

2.5. Diszperzív approximáció

Ebben a részben a Jaynes-Cummings Hamiltoni egy közelítését mutatom be, amit a gyakorlatban rendszeresen használnak a qubit kiolvasása során. Megmutatható, hogy ha a qubit és rezonátor frekvenciája kellően távoli, pontosabban fennáll $\Delta \gg g$, ahol $\Delta = \omega_q - \omega_c$, akkor elvégezve a sorfejtést g/Δ szerint a Hamiltoni a következő alakot ölti diszperzív approximációs határesetben:

$$\hat{H}_{\text{diszp}} = \omega_c \hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2} \omega_q \sigma_z + \frac{g^2}{\Delta} \hat{a}^\dagger \hat{a} \sigma_z. \quad (9)$$

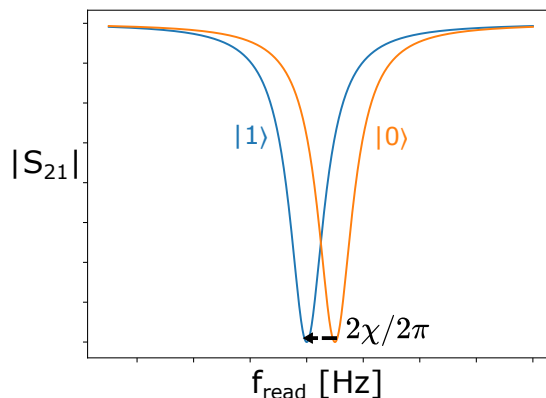
Itt a konstans tagokat elhagytuk, hiszen azok nem befolyásolják a dinamikáját.

Ezt a kifejezést átrendezve fizikailag könnyebben érthető képet alkothatunk a diszperzív approximáció hasznosságáról:

$$\hat{H}_{\text{diszp}} = (\omega_c + \chi \sigma_z) \hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2} \omega_q \sigma_z, \quad (10)$$

ahol $\chi = \frac{g^2}{\Delta}$, azaz a qubit állapotától függően eltolódik a rezonátor frekvenciája (lásd: 6. ábra).

Részletesebben: ha a qubit alapállapotban van, akkor $\langle \sigma_z \rangle = -1$, ezért a rezonátor frekvenciája éppen $\chi/2\pi$ -vel felfele tolódik el. Ez egy igen fontos tény, hiszen ez egy alkalmas megoldást biztosít a qubit állapotának meghatározására.

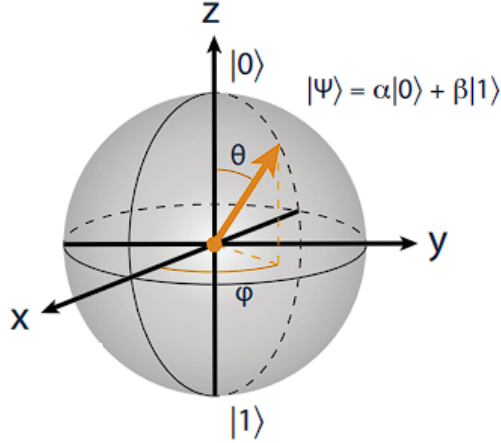


6. ábra. A rezonátor transzmissziós görbéje a qubit különböző állapotaiban. Megfigyelhető, hogy a transzmisszió minimumának a helye $2\chi/2\pi$ frekvenciával eltolódik.

A kiolvasást az alapállapotú qubit esetén meghatározott rezonanciafrekvencián végezzük, ahol a 2.2. részben bemutatott módon a transzmisszió minimális. A fenti állításból tehát az következik, hogy a qubit gerjesztődésének hatására a kiolvasás nem az alapállapotú rezonátor rezonanciafrekvenciáján fog megtörténni, amely a mért transzmisszió megváltozásában tükröződik.

2.6. A Bloch gömb reprezentáció

A Bloch gömb egy olyan egységsugarú gömbfelület, mely a kétállapotú kvantumrendszerek állapotának reprezentációját segíti elő. A Bloch gömb felületének minden pontja



7. ábra. Egy qubit állapotának reprezentálása a Bloch gömbön [5]

a qubit egy lehetséges állapotát jelöli ki. Az állapotot jelölő felületre mutató vektort gyakran Bloch vektornak nevezzük, ennek változásával egyszerűen jellemezhetjük a qubit dinamikáját. A Bloch gömb z-tengelyét longitudinális, x-y irányokat pedig transzverzális irányoknak szokás nevezni. Konvenció szerint a gerjesztett $|1\rangle$ állapotot a déli, a $|0\rangle$ alapállapotot pedig az északi pólusnak választjuk. A Bloch gömb egy pontját gömbi koordinátákkal (Θ, φ) jellemezhetjük:

$$|\psi\rangle = \alpha |0\rangle + \beta |1\rangle = \cos \frac{\Theta}{2} |0\rangle + e^{i\varphi} \sin \frac{\Theta}{2} |1\rangle. \quad (11)$$

Itt α és β komplex együtthatók, melyekre fennáll a normálás miatt $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$. A Bloch reprezentáció azért előnyös, mert amellett, hogy jól szemléltethető, lehetőséget nyújt a qubit állapotának $\mathbb{R}^2$ -re való leképezésére. A forgó hullámú közelítés (rotating wave approximation) szerint a qubittal együtt forgó koordináta rendszerben szokás használni a Bloch reprezentációt, azaz a Bloch vektor nem forog ω_q -val a z tengely körül, hanem áll.

2.7. Qubit manipulációja - Rabi oszcillációk

Ebben az alfejezetben bemutatom a legalapvetőbb dinamikáját a qubitnek gerjesztő jel esetén. Lényegében arra vagyunk kíváncsiak, mi történik rendszer állapotával, ha folytonosan gerjesztjük egy koherens jelalakkal.

Most a rezonátort figyelmen kívül hagyhatjuk, mivel csak a qubit dinamikájával foglalkozunk. Vegyünk egy qubitet a következő Hamiltonival: $\hat{H}_q = \omega_q \sigma_z / 2$. Elektromos térbe helyezve a qubit polarizálódik, dipólmomentuma alakul ki. A dipólmomentum operátora $\hat{d} = \vec{d} \sigma_x$, az elektromos tér pedig, ami a szinuszos gerjesztő jelből származik: $E(t) = E \cos(\omega_{\text{drive}} t)$. Ha feltesszük hogy az elektromos tér és a dipólmomentum parallel, a teljes Hamiltoni:

$$\hat{H}_{\text{Rabi}} = \frac{1}{2} \omega_q \sigma_z - A \cos(\omega_{\text{drive}} t) \sigma_x, \quad (12)$$

ahol $A = Ed$. Most tekintsük a qubit időfejlődését. Használjunk $|\psi(t)\rangle = C_0 e^{-i\frac{\omega_q}{2}t} |0\rangle + C_1 e^{i\frac{\omega_q}{2}t} |1\rangle$ próbafüggvényt, ahol $|0\rangle$ és $|1\rangle$ rendre az alap és a gerjesztett állapotot jelöli, $|C_0|^2$ és $|C_1|^2$ pedig ezen állapotok valószínűsége. Ezt a próbafüggvényt használva csatolt differenciálegyenlet rendszert kapunk, melynek megoldásai:

$$C_g(t) = \frac{e^{-i\frac{\Delta_d}{2}t}}{\Omega_{\text{Rabi}}} \left(\Omega_{\text{Rabi}} \cos\left(\frac{\Omega_{\text{Rabi}}}{2}t\right) + i\Delta_d \sin\left(\frac{\Omega_{\text{Rabi}}}{2}t\right) \right) \quad (13)$$

$$C_e(t) = i \frac{A e^{+i\frac{\Delta_d}{2}t}}{\Omega_{\text{Rabi}}} \sin\left(\frac{\Omega_{\text{Rabi}}}{2}t\right). \quad (14)$$

Itt Δ_d a meghajtó frekvencia elhangolása a qubit frekvenciától $\omega_q - \omega_{\text{drive}}$, valamint $\Omega_{\text{Rabi}} = \sqrt{A^2 + \Delta_d^2}$.

Vizsgálva a gerjesztett állapot valószínűségét:

$$P_e(t) = \frac{A^2}{\Omega_{\text{Rabi}}^2} \sin^2\left(\frac{\Omega_{\text{Rabi}}}{2}t\right). \quad (15)$$

A 15. képletből rögtön látszik, hogy a qubit a két állapot között Ω_{Rabi} Rabi körfrekvenciával fog oszcillálni. Amikor az elhangolás zérus, vagyis $\omega_q = \omega_{\text{drive}}$ esetben a populáció transzfer tökéletes, ezért ekkor kapjuk a legnagyobb kontrasztot. Véges elhangolás esetén az oszcilláció frekvenciája megnő, de csökken a populáció transzfer határfoka, így az amplitúdója csökken. Ez egy fontos megállapítás, mivel a Rabi oszcilláció frekvenciáját vizsgálva a meghajtó frekvencia függvényében, meghatározható a qubit sajátfrekvenciája ω_q .

2.8. A qubit dinamikája a disszipáció jelenlétében

Eddig azt feltételeztük, hogy a qubit egy zárt rendszer, melynek időfejlődése tisztán a Schrödinger egyenlet eredménye. A valóságban minden rendszer kölcsönhat a környezetével, energiát cserél azzal, ez a qubit esetében is fennáll. Két fő mechanizmust kell figyelembe vennünk a qubit időfejlődésének teljes körű leírásához: a relaxációt és a fázisvesztést.

2.8.1. Longitudinális relaxáció

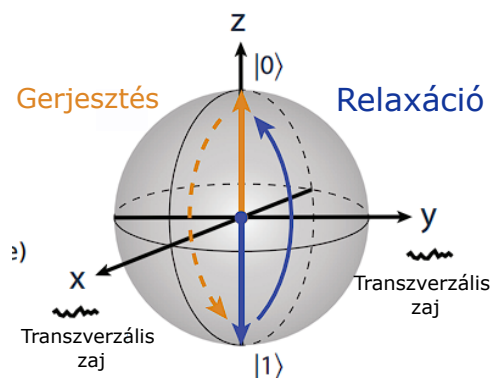
Ha egy kvantumrendszer gerjesztett állapotban van, bizonyos idő elteltével alapállapotba fog kerülni, ezt a folyamatot relaxációnak nevezzük. Ez annak a következménye, hogy a qubit fotonok formájában energiát disszipál a környezetébe. Ennek a hosszas levezetése elkerülendő, ezért fenomenologikusan fogom tárgyalni ezt a jelenséget. Fontos megjegyezni, hogy a relaxáció a valóságban nem egy folytonos folyamat, hanem bizonyos karakterisztikus idővel, ugrásszerűen megy végbe.

Minél több idő telik el, annál valószínűbb lesz, hogy a mérést követően a hullámfüggvény az alapállapotba ugrik be. Ezt a karakterisztikus időt, amely azt határozza meg, hogy a qubit transzverzális zaj által indukált spontán emisszió során alapállapotba kerül, T_1 -el jelöljük és mérésel határozható meg. Jellemzően ez a karakterizáció egyik első állomása, mivel a relaxációs idő egy igen fontos paramétere a rendszernek. T_1 meghatározási eljárását a 4.6 fejezetben fogom részleteiben tárgyalni.

A relaxáció folyamatát Bloch gömb reprezentációban is tárgyalhatjuk (8. ábra). A qubittel forgó koordináta-rendszerből vizsgálódva a Bloch vektor stacionárius. Az energiadisszipáció hatására bizonyos idő elteltével a déli pólus felől a vektor elfordul az északi pólus irányába, ezt longitudinális relaxációnak hívjuk.

Itt megjegyezném, hogy a relaxációval egy ellentétes folyamat, az úgynevezett spontán gerjesztődés is jelen van, ennek mértékét a qubit környezetének a hőmérséklete határozza meg. Ez a jelenség lesz az oka a 21. ábrán megjelenő $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ átmenetet reprezentáló vonal megjelenésének.

Összefoglalva: egy általános jelenség, hogy a qubit spontán energiát ad át a hideg környezetének, de előfordulhat az is, hogy a környezet a qubit gerjesztődését okozza.

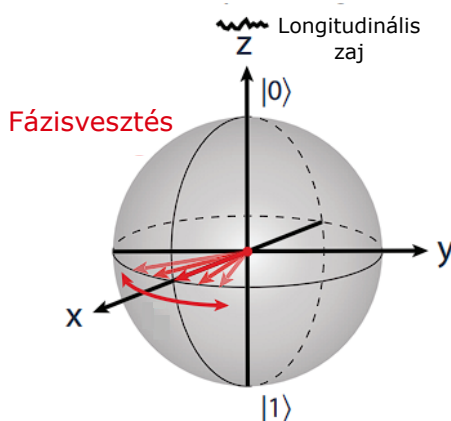


8. ábra. A longitudinális relaxáció Bloch gömb reprezentációban [5]

2.8.2. Fázisvesztés

A fázisvesztés egy másik tökéletlensége a rendszernek, amely befolyásolja az időfejlődést, forrása a longitudinális környezeti zajok. A longitudinális zajok alatt azt értem, melyek σ_z -vel arányosak, tehát a qubit energiaváltozásáért felelnek. A fázisvesztés egy reverzibilis folyamat, itt nem történik energiadiSSIPáció, cserébe a qubit frekvenciája kissé perturbálódik, melynek hatására információt veszünk a hullámfüggvény fázisáról. A laborrendszerből szemlélve azt látjuk, hogy a qubit fázisa ω_q sebességgel fejlődik és ideális esetben t időpillanatban $\phi = \omega_q t$, ellenben ha a qubit frekvenciának a zaj miatt kis sztochasztikus ingadozása van ω_q körül, akkor $\phi = \omega_q t + \zeta(t)$, ahol $\zeta(t)$ fejezi ki a sztochasztikus ingadozás miatti bizonytalanságot a fázisban. Ez azzal a fontos következménnyel jár, hogy koherenciát veszünk. Ennek a koherenciavesztésnek a karakterisztikus idejét T_ϕ -al jelöljük, karakterizációját a 4.7 fejezetben fogom tárgyalni.

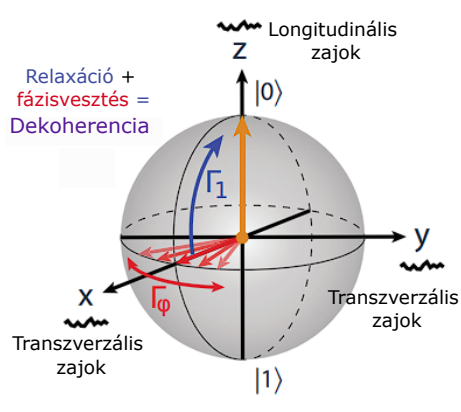
A fázisvesztést Bloch gömb reprezentációban tárgyalva (9. ábra) úgy értelmezhetjük, hogy a horizontális helyzetben lévő Bloch vektor a longitudinális zajok hatására forog a z tengely körül.



9. ábra. A fázisvesztés jelensége Bloch gömb reprezentációban [5]

2.8.3. Transzverzális relaxáció

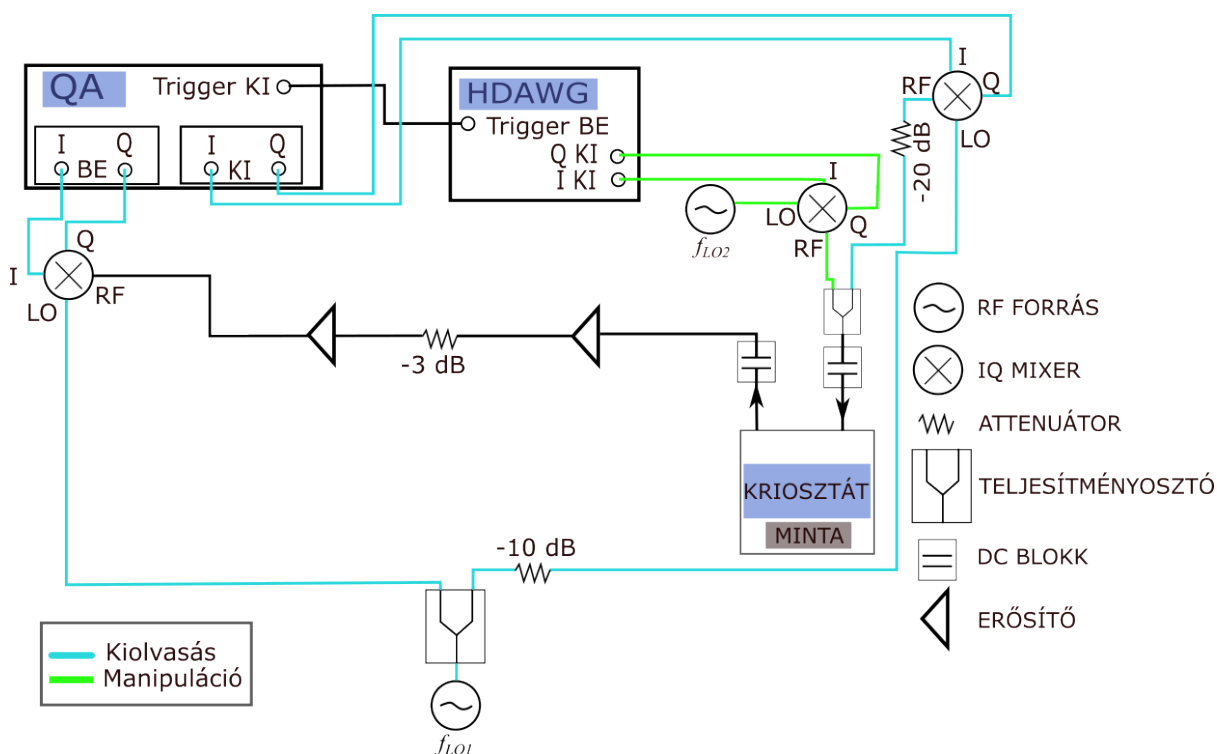
Általános esetben longitudinális és transzverzális zajok egyszerre vannak jelen, azaz az energiarelatáció és a fázisvesztés egyszerre történik, előbbi T_1 , utóbbi T_φ karakterisztikus idővel. A kettő együttes hatását az úgynevezett dekoherencia idővel lehet jellemezni, ami $T_2^{-1} = 1/T_\varphi + 1/2T_1$ [5]. Ezt az együttes folyamatot összefoglaló néven dekoherenciának, vagy transzverzális relaxációnak szokás nevezni. A transzverzális relaxáció Ramsey interferometriával mérhető, amit a 4.7 fejezetben tárgyalok részleteiben.



10. ábra. A dekoherencia a longitudinális relaxáció és a fázisvesztés együttes eredménye. [5]

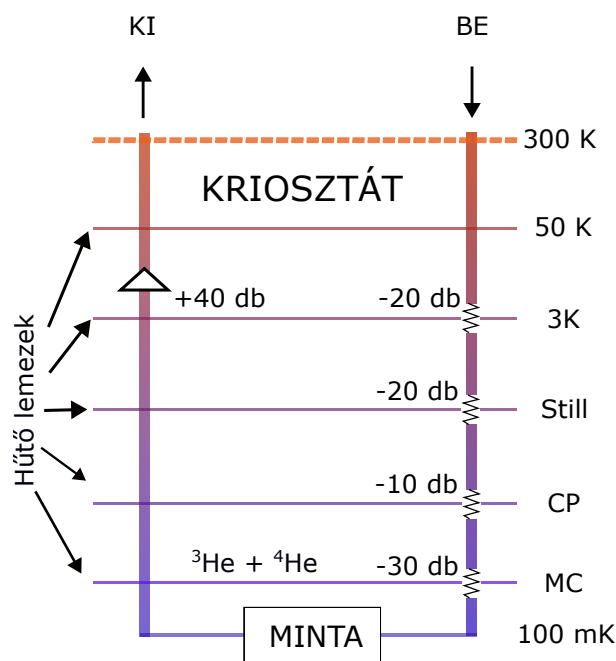
3. Mérési összeállítás

A mérés során a minta szupravezető állapotban, hozzávetőleg 100 mK hőmérsékleten volt. Ennek előállításához ^3He - ^4He keveréket alkalmazó kriosztátra volt szükség. A mérési összeállítást a 11. és 12. ábrán mutatom be. Az elrendezésben két fő egység különíthető el: a kiolvasáshoz szükséges áramkör, illetve a manipulációhoz szükséges rész. Mivel a qubitek manipulációjához nem volt dedikált átviteli vonal¹, így azt a tápvonalon és a rezonátoron keresztül alkalmaztam a qubitre. Ezáltal mindkettő, egyenként jól meghatározott frekvenciájú jel a tápvonalra lett küldve.



11. ábra. Mérési elrendezés transzmon qubit méréséhez

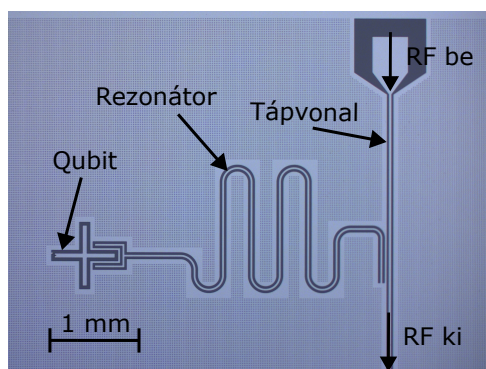
¹Az angol szakirodalomban az impedanciaillesztett vezetékeket „transmission line”-nak szokás nevezni, a rezonátor külvilághoz való csatolására használt „transmission line”-ra pedig a „feedline” kifejezés használatos. Mivel a magyar szakirodalomban mindkettő elnevezésre a tápvonal használatos, így a félreértés elkerülése végett az utóbbit tápvonalnak, minden mást pedig átviteli vonalnak hívok



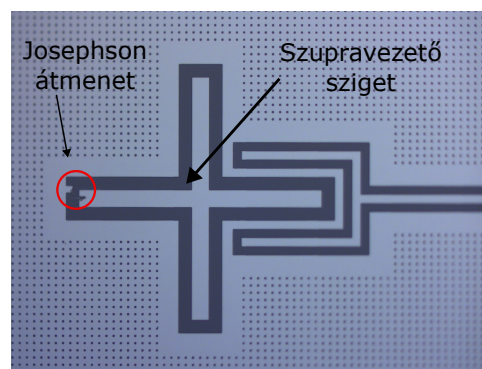
12. ábra. A kapcsolási rajz a kriosztáton belül. A kriosztátban lefelé haladva a hőmérséklet csökken, a hűtés a hűtő lemezekeken keresztül történik. Számunkra legérdekesebb szint a **MC** (mixing chamber), itt történik a He izotópjainak keveredése és ezen a hőmérsékleten található a minta is.

3.1. A felhasznált minta

A minta, amelyen a méréseket végeztem alumíniumból készült, egy tápvezetől, ahhoz induktívan csatolt koplanáris rezonátorból, valamint a rezonátorhoz kapacitíven csatolt szupravezető tranzmon qubitből állt (13a. ábra).



(a)



(b)

13. ábra. A felhasznált minta optikai mikroszkóp alatt. **(a)** a tápvezetélhez csatolt rezonátor, és az ahhoz csatolódó qubit. **(b)** a szupravezető sziget, amely a Josephson-átmeneten keresztül van földelve. A képeket Simon Sundelin készítette Göteborgban.

3.2. Kiolvasó áramkör

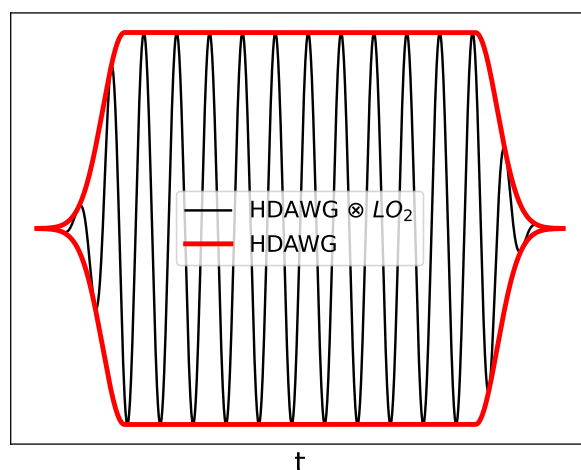
A kiolvasás alapját a Zürich Instruments UHFQA [12] ultramagas frekvenciájú kvantum-analizátora képezte. Ez a berendezés kombinálja egy 1.8 GS/s felbontású AWG (Arbitrary Waveform Generator) és egy 600 MHz-es lock-in nyújtotta funkciókat, mindezt két csatornán. Az esetünkben az AWG egységgel állítottam elő Gauss burkolójú szinusz jeleket, melyeket IQ mixerrel (15. ábra) kevertem fel a rezonátornak megfelelő frekvenciára. A megfelelő frekvenciájú jelalak a kriosztátban található mintán transzmittálódott, majd szintén IQ mixerekkel végeztem a lekeverést. A ~ 100 MHz-re lekevert jelet az UHFQA lock-in elven keveri tovább DC-re, és digitálisan feldolgozza. Az IQ keverés miatt mind a két csatornát ki kellett használnom, ezt részletesen a 3.4 fejezetben mutatom be.

Az erősítők, attenuátorok a megfelelő jelszintért, valamint a zajok minimalizálásáért felelősek. Lokális oszcillátor gyanánt Rohde & Schwarz RF forrásokat használtam, frekvenciájuk 20 GHz-es ablakban állítható.

3.3. Manipuláló áramkör

A manipulációhoz szükséges jel burkolóját a Zürich Instruments HDAWG [3] (Arbitrary Waveform Generator) magasfrekvenciás jelgenerátora állította elő (14. ábra), ez a műszer szintén digitálisan állít elő jelet. A manipuláció a qubit frekvenciáján történik, így a kiadott jelet ismételten IQ mixer segítségével a kívánt frekvenciára felkevertem és ez érkezett a mintára.

Mivel a manipulációs műveletet kiolvasás követi, ezért a HDAWG és UHFQA közötti megfelelő kapcsolat a két eszköz közötti trigger csatornán lett létesítve.

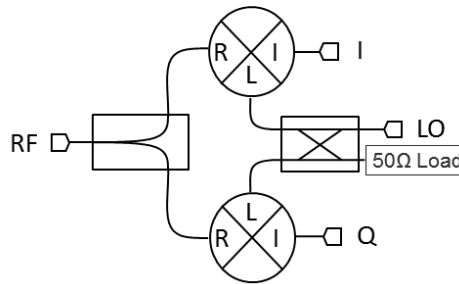


14. ábra. A manipuláló jelalak. A jel fel- és lefutása Gaussos a véges hosszúságú jelalakból adódó felharmonikusok elnyomása érdekében. A HDAWG-vel képezzük a jel burkolóját, a teljes jelalak pedig az állandó frekvenciájú lokális oszcillátor LO_2 jelével keverve áll elő.

3.4. Mixerek

Mivel a szupravezető tranzszmon qubit és a kiolvasó rezonátor frekvenciája 3 – 6 GHz frekvenciatartományban van, így mind a kiolvasáshoz, mind a manipulációhoz használt jel ebbe a tartományba esik. A kiolvasáshoz az említett 600 MHz sávszélességű UHFQA-t használtam, így a jel fel- és lekonverziójára volt szükség. Ehhez félvezető diódákon alapuló IQ mixereket használtam. Ezek nemidealitásainak kiküszöbölését az alább részletezett kalibrációval végeztem.

Jól meghatározott, monokromatikus kimeneti jel előállításához olyan keverésre van szükség, amely végeredményben egy oldalsávot szolgáltat. A méréshez tisztán szinuszos, illetve monokromatikus szinusszal modulált jelekkel dolgoztam. Általános esetben a konverziót követően két oldalsávot kapunk, melyek jellemzően $f_{RF} = f_{LO} \pm f_{IF}$ frekvenciájúak. Jelen esetben $f_{LO} \sim 3 - 6$ GHz és $f_{IF} \sim 100$ MHz tartományba esett. Ezen felül még problémát okoz a mixerekben található diódák nemidealitása miatt az LO frekvencia átszivárgása. Ez a két jelenség teszi szükségessé a mixerek kalibrációját. Egy oldalsáv (single sideband) keverést IQ mixerekkel (15. ábra) lehet megvalósítani. Ilyenkor az IF jel külön I és Q kvadratúrán van. A kvadratúrák fázisának és amplitúdójának megfelelő aránya mellett elérhető az az állapot, hogy a kimenő jelben az egyik oldalsáv teljesen elnyomásra kerül. Azt a konvenciót választottam, miszerint a kisebb frekvenciájú $f_{LO} - f_{IF}$ komponenst minimalizálom, így csak $f_{LO} + f_{IF}$ frekvencián jelenik meg jel a mixer kimenetén.

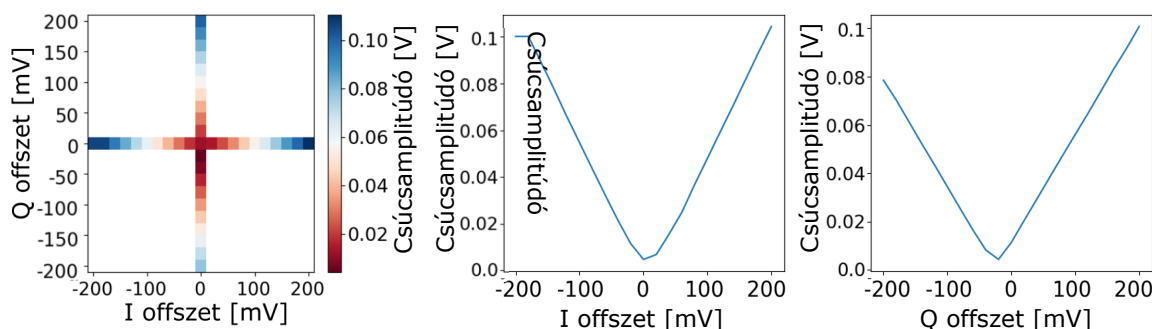


15. ábra. IQ mixer felépítése [6]

Az LO teljesítmény átszivárgásának oka, hogy az I és Q kvadratúrákon érkező jel nem a valós amplitúdójukkal, hanem attól kissé különböző értékkel jelenik meg a kimenő jelben. A kvadratúrák jelét DC feszültséggel korrigálva a kimenő spektrumban az LO járulék jelentősen redukálható.

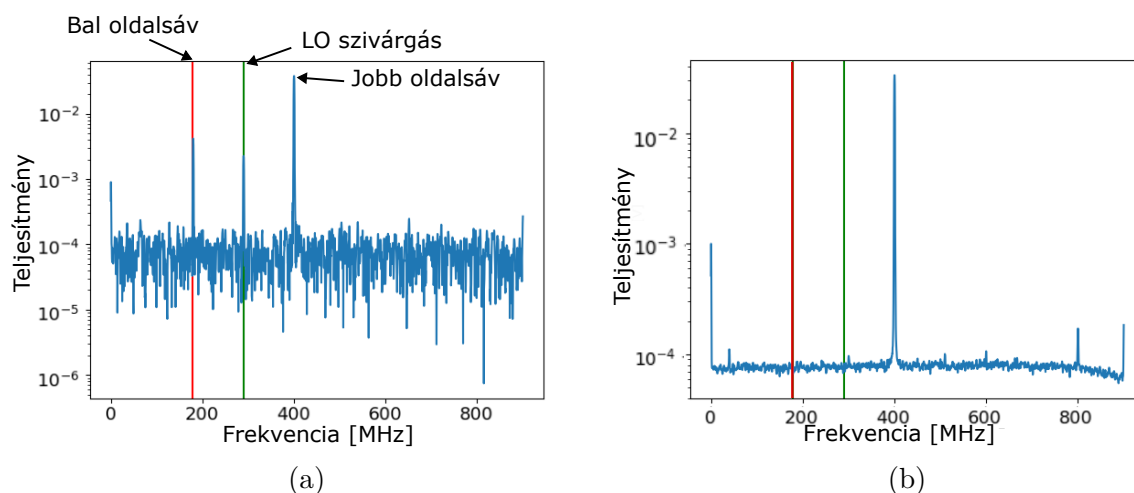
A mérés előkészítéséhez írtam egy programkódot, amely ilyen IQ mixerek automatikus kalibrációját teszi lehetővé. A kalibrációs elrendezésben az UHFQA-t használtam, a kimenő jelet fel- majd lekevertem IQ mixerrel és a jelet szintén az UHFQA-val dolgoztam fel, vizsgáltam annak Fourier-spektrumát. Mivel a fel és lekonverziót különböző LO frekven-

cián végeztem, így a két oldalsáv jól elkülöníthető volt, nem esett egybe a spektrumban. A kód működési elve a rögzített spektrumban az elnyomandó csúcsok teljesítményének vizsgálata, majd az említett paraméterek optimalizálásával a teljesítményminimum beállítása. A kalibráció elkészítése során egy fontos észrevétel volt, hogy mindkét csúcs elnyomásakor a két optimalizálandó paraméter független volt. Ez egyrészt jóval gyorsabb kalibrációs algoritmust eredményezett, másfelől egydimenziós metszetekre való illesztéssel a pontosság is növekedett. A kalibrációt több lépésben hajtottam végre, mindig először egydimenziós metszetekben kerestem a minimumot, az optimalizáló paramétereket alternálva. Ezt követően a megtalált minimumhely körül nagyobb felbontással ismételtam a kalibrációt a megfelelő szint eléréséig. Az LO teljesítmény átszivárgás kalibrációjának egy ciklusát mutatja be a 16. ábra.



16. ábra. Az LO szivárgás kalibrációjának egyik ciklusa. Megjegyzés: látható, hogy a két kvadratúra kalibrációja valóban független egymástól. A minimumhelyek egydimenziós metszetek illesztésével határozhatók meg.

A kalibráció előtt és után rögzített Fourier-spektrum látható a 17. ábrán. A kalibráció elvégzése előtt 3 csúcsot látunk, ebből a 290 MHz-es csúcs feleltethető meg az átszivárgott LO frekvenciának, illetve a 180 MHz és 400 MHz-es csúcsok a két oldalsávból származnak. A konvencióm szerint tehát a két kisebb frekvencián lévő csúcs elnyomása a cél.



17. ábra. A jel Fourier-spektruma a kalibráció előtt és után. **(a)** A rögzített Fourier-spektrum a kalibráció előtt (zöld: LO szivárgás, piros: második oldalsáv). **(b)** A rögzített Fourier-spektrum a kalibráció után.

A kalibráció végeztével a spektrumokat összevetve jól látható, hogy miért van szükség a kalibrációra, valamint, hogy az általam írt kalibrációs algoritmus tényleg működik.

4. Mérési eredmények

A méréseket két féle módszerrel végeztem, először egy gyors karakterizációt készítettem folytonos hullámokkal, vektor-hálózatanalizátorral (4.3. és 4.4. egy része), majd áttértem pulzusos vezérlésre (ezt a 3. fejezetben már bemutattam és 4.5. fejezettől így fogok mérni).

4.1. Kiolvasás és kiértékelés két kvadratúrán

Mivel a jelet két külön kvadratúrán mérjük, így a transzmisszió nagyságán kívül a fázisról is információt szerzünk. Egy mérési pont felvételéhez először a kvantumanalizátor megadott ideig rögzíti a beérkező jelet, és a lock-in elv segítségével meghatározza a megfelelő frekvenciájú komponens amplitúdóját mindkét kvadratúrán. Egy pont előállításához $N = 2^{14}$ átlagolást végeztem, azaz ennyiszor preparáltam azonos módon a rendszert, illetve $2\mu\text{s}$ hosszú kiolvasó pulzust használtam a zajok redukálásának céljából. A meghatározott I és Q amplitúdókat felhasználva a mért pontot ábrázolhatjuk az I-Q síkon. Könnyen látható, hogy ideális esetben a $|0\rangle$ és $|1\rangle$ állapotok is 1-1 pontnak feleltethetők meg az I-Q síkon.

A síkon a megszokott módon a pontokat jellemezhetjük polárkoordinátákkal. Ekkor az origótól mért távolságuk éppen a transzmisszió magnitúdóját, a polárszög pedig a fázist szolgáltatja.

Mivel mindkét kvadratúra lényeges információt hordoz, így a megfelelő függvényillesztéseket is komplex módon kellett végezni, azaz $|S_{21}|e^{i\varphi}$ adatsorra, ahol $|S_{21}|$ a transzmisszió magnitúdója, és φ a fázisa.

A dolgozatban nem minden esetben prezentálok mindkét kvadratúrát, illetve egyes esetekben magnitúdó-fázis felosztásban prezentálok az eredményeket, ennek oka az említett fázisfüggő jel-zaj arány.

4.2. Mérések vektor-hálózatanalizátorral

Az első karakterizációs lépéseket folytonos hullámú mérésekkel, nagy sávszélességű vektor-hálózatanalizátorral (továbbiakban: VNA - Vector Network Analyzer) végeztem, amellyel jóval gyorsabban kaphatunk limitált információt a qubitról. Ezen mérések során az esetleges manipuláció is folytonos hullámmal történt, egyenesen az RF forrásból, felkeverés nélkül. A VNA tehát olyan mérések elvégzésére használható, ahol nem kívánjuk kontrollált módon manipulálni a qubitet, illetve a meghajtást és kiolvasást folytonosan is végezhetjük. A pulzusos mérésekkel szemben fő előnye a gyorsaság, így hatékonyan használható reprezentatív, jó felbontású, sok mérési pontot megkövetelő mérésekhez. Emellett a VNA használata megkönnyítette a széles frekvenciatartományban keresendő rezonanciák be-

határolását, így a pulzusos méréseket szűkebb sávzélességgel lehetett végezni. Azokat a méréseket, melyeket VNA-val végeztem a kiértékelés során külön jelzem a továbbiakban.

4.3. Rezonátor kiolvasás

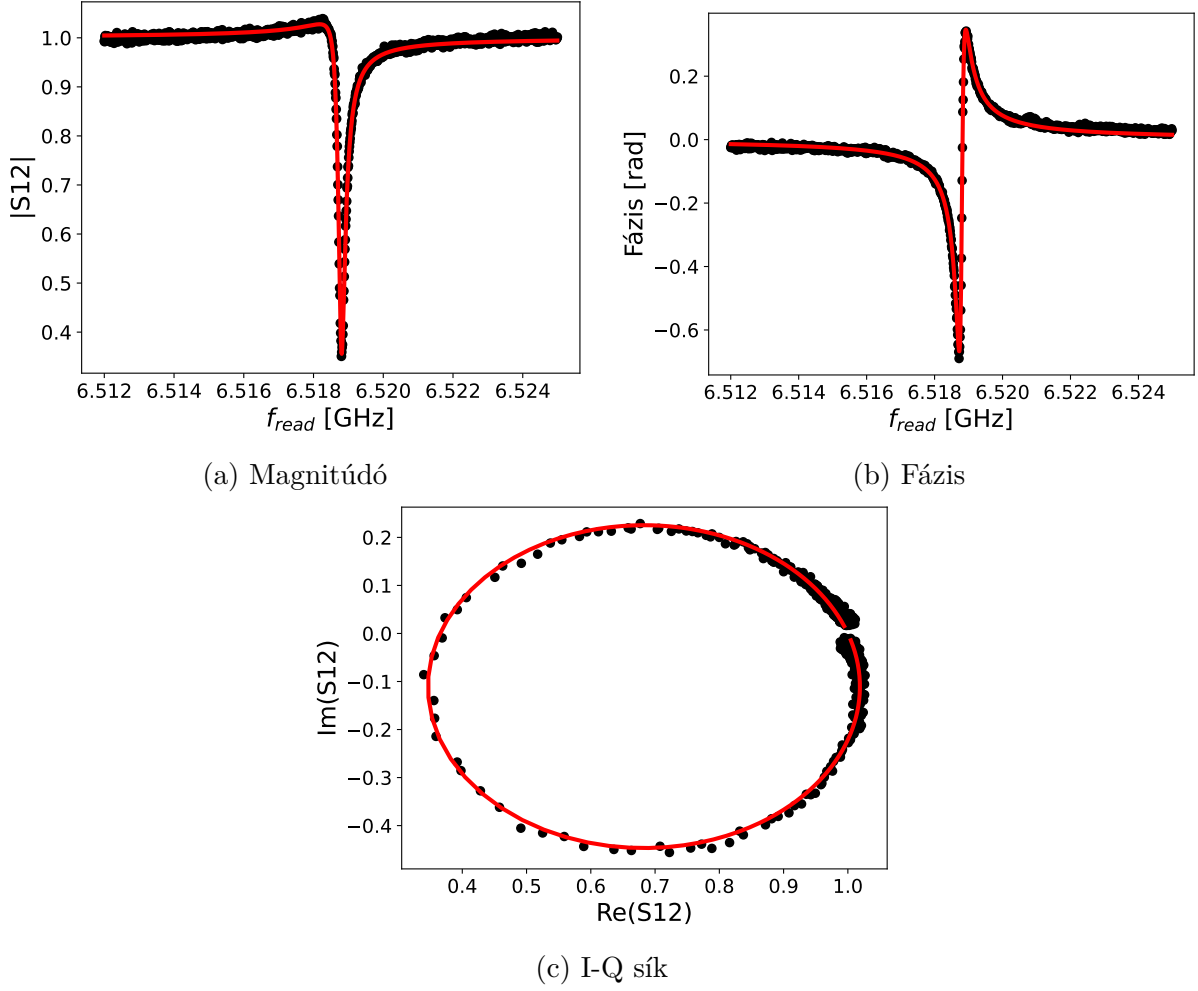
A kvantumbit karakterizációjának első lépése a rezonátor sajátfrekvenciájának meghatározása. Ennek pontos ismerete azért fontos, hiszen a továbbiakban a rezonanciafrekvencia eltolódása miatti transzmisszió megváltozásból határozhatjuk meg a qubit állapotát.

A rezonátor kiolvasását a transzmisszió mérésével végezhetjük egytónusú spektroszkópiát használva a kiolvasó áramkörön.

A 11. ábrán látható, hogy a rezonátorra jutó jel frekvenciája $f_{\text{read}} = f_{\text{LO1}} + f_{\text{UHFQA}}$. A kiolvasáshoz használt UHFQA frekvenciája a teljes karakterizáció során állandó, 110 MHz volt. Ha a transzmisszió mérése közben f_{LO1} frekvenciát változtatjuk azt várjuk, hogy $f_{\text{read}} = f_c$ esetben minimális lesz a transzmittált magnitúdó.

A bemutatott módon kapott görbe a 18. ábrán látható három féle reprezentációban. A (18a). ábrán a transzmittált magnitúdó megváltozása látható, egy éles csúcs figyelhető meg $f_{\text{read}} = 6.519$ GHz-nél, melynek szélessége ~ 1 MHz. A (18b). ábra a fázis változást mutatja be, ami a rezonancia görbéknél megszokott módon a rezonanciafrekvencián ugrik, attól távol pedig nullához tart. Az I-Q sík reprezentáció a (18c). ábrán látható. A rezonancia a 2.2. fejezetben bemutatott (4) képlettel írható le, itt a kábelekből fellépő állóhullám háttér kompenzációja után elvégeztem a megadott görbék illesztését.

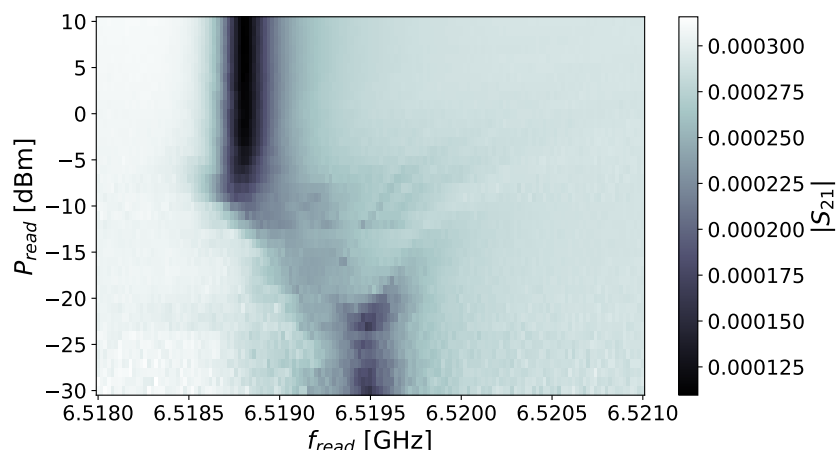
Az illesztési paraméterekből meghatározva a rezonátor rezonanciájára $f_c = 6.5195$ GHz, a csatolási jósági tényező $Q_c = 32160$, a belső jósági tényező $Q_i = 65930$. Mivel a rezonátor frekvenciáját már ismerjük, így a későbbi mérésekhez a kiolvasáshoz használt lokáloszcillátor frekvenciája $f_{\text{LO1}} = f_c - f_{\text{UHFQA}} = 6.4095$ GHz frekvencián rögzítve lett.



18. ábra. A rezonátor kiolvasása

Második lépésként ellenőrizhetjük, hogy a qubit működik-e. Ehhez azt használjuk ki, hogy a rezonátorban lévő tér váltakozó áramot indukál a qubitben a Josephson-átmeneten keresztül. Besugárzás nélkül a qubit alapállapotához tartozó eltolódást mutat a rezonátor rezonanciája a 2.5. részben bemutatott módon. Kellően nagy besugárzó teljesítmény mellett az indukált áram meghaladja az átmenet kritikus áramát [8], ezzel megszüntetve a rezonátor frekvenciájának diszperzióból származó eltolódását. Ez az állapot a terheletlen rezonátornak feleltethető meg. Összességében tehát: a rezonancia görbét különböző kiolvasási teljesítményeknél mérve a rezonanciafrekvencia eltolódását várjuk. A 19. ábrán látható, hogy -25 dBm kiolvasó teljesítmény alatt egy állandó rezonanciafrekvenciát kapunk, majd a teljesítményt növelve egy szakaszon megszűnik a rezonancia, végül kellően nagy teljesítmény esetén ($P_{\text{read}} > -10$ dBm) a rezonancia ismét megjelenik és konstans, de eltolódva. Ezt a mérést VNA-val végeztem el.

A (10)-es egyenlet szerint a frekvencia eltolódása éppen $\chi = \frac{g^2}{\Delta}$.



19. ábra. A rezonátor rezonanciája különböző kiolvasó teljesítmények esetén. Megfigyelhető, hogy a rezonanciafrekvencia nagy teljesítmények esetén eltolódik, tehát működik a qubit!

A mérésből $\chi/2\pi = 750$ kHz adódik, amely információt szolgáltat a qubit-rezonátor csatolás erősségéről is. Igaz ezen a ponton Δ még nem ismert, de a következő fejezet eredményeit felhasználva $g = 113.6$ MHz adódik. Megjegyzem, hogy ezt a mérést pulzusokkal is elvégeztem, hogy a legjobb kontraszt eléréséhez a lehető legnagyobb olyan kiolvasási teljesítményt tudjam használni a továbbiakban, ami még nem eredményezi a terheletlen rezonátor állapotot.

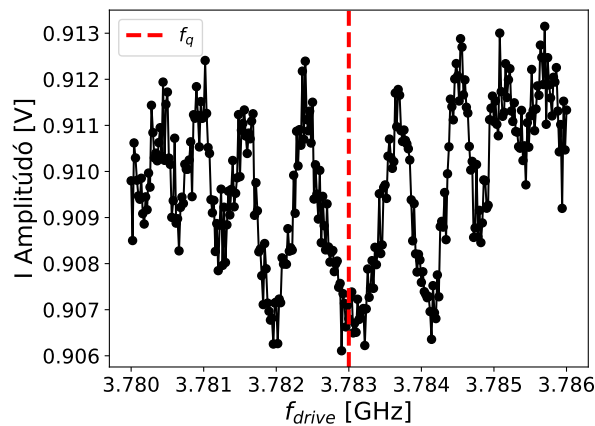
4.4. Kéttónusú spektroszkópia

Most, hogy van információnk arról, hogy működik a qubit, a következő lépésként meghatározhatjuk $f_q = \omega_q/2\pi$ qubit frekvenciát. Az ötlet az, hogy a rezonátor alacsony teljesítményű rezonanciája mellett egy második tónuson a manipuláló áramkörrel változó frekvenciájú jelet küldünk a rezonátorra. Off-rezonáns besugárzás mellett a qubit termikus egyensúlyban, alapállapotban van, így f_c frekvencián történő kiolvasás esetén a transzmisszió minimális. Ha a besugárzást a qubit frekvencia környezetében végezzük, akkor megváltozik az egyensúlyi populáció, ezért a rezonátor frekvenciája eltolódik, megváltozik a mért transzmisszió.

Ezt a mérést pulzusokkal végeztem el a 3. fejezetben bemutatott összeállítás szerint. A kiolvasó jelhez hozzáadott manipuláló tónust egy másik RF forrás segítségével állítottam elő, ennek frekvenciája $f_{\text{drive}} = f_{\text{LO2}}$. Tehát a qubitet adott idejű besugárzással manipuláltam, majd rögtön kiolvastam.

A (15)-ös képletből látható, hogy a qubit a manipulációra nem csupán f_q frekvencián érzékeny, hanem ennek véges környezetében is. Most egy adott meghajtó frekvencia mellett mindig $2\mu\text{s}$ ideig történt a manipuláció, így az említett összefüggésben t konstans. Ellenben a qubit frekvencia meghatározásához a meghajtás frekvenciáját változtatjuk, azaz a qubit frekvenciától való elhangolás mértékét. Ekkor a (15)-ös képlet szerint egy olyan oszcilláló görbét várunk, melynek amplitúdója és periódusideje változik a meghajtó frekvencia függvényében, mindkét paraméter $f_{\text{drive}} = f_q$ esetén maximális.

A transzmisszió magnitúdójának meghajtó frekvenciától való függése a 20. ábrán látható. Megfigyelhető, hogy az oszcilláció az ábra szélei felé haladva sűrűsödik, amplitúdója csökken. A qubit frekvencia az oszcilláció maximális amplitúdójánál található, ebből $f_q = 3.783 \text{ GHz}$.

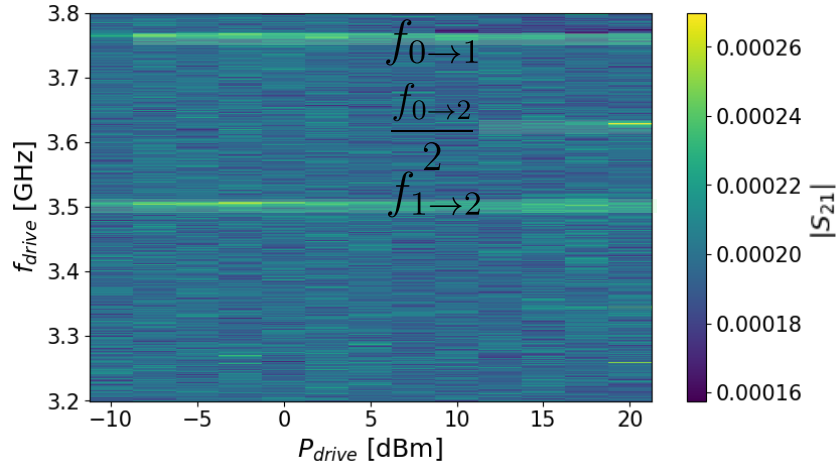


20. ábra. A transzmisszió a meghajtó jel frekvenciájának függvényében. A qubit frekvencián maximális az oszcilláció amplitúdója és periódusideje, innen $f_q = 3.783 \text{ GHz}$.

Megjegyezném, hogy mint az későbbiekben látható lesz, ez a görbe éppen a 24. ábrán bemutatott mérés egy vertikális metszete.

Ezt a mérést elvégezhetjük szélesebb frekvenciasávban is, ez a 21. ábrán látható. A mérést különböző meghajtó teljesítmények mellett is elvégeztem. Itt több vonalat is felfedezhetünk, a számunkra legfontosabb a 3.78 GHz-nél lévő qubit $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ átmenethez tartozó. A 3.5 GHz-es vonal a qubit $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ átmenetnek tulajdonítható. Ez azért lehetséges, mivel az alkalmazott 100 mK-es hőmérsékleten előfordulhat, hogy a qubit spontán $|1\rangle$ állapotba gerjesztődik. A spontán gerjesztődési rátát a Boltzmann statisztikával írhatjuk le: $\Gamma_{0 \rightarrow 1} = e^{(-\hbar\omega_q/k_B T)}\Gamma_{1 \rightarrow 0}$, ahol $\Gamma_{1 \rightarrow 0}$ a spontán relaxációs ráta, T a minta hőmérséklete és k_B a Boltzmann állandó [5]. Az értékeket behelyettesítve $\Gamma_{0 \rightarrow 1} = 0.056\Gamma_{1 \rightarrow 0}$, ahonnan látszik, hogy a spontán relaxáció a domináns folyamat, de kis valószínűséggel a qubit gerjesztés nélkül is $|1\rangle$ állapotban lehet. A két átmenet közti frekvenciakülönbség éppen az anharmonicitás, innen $\alpha/2\pi = -280$ MHz, ami egybevág a transzmon qubiteknél megszokott $-(100 - 300)$ MHz-es értékkel [5]. A (6) és (7) képletek alapján a töltési és a Josephson energia $E_C = 0.185 \mu\text{eV}$ és $E_J = 4.21 \mu\text{eV}$.

Ha a második tónus teljesítményét megfelelő mértékig növeljük, akkor az eddig említett két csúcs között félúton $\omega_{0 \rightarrow 2} = (\omega_{0 \rightarrow 1} + \omega_{1 \rightarrow 2})/2$ frekvencián egy újabb csúcs figyelhető meg a spektrumban. Ez a csúcs a kétfotonos átmenetet jellemzi a qubit alapállapotából a második gerjesztett állapotba.



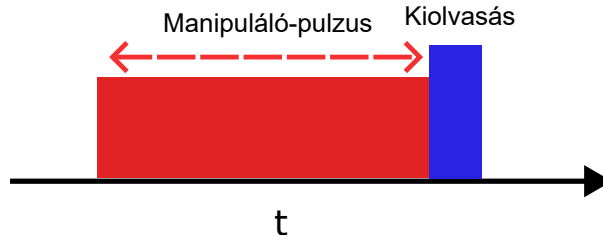
21. ábra. A transzmisszió függése a meghajtó frekvenciától és teljesítménytől. Megfigyelhető két új csúcs, melyek $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ és $|0\rangle \rightarrow |2\rangle$ átmenetektől fakad, utóbbi csak magas teljesítmény esetén.

4.5. Rabi oszcilláció

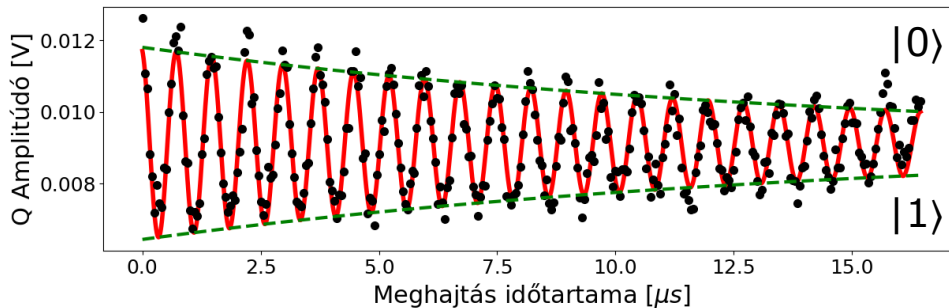
Eddig frekvenciatérbeli mérésekkel foglalkoztam. Most, hogy minden jellemző frekvenciáját ismerjük a rendszernek, vizsgálhatjuk az időfejlődését különböző, kontrollált pulzussal végzett manipulációk hatására.

Ha már ismerjük a qubit frekvenciát, az első mérés amit idő térben végrehajthatunk a Rabi oszcillációk vizsgálata.

A Rabi oszcilláció elméletét a 2.7 részben mutattam be részleteiben. Az elképzelés az, hogy a qubitre változó t pulzushossz időtartamú manipuláló jelet küldünk, és a manipuláció után rögtön kiolvasást végzünk (22. ábra). A 23. ábrán egy ilyen Rabi mérés látható, ahol a meghajtó frekvenciát éppen f_q qubit frekvenciának választottam. Tudjuk, hogy $t = 0$ esetén a qubit alapállapotban van. Mivel minden mérési pont $N = 2^{14}$ -en azonosan preparált qubit manipuláció eredménye, így az ábrán egy mérésből származó pont az adott manipuláció hatására előálló qubit állapotok várható értéke. Megfigyelhető egy exponenciálisan lecsengő burkolójú szinuszos oszcilláció, amelyre $A \sin(2\pi f_{\text{Rabi}} t) e^{-t/T_{2,\text{Rabi}}} + b$ alakú görbét illesztettem, ez pirossal látható. A görbe csupán exponenciális részét, azaz a burkolót zöld vonallal jelöltem. Az illesztési paraméterekből meghatároztam a Rabi frekvenciát $f_{\text{Rabi}} = 1.33 \text{ MHz}$, illetve a lecsengés karakterisztikus idejét $T_{2,\text{Rabi}} = 14.89 \mu\text{s}$.



22. ábra. Rabi-oszcilláció mérési menete



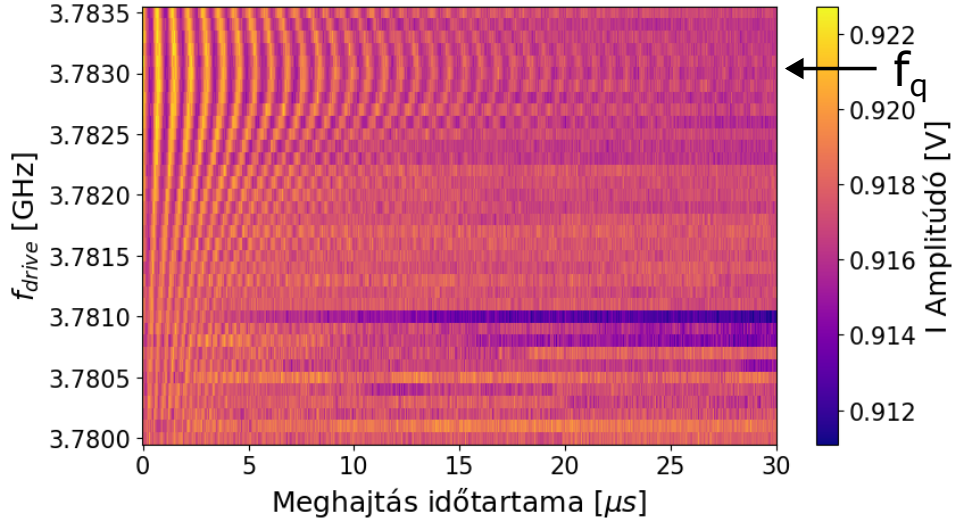
23. ábra. Rabi oszcilláció. $T_{2,\text{Rabi}} = 14.89 \mu\text{s}$, $f_{\text{Rabi}} = 1.33 \text{ MHz}$

Egy qubitet szokás jellemezni egy úgynevezett Q minőségi faktorral, amit

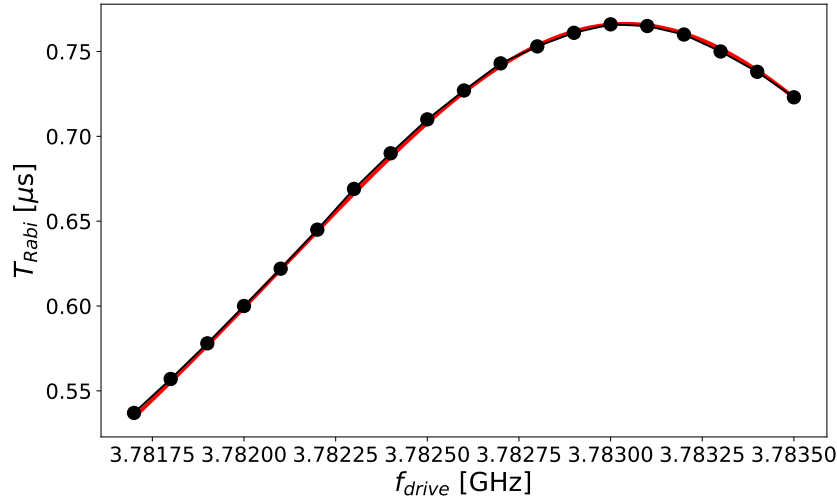
$$Q = T_{2,\text{Rabi}} \cdot f_{\text{Rabi}} \quad (16)$$

módon definiálunk, reprezentatív jelentése, hogy hány Rabi oszcillációt tud elvégezni a qubit anélkül, hogy dekoherálna. A definíció alapján $Q = 18.85$.

Az elméleti részben szintén kitértem arra, hogy mi történik, ha $|\omega_{\text{drive}} - \omega_q| > 0$. Ezt vizualizálhatjuk méréssel is, ha Rabi oszcillációkat vizsgálunk különböző mértékben elhangolt gerjesztő frekvenciákon. Az ilyen méréseket *chevron* mérésnek nevezik és a 24. ábrán mutatom be (az ábrázolás során a kontraszt növelésének érdekében normálást végeztem). Látható, hogy az elhangolás mértékével az oszcilláció frekvenciája növekszik (25. ábra), a kontraszt romlik. Ha megfelelő frekvenciafelbontást használunk, akkor ω_q pontosabban meghatározható így, mint kéttónusú spektroszkópia segítségével. Ez abból következik, hogy a Rabi oszcilláció frekvenciájának illesztéssel történő meghatározása jóval pontosabb, mint a kéttónusú spektroszkópia spektrumában a maximális amplitúdójú csúcs helyének meghatározása a rajta ülő zajok miatt. A 25. ábrán bemutatom az elvégzett illesztések eredményéből meghatározott Rabi frekvenciákat, pontosabban ezek reciprokát T_{Rabi} -t a meghajtó frekvencia függvényében. A 2.7. fejezetben bevezettem, hogy $\Omega_{\text{Rabi}} = \sqrt{A^2 + \Delta_d^2}$, ahol $\Delta_d = \omega_q - \omega_{\text{drive}}$. Innen egyszerű átalakításokat végezve, megkaphatjuk az elméleti $T_{\text{Rabi}} - f_{\text{drive}}$ összefüggést. A 25. ábrán a mért adatokra az elméletből kapott összefüggés alapján függvényt illesztettem, ahol az ismeretlen paraméter ω_q volt, az illesztés pirossal látható. Az illesztésből kapott paraméter alapján a qubit frekvenciát $f_q = 3.783004$ GHz értékre pontosítottam.



24. ábra. Rabi *chevron*. Az elhangolás mértékével megfigyelhető az oszcilláció frekvenciájának növekedése és a kontraszt romlása.



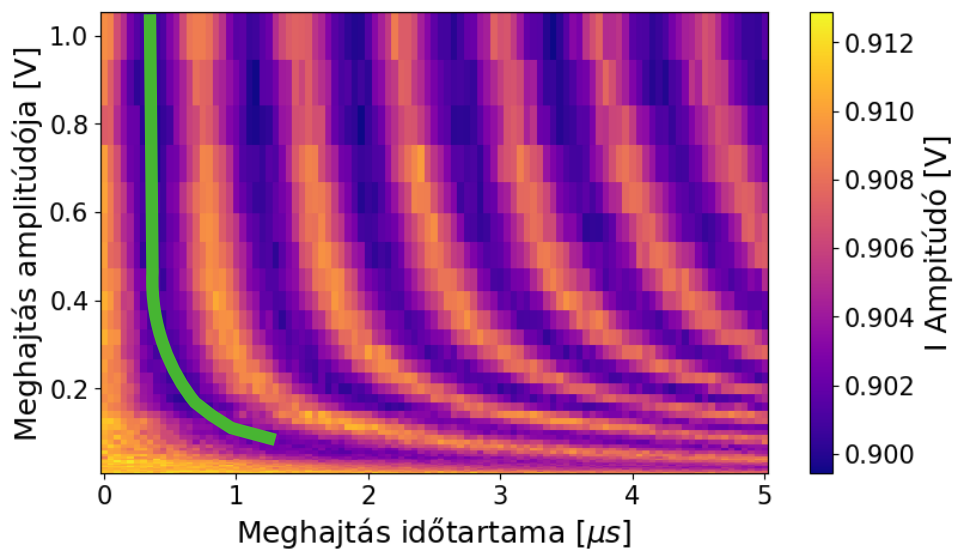
25. ábra. A Rabi oszcilláció periódusideje a meghajtó frekvencia függvényében a qubit frekvencia környezetében. Mint azt bemutattam, a qubit frekvencián a periódusidő éppen maximális. A felvett pontokra $\Omega_{Rabi} = \sqrt{A^2 + \Delta_d^2}$ képlet segítségével görbét illesztettem, ami pirossal látható, a kapott illesztési paraméterből pedig pontosítottam a qubit frekvenciát, ami így $f_q = 3.783004$ GHz.

4.5.1. π pulzus kalibrációja

A qubit manipulációja szempontjából egy igen fontos pulzus a π -pulzus, amely nevét a Bloch vektor éppen π szöggel való elforgatásáról kapta. Ez a pulzus tehát a qubitet a $|0\rangle$ állapotból $|1\rangle$ állapotba gerjeszti. Amint azt említettem, egy gerjesztő pulzus kalibrációját a pulzus hosszának, illetve amplitúdójának megfelelő megválasztásával érhetjük el. Fontos tény, hogy túl nagy gerjesztő amplitúdó hatására a qubit rezonanciája kiszélesedhet, így romolhat a kontraszt. Ellenben, mivel a relaxáció állandóan jelen van, így olyan pulzushosszt érdemes használni, melynek hossza sokkal rövidebb, mint T_1 karakterisztikus idő, ezért előnyös a lehető legrövidebb pulzushosszra törekedni.

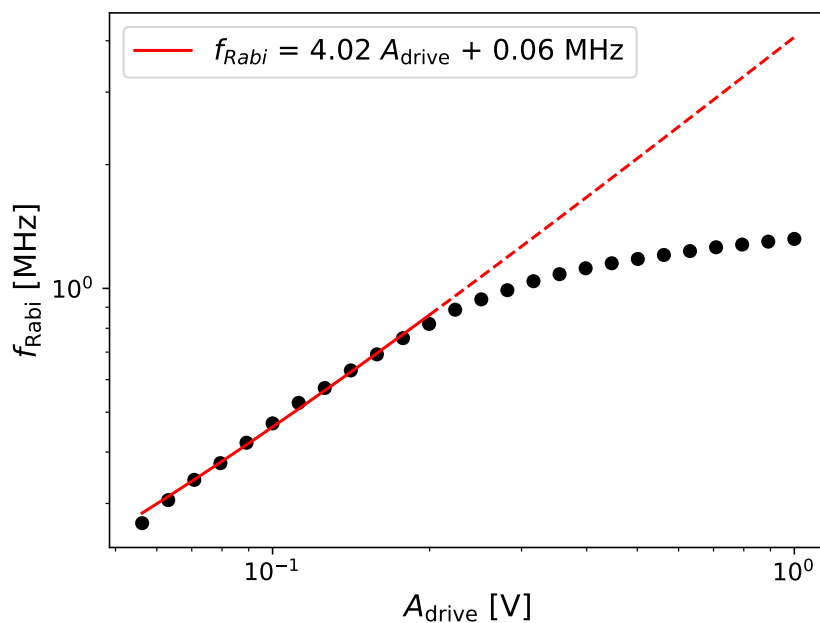
Adott meghajtó amplitúdó mellett a π pulzus hossza éppen a Rabi oszcilláció félperiódusa, hiszen ez éppen az ahhoz szükséges gerjesztési időt határozza meg, ami alatt a qubit a kiinduló $|0\rangle$ állapotból a $|1\rangle$ gerjesztett állapotba jut.

A 26. ábrán látható a Rabi oszcilláció különböző meghajtó amplitúdók esetén. Egy adott amplitúdó mellett egy oszcilláció látható, ahol az első – kézzel berajzolt zöld vonallal jelölt – minimum tartozik a π pulzushoz, míg a többi minimum $\pi + 2n\pi$ pulzusnak felel meg, ahol n egész szám. Látható, hogy nagyobb amplitúdó esetén rövidebb pulzus is elég a π forgatáshoz. Esetemben, a felhasznált mérési összeállításban elérhető pulzusamplitúdók közül a maximális amplitúdónál sem volt jelentős a qubit rezonancia kiszélesedése, így a megfelelő választásnak ez bizonyult a minimális gerjesztési idő eléréséhez. Ekkor tehát



26. ábra. Rabi oszcillációk a meghajtó jel különböző amplitúdói mellett. Az ábrán a zöld vonal jelzi a π pulzus lehetséges megvalósításait.

a π -pulzus paraméterei: $A_{\text{drive},\pi} = 1 \text{ V}$ és $t_{\text{drive},\pi} = 0.35 \mu\text{s}$, és az ehhez tartozó Rabi frekvencia $f_{\text{Rabi}} = 1.43 \text{ MHz}$.



27. ábra. A Rabi frekvencia függése a meghajtó jel amplitúdójától

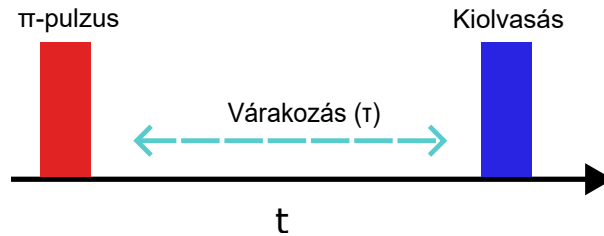
28. ábra

A 27. ábrán ábrázolom a Rabi frekvenciát a meghajtó amplitúdó függvényében és a lineáris szakaszára egyenest illeszttek, ez pirossal látható. A 2.7. fejezetben megmutattam, hogy $\Omega_{\text{Rabi}} = \sqrt{A^2 + \Delta_d^2}$. Mivel $\Delta_d = 0$ állapot közelében mértem, ezért most fennáll, hogy $\Omega_{\text{Rabi}} = A = Ed \sim A_{\text{drive}}$, tehát a várt $\sqrt{P_{\text{drive}}}(\Omega_{\text{Rabi}}) \sim A_{\text{drive}}(\Omega_{\text{Rabi}})$ függés lineáris [11]. Ez azonban nagy meghajtó amplitúdók esetén jól láthatóan szaturálódik, feltehetően a nagy teljesítményből fakadó nemlinearitások miatt.

A karakterizáció ezen pontján tehát meghatároztuk a $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ gerjesztéshez szükséges π -pulzus paramétereit, melyet a továbbiakban már nem változtatunk. Egy másik fontos pulzus az úgynevezett $\pi/2$ pulzus, ami $\frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + i|1\rangle)$ állapotba viszi a qubitet. A manipuláló pulzusok Gaussos le- és felfutása miatt a qubitnek átadott energia nem feltétlenül lineárisan változik a meghajtó pulzus hosszával. Ellenben, mivel tudjuk, hogy $A = Ed$, így a legbiztosabb módja a $\pi/2$ pulzus előállításának, ha az amplitúdót felezzük.

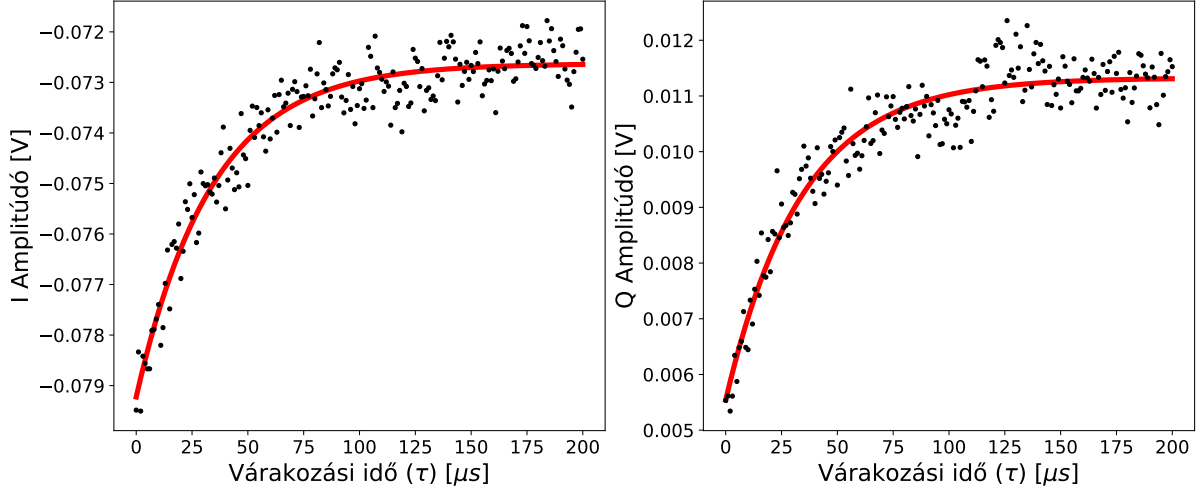
4.6. Longitudinális relaxáció mérése

A qubit egyik fontos jellemzője a T_1 energiarelatációs idő, amit következő lépésként meghatároztam. A karakterisztikus T_1 idő meghatározásához a következő mérési eljárást alkalmaztam: vártam, míg a qubit alapállapotba kerül, majd π pulzussal gerjesztett állapotba hoztam, és τ időt vártam, majd kiolvastam.

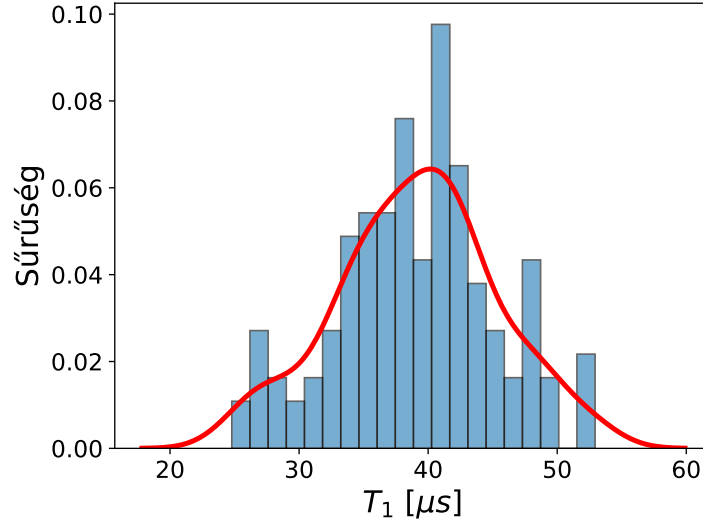


29. ábra. Relaxáció mérési menete

Mivel a kiolvasás vagy $|0\rangle$ vagy $|1\rangle$ állapotba vetíti a qubitet, így τ idő elteltével a qubit tényleges állapotának meghatározásához kellően sok átlagolást kell végezni. Ezt ismételtam növekvő τ várakozási időkre. Ilyen mérés található a 30. ábrán, ami szemmel láthatóan exponenciális lecsengést mutat, ez illeszthető a $Ae^{(-\tau/T_1)} + b$ formulával. Az illesztést pirossal ábrázoltam és a $T_1 = 33.88 \mu\text{s}$ -nak adódott. Ezt követően T_1 eloszlását vizsgáltam, ehhez sokszor megismételtam a T_1 mérést, ezeket kiértékeltem, és a kapott eloszlást hisztogramon ábrázoltam $1.35 \mu\text{s}$ bin szélességet használva, illetve piros vonallal az eloszlás simítógörbáját jelölöm (31. ábra). T_1 eloszlását vizsgálva látható, hogy a relaxáció valóban egy sztochasztikus módon végbemenő folyamat, normális eloszlást mutat $\langle T_1 \rangle = 40.24 \mu\text{s}$ várható értékkel. Ez fizikailag úgy fogalmazható meg, hogy a gerjesztést követő ennyi idő múlva a qubit már feltehetően elvesztette koherenciáját.



30. ábra. T_1 mérése. Az exponenciális lecsengésből meghatározva: $T_1 = 33.88 \mu\text{s}$



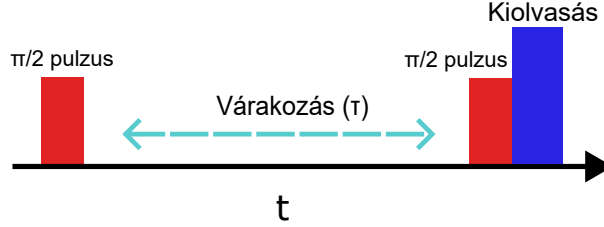
31. ábra. T_1 eloszlása azonos preparációk esetén, hisztogramon szemléltetve, $\langle T_1 \rangle = 40.24 \mu\text{s}$

A relaxációs idő meghatározása azért is fontos, hiszen ez egy felső korlátot ad a további méréseinkhez, így T_1 -el összemérhető időskálán nem érdemes a rendszert sem gerjesztetni, sem várakozni, mivel ekkor az már nem koherens.

4.7. Ramsey mérések

A Ramsey méréssel a kvantumbit dekoherenciáját, azaz a 2.8.3 részben bemutatott transzverzális relaxációt karakterizálhatjuk. Ehhez a következő eljárást alkalmaztam: $\pi/2$ pulzussal gerjesztettem a qubitet $\frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + i|1\rangle)$ szuperpozíciós állapotba, majd τ ideig vártam (eközben történik a dekoherencia), majd egy ismételt $\pi/2$ pulzussal gerjesztett $|1\rangle$ álla-

potba hoztam a qubitet és kiolvasást végeztem (32. ábra). Adott τ várakozási idő mellett most is elegendően sok átlagolást kell végrehajtani a szuperponált állapot várható értékének meghatározásához.



32. ábra. Ramsey mérés menete

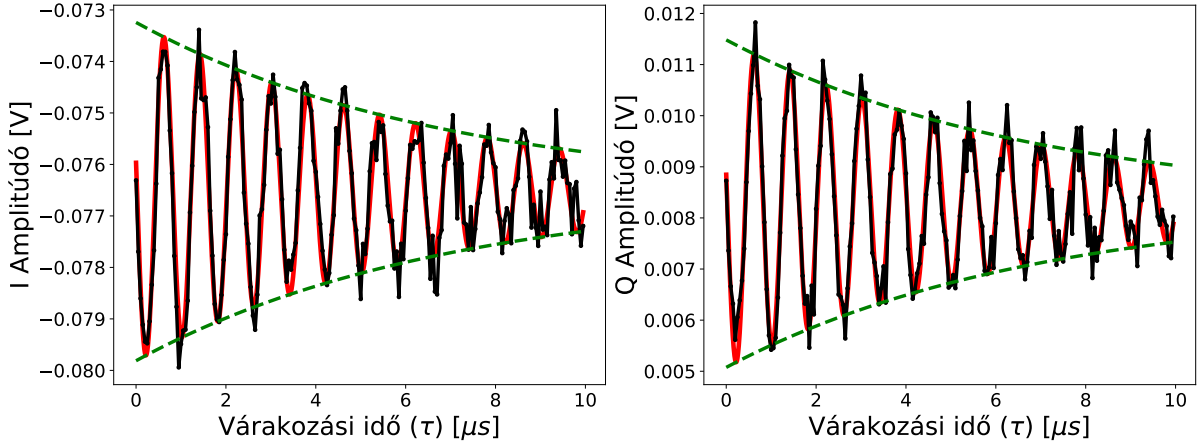
Ramsey mérés esetén a meghajtó pulzus jellemzően kissé el van hangolva a qubit frekvenciától, azaz: $\omega_{\text{detune}} = \omega_q - \omega_{\text{drive}}$. Ez nem feltétele a karakterizációnak, csupán a kiértékelést teszi könnyebbé és szemléletesebbé. Ennek az az oka, hogy a rendszerrel együtt forgó koordináta-rendszerből szemlélve a Bloch vektor a longitudinális z tengely körül precesszálni fog ω_{detune} körfrekvenciával. Ennek hatására a Ramsey mérés eredménye oszcillálni fog, amely megkönnyíti az analízist.

Egy ilyen Ramsey mérés látható a 33. ábrán, ahol a várakozási idő függvényében ábrázolom a kiolvasott amplitúdó értékét. Megfigyelhető, hogy a precesszálo Bloch vektor szinuszos oszcilláció formájában mutatkozik, illetve a T_2 karakterisztikus idejű dekoherencia az exponenciálisan lecsengő burkolóért felel (az ábrán zöld szaggatott vonal). Az adatokra $A \sin(2\pi f_{\text{Ramsey}} \tau) e^{-\tau/T_2} + b$ alakú görbét illesztettem (ezt ismét pirossal jelöltem), melyből meghatározható $f_{\text{Ramsey}} = 1.25 \text{ MHz}$ és $T_2 = 7.04 \mu\text{s}$. A mérés során $|f_{\text{drive}} - f_q| = 1.25 \text{ MHz}$ elhangolással dolgoztam, ami az elvárásnak megfelelően megegyezik az oszcilláció frekvenciájával.

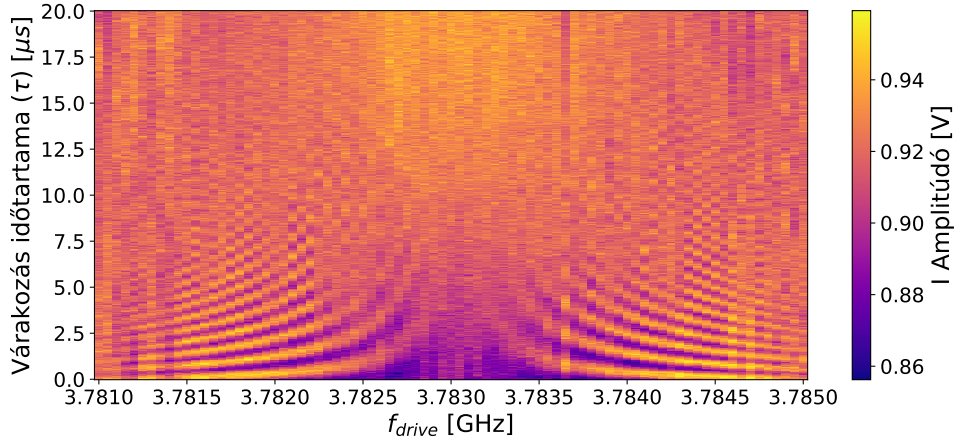
Továbbá rögzíthetjük a Ramsey görbéket különböző elhangolások mellett és vizsgálhatjuk a kvantumbit állapotát egyszerre τ várakozási idő és f_{detune} elhangolási frekvencia függvényeként. Ez az úgynevezett Ramsey *chevron* mérés (34. ábra), látványos eszköz a precesszió és a meghajtás frekvenciája közti összefüggés prezentálására.

Megfigyelhető, hogy $f_{\text{drive}} = f_q$ környezetében nem tapasztalható oszcilláció, exponenciális karakterisztikát kapunk. Lényeges, hogy a meghajtó jel frekvenciájától függetlenül minden görbe burkolója exponenciális, azonos lecsengési karakterisztikával. Ennek a lecsengésnek a karakterisztikus ideje pedig éppen a qubit koherenciaideje, T_2 .

A Ramsey mérés nem csak a koherenciaidő meghatározásában fontos. Láttuk, hogy a precesszióból fakadó Ramsey oszcilláció frekvenciája éppen az elhangolás frekvenciájával kell megegyezzen. Ez azért fontos tény, hiszen illesztéssel a Ramsey frekvencia igen pontosan meghatározható, illetve a meghajtó frekvencia is pontosan ismert. Látható tehát, hogy egy újabb mód áll rendelkezésre a qubit frekvenciájának pontos meghatározásá-

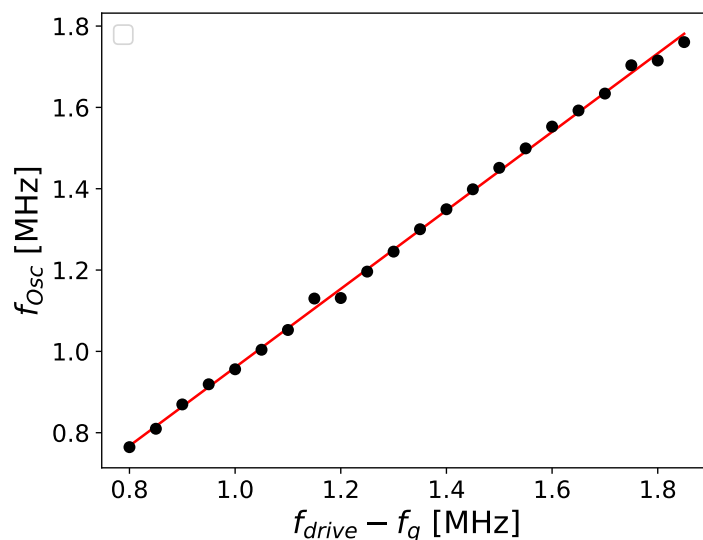


33. ábra. Ramsey interferometria. A burkoló exponenciális lecsengéséből meghatározható a transzverzális relaxáció karakterisztikus ideje: $T_2 = 7.04 \mu\text{s}$. Az oszcilláció frekvenciája az illesztésből $f_{\text{Ramsey}} = 1.25 \text{ MHz}$, ez éppen megfelel a mérés során alkalmazott $|f_{\text{drive}} - f_q| = 1.25 \text{ MHz}$ elhangolásnak.

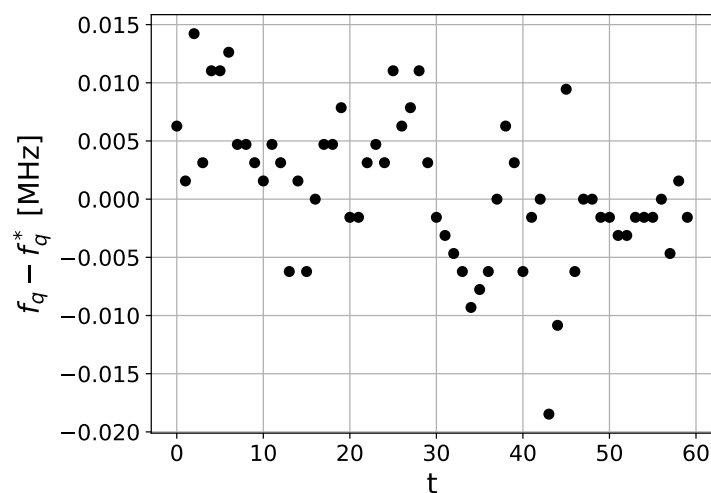


34. ábra. Ramsey *chevron*. Megfigyelhető, hogy az elhangolás mértékének növelésével nő az oszcilláció frekvenciája és csökken a kontraszt.

ra, ellenőrzésére. Ezt most a különböző elhangolások mellett mért Ramsey frekvenciák felvételével végeztem. Az adatokra illesztve azt várjuk, hogy egységnyi meredekségű, origón átmenő egyenest kapunk. A 35. ábrán bemutatom az elvégzett illesztés, amelyből $f_{\text{Ramsey}} = 0.965(f_{\text{drive}} - f_q) - 0.004 \text{ MHz}$ összefüggést kaptam. A nem egységnyi meredekség feltehetően abból fakad, hogy a két gerjesztés, illetve várakozás együttes hossza már nem elhanyagolhatóan rövid a T_1 idejű longitudinális relaxáció mellett, ezért a Bloch vektor precessziója a z tengely körül nem tökéletesen horizontális síkban történik. Ennek ellenére az egyenest interpolálva $f_{\text{drive}} = f_q$ esetre, $f_{\text{Ramsey}} = -4 \text{ kHz}$ adódik. Ez azt jelenti, hogy a mérés alapján a tényleges qubit frekvencia $f_q = 3.783004 \text{ GHz}$.



35. ábra. A Ramsey oszcilláció frekvenciájának függése az elhangolás mértékének függvényében. Az illesztett egyenes egyenlete az illesztési paraméterekből: $f_{\text{Ramsey}} = 0.965(f_{\text{drive}} - f_q) - 0.004$ MHz.



36. ábra. Az azonosan preparált Ramsey mérésekből meghatározott qubit frekvenciák. Látható, hogy a qubit frekvenciája a külső zajok hatására kissé perturbálódik. Az ábrán f_q az általunk eddig qubit frekvenciának vélt 3.783 GHz-es érték, míg f_q^* a qubit frekvenciaingadozásából adódó, mérés pillanatában fennálló qubit frekvencia.

A Ramsey mérés érzékeny a kvázi statikus zajokra, melyek egy mérés során állandóak, de mérések között változhatnak, ezek hatással vannak a qubit frekvenciájára is. Ezeket a zajokat a 36. ábrán kvantifikálom. A mért eredményeket tekintve elmondható, hogy a Ramsey mérések során a qubit frekvenciája akár ± 20 kHz-es tartományban is változhat. Ez egy felső korlátot ad a qubit frekvencia meghatározásának pontosságára.

5. Összefoglalás

A dolgozatomban az első Magyarországon elvégzett qubit karakterizáció eredményeit prezentáltam. A bemutatott, általam kifejlesztett mérési technológia nem csak erre a qubitre, hanem általánosságba véve, egyedibb qubitekre is alkalmazható. Én ezt először egy, immár külföldi irodalmakból jól ismert rendszerre, a transzmon qubitre próbáltam ki.

Munkám fő célja a karakterizációs eljárás lépéseinek bemutatása volt, illetve a legfontosabb paraméterek kinyerése. Ehhez először a rezonátor frekvenciáját határoztam meg egytónusú spektroszkópiával, amelyre $f_c = 6.5195$ GHz adódott. A rezonátor paramétereinek ismeretében a qubitet karakterizáltam és frekvenciáját három módon is meghatároztam: kéttónusú spektroszkópiával, Rabi *chevron* méréssel, és Ramsey *chevron* méréssel. Ezen mérések eredményei a 1. táblázatban láthatóak és jó egyezést mutatnak. A 36. ábrán megfigyelhető, hogy a qubit frekvencia az időben $\sim \pm 20$ kHz-et változhat a kvázi statikus zajok hatására, a kapott eredmények pedig ezen a szórási ablakon belül helyezkednek el.

	f_q [GHz]
Ramsey <i>chevron</i>	3.783004
Rabi <i>chevron</i>	3.783004
Kéttónusú spektroszkópia	3.783

1. táblázat. A qubit frekvencia értékei különböző mérési eljárások esetén. Az eltérés nem számottevő.

VNA segítségével szélesebb frekvenciatartományban is elvégeztem a kéttónusú spektroszkópiát, amellyel meghatároztam a qubit anharmonicitását ($\alpha = -280$ MHz), ami jó egyezést mutatott az irodalomban megtalálható jellemző értékekkel [5].

A longitudinális relaxáció, a Rabi, valamint a Ramsey karakterizáció során meghatároztam a qubit dekoherenciájához köthető legfontosabb karakterisztikus időket. Az ezekre kapott értékek a 2. táblázatban találhatóak.

$\langle T_1 \rangle$	$40.24 \mu\text{s}$
$T_{2,\text{Rabi}}$	$14.89 \mu\text{s}$
T_2	$7.04 \mu\text{s}$
T_φ	$7.715 \mu\text{s}$

2. táblázat. A mérések eredményeiből származó karakterisztikus idők

A qubit egyik fontos paraméterét, a relaxációs időt – amely felső korlátot szab számos qubitművelet időtartamának – összevetve a jelenlegi vezető technológiákkal rendelkező Google [1] vagy IBM [2] transzmon qubitjeinek $100 \mu\text{s}$ körüli értékeivel az általam karakterizált qubit közepesen jónak mondható.

Az összeállított mérési elrendezés és a kialakított eljárás, amelyet a dolgozat kerekei között demonstráltam, a jövőben feltehetően kiemelt fontosságú lesz a labor további kutatásaihoz.

Köszönetnyilvánítás

Szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek, Scherübl Zoltánnak, aki szakmai tudásával és folyamatos támogatásával energiáját nem kímélve segített a munkám során. Köszönnöt tartozom Fülöp Gergőnek, aki segítette a labor munkájába való beilleszkedésemet, majd a teljes kutatásom során támogatást nyújtott és bármikor fordulhattam hozzá kérdésekkel. Továbbá szeretnék köszönetet mondani a Nanoelektronika Kutatócsoport többi tagjának is, különösen Dr. Makk Péternek, aki sokat tett azért, hogy a dolgozatom létrejöhessen. Hálaival tartozom a páromnak, barátaimnak, akik végig mellettem álltak és elviseltek.

Szeretnék köszönetet mondani Simone Gasparinettinek és kutatócsoportjának a felhasznált qubitér, nélkülük a kutatást nem valósulhatott volna meg.

A kutatást az Innovációs és Technológiai Minisztérium és a Nemzeti Kutatási Fejlesztési és Innovációs Alap támogatta a Kvantuminformatika Nemzeti Laboratórium keretében.



Hivatkozások

- [1] Frank Arute és tsai. „Quantum supremacy using a programmable superconducting processor”. *Nature* 574.7779 (2019. okt.), 505–510. old. ISSN: 1476-4687. DOI: 10.1038/s41586-019-1666-5. URL: <https://doi.org/10.1038/s41586-019-1666-5>.

- [2] Jay M. Gambetta, Jerry M. Chow és Matthias Steffen. „Building logical qubits in a superconducting quantum computing system”. *npj Quantum Information* 3.1 (2017. jan.), 2. old. ISSN: 2056-6387. DOI: 10.1038/s41534-016-0004-0. URL: <https://doi.org/10.1038/s41534-016-0004-0>.
- [3] *HDAWG 750 MHz Arbitrary Waveform Generator* / Zurich Instruments. <https://www.zhinst.com/europe/en/products/hdawg-arbitrary-waveform-generator>. (Accessed on 10/09/2023).
- [4] E. Knill, R. Laflamme és G. J. Milburn. „A scheme for efficient quantum computation with linear optics”. *Nature* 409.6816 (2001. jan.), 46–52. old. ISSN: 1476-4687. DOI: 10.1038/35051009. URL: <https://doi.org/10.1038/35051009>.
- [5] P. Krantz és tsai. „A quantum engineer’s guide to superconducting qubits”. *Applied Physics Reviews* 6.2 (2019. jún.). DOI: 10.1063/1.5089550. URL: <https://doi.org/10.1063/1.5089550>.
- [6] Marki Microwave. *MLIQ-0218L Marki Microwave RF Mixer*/Marki. <https://shop.markimicrowave.com/products/detail/mliq0218l-marki-microwave/693371/>. (Accessed on 05/30/2023).
- [7] Mahdi Naghiloo. *Introduction to Experimental Quantum Measurement with Superconducting Qubits*. 2019. arXiv: 1904.09291 [quant-ph].
- [8] Mahdi Naghiloo. *Introduction to Experimental Quantum Measurement with Superconducting Qubits*. 2019. arXiv: 1904.09291 [quant-ph].
- [9] Vishal Ranjan. *Admittance and noise detection in mesoscopic systems via GHz impedance matching* - Google Search. https://www.google.com/search?q=Admittance+and+noise+detection+in+mesoscopic+systems+via+GHz+impedance+matching&rlz=1C1GCEA_enHU958HU958&oq=Admittance+and+noise+detection+in+mesoscopic+systems+via+GHz+impedance+matching&gs_lcrp=EgZjaHJvbWUyBggAEEUYOTI&sourceid=chrome&ie=UTF-8. (Accessed on 10/11/2023). 2017.
- [10] Lucio Robledo és tsai. „High-fidelity projective read-out of a solid-state spin quantum register”. *Nature* 477.7366 (2011. szept.), 574–578. old. ISSN: 1476-4687. DOI: 10.1038/nature10401. URL: <https://doi.org/10.1038/nature10401>.
- [11] William M. Strickland és tsai. *Characterizing losses in InAs two-dimensional electron gas-based gatemon qubits*. 2023. arXiv: 2309.17273 [quant-ph].
- [12] *UHFQA 600 MHz Quantum Analyzer* / Zurich Instruments. <https://www.zhinst.com/europe/en/products/uhfqa-quantum-analyzer>. (Accessed on 10/09/2023).

- [13] Jun Yoneda és tsai. „A quantum-dot spin qubit with coherence limited by charge noise and fidelity higher than 99.9%”. *Nature Nanotechnology* 13.2 (2018. febr.), 102–106. old. ISSN: 1748-3395. DOI: 10.1038/s41565-017-0014-x. URL: <https://doi.org/10.1038/s41565-017-0014-x>.