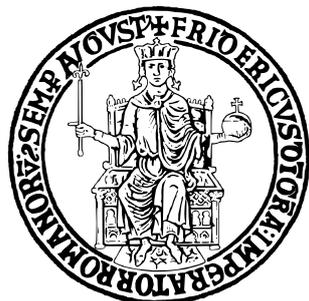


UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI NAPOLI FEDERICO II



SCUOLA POLITECNICA E DELLE SCIENZE DI BASE

DIPARTIMENTO DI FISICA

CORSO DI LAUREA MAGISTRALE IN FISICA

GIUNZIONI JOSEPHSON
FERROMAGNETICHE BASATE SU
ELETTRODI DI NIOBIO

Relatore

Prof. Francesco Tafuri
Dott. Carmine Granata (ISASI-CNR)

Correlatore

Prof. Umberto Scotti Di Uccio

Candidato

D'Apice Ferdinando
N94000589

Anno Accademico 2021–2022

Indice

Introduzione	4
1 Fenomenologia effetto Josephson	5
1.1 Introduzione alla superconduttività	5
1.2 Effetto Josephson	9
1.3 Corrente Josephson in funzione del campo magnetico e della temperatura	12
1.4 Modello Resistively Shunted Junction (RCSJ)	16
1.5 Giunzione metallo-isolante-metallo (NIN)	17
1.6 Giunzione Superconduttore - Isolante - Superconduttore (SIS)	18
1.7 Conduttanza di una giunzione Josephson	22
2 Giunzione Josephson ferromagnetiche	23
2.1 Giunzione Superconduttore-Metallo - Superconduttore (SNS)	25
2.2 Richiami di ferromagnetismo	26
2.3 Effetto prossimità all'interfaccia S/F e giunzioni ferromagnetiche SFS	27
2.4 Giunzione Superconduttore- Isolante-Ferromagnete-Superconduttore (SIFS)	31
3 Processo di fabbricazione e setup sperimentale	36
3.1 Introduzione	36
3.2 Processo di fabbricazione	37
3.3 Processo fotolitografico per lift-off	38
3.4 Deposizione trilayer	39
3.5 Definizioni delle aree delle giunzioni e deposizione di SiO_2	42
3.6 Deposizione del layer ferromagnetico	45
3.7 Wiring	46
3.8 Sistema Triton	50
3.9 Sistema di filtri	54
3.10 Elettronica di lettura	55

4	Caratterizzazione giunzioni e analisi dati	58
4.1	Caratteristica corrente-tensione	58
4.2	Caratteristica della corrente in funzione del campo magnetico . . .	66
4.2.1	Discussione sullo spessore centrale superconduttivo	69
5	Conclusioni	72

Introduzione

La logica Single Flux Quantum (SFQ) si basa su specifiche proprietà dei superconduttori e ha applicazioni nel calcolo quantistico; tra queste, vi sono tecniche di correzione degli errori e controllo di circuiti con qubit. Al momento, non esistono dispositivi che fungono da memorie che possano essere utilizzate all'interno di circuiti quantistici. Con giunzioni Josephson con una barriera ferromagnetica è possibile realizzare un circuito per tale impiego [1]. Le giunzioni Josephson possiedono un ruolo chiave nello sviluppo di circuiti quantistici, al momento giunzioni Josephson del tipo superconduttore-isolante-superconduttore (SIS) sono ampiamente utilizzate per la realizzazione di qubit superconduttivi e per la caratterizzazione di tali circuiti [2]. In questo lavoro di tesi è riportato il processo di fabbricazione e caratterizzazione di giunzione Josephson con una barriera ferromagnetica del tipo superconduttore-isolante-superconduttore-barriera ferromagnetica-superconduttore (SIsFS). Le giunzioni Josephson di questo tipo sono dotate di caratteristiche peculiari. La corrente critica presenta una dipendenza anomala dal campo magnetico, il massimo della corrente non è presente a campo magnetico zero come nelle giunzioni Josephson standard ma è traslato di una quantità dipendente dal valore dello spessore del materiale ferromagnetico [3]. La giunzione SIsFS possiede uno spessore di 3 nm per il film ferromagnetico e uno spessore di 20 nm per il film superconduttivo intermedio [4]. Tale scelta permette di analizzare il caso limite in cui lo spessore intermedio è circa pari alla lunghezza di coerenza di fase della funzione d'onda all'interno del layer intermedio, $d_s = \xi_s$. L'analisi della caratteristica $I_C(H)$ ci permette di valutare l'utilizzo di tali giunzioni come elementi di memoria.

La fabbricazione di tale giunzione Josephson è stata effettuata presso l'Istituto di Scienze Applicate e Sistemi Intelligenti del Consiglio Nazionale delle Ricerche (ISASI-CNR), mentre la caratterizzazione a basse temperature è stata effettuata presso l'Università degli Studi di Napoli "Federico II".

La tesi è strutturata come segue:

- Primo capitolo "Fenomenologia effetto Josephson".
- Secondo capitolo "Giunzione Josephson ferromagnetiche".
- Terzo capitolo "Processo di fabbricazione e setup sperimentale".
- Quarto capitolo "Caratterizzazione giunzioni e analisi dati".

Capitolo 1

Fenomenologia effetto Josephson

1.1 Introduzione alla superconduttività

La superconduttività fu scoperta nel 1911, in particolare si osservò che determinati tipi di materiali al di sotto di una certa temperatura critica T_c presentavano una resistenza nulla [5]. Furono realizzati esperimenti in cui si generava corrente all'interno di una spira tramite un campo magnetico variabile e, successivamente, la si raffreddava al di sotto della temperatura critica. Dato che la resistenza era nulla, ci si aspettava che la corrente fosse costante nel tempo. Infatti fissando la temperatura prossima allo zero assoluto per oltre un anno, si osservò una variazione così piccola della corrente dalla quale si stimò un decadimento dell'ordine di 10^{10} anni. Questo risultato confermò l'ipotesi che la resistenza è rigorosamente nulla in regime superconduttivo.

In base a ulteriori esperimenti, si osservò che un superconduttore non è solamente un conduttore perfetto, ma anche un diamagnete perfetto, cioè espelle completamente le linee di flusso del campo magnetico al di sotto della temperatura critica, questo comportamento prende il nome di *effetto Meissner*.

Il campo magnetico all'interno di un materiale è dato dalla relazione:

$$B = H + 4\pi M, \quad (1.1)$$

dove H è il campo magnetico applicato e M è la magnetizzazione del materiale. Supponiamo che la precedente relazione valga localmente, in ipotesi di diamagnetismo perfetto otteniamo che $B = 0$ quindi $H = -4\pi M$. La suscettività magnetica associata è quindi $\chi = -\frac{1}{4\pi}$, si ottiene così un andamento lineare per M in funzione di H . Sperimentalmente, si osserva che per campi H maggiori di un determinato valore H_c non sussiste la relazione lineare tra M e H , indipendentemente dalla temperatura, si ottiene così una suscettività $\chi \approx 0$.

Uno dei primi modelli per spiegare la superconduttività e l'effetto Meissner fu la teoria di London basata su due equazioni [6]. La prima equazione London:

$$\frac{d\mathbf{J}}{dt} = \frac{ne^2}{m}\mathbf{E}. \quad (1.2)$$

Si noti che il campo elettrico è proporzionale alla derivata della densità di corrente. La seconda equazione London:

$$\text{rot}\mathbf{J} + \frac{ne^2}{mc}\mathbf{B} = 0. \quad (1.3)$$

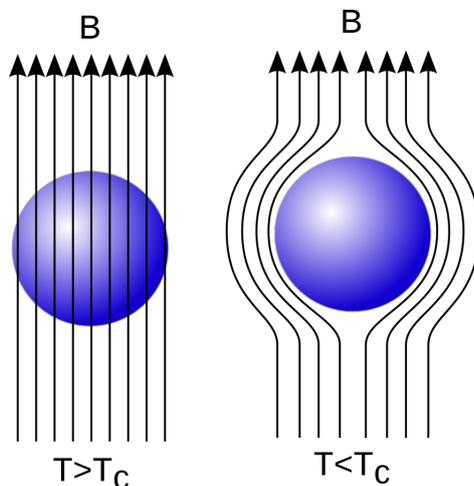


Figura 1.1: Rappresentazione dell'effetto Meissner: a temperatura maggiore di T_c (stato normale) il materiale è attraversato da linee di forza del campo magnetico, a temperatura minore di T_c (stato superconduttivo) il campo è espulso [7].

con la quale si è in grado di spiegare l'effetto Meissner [7]. Esaminiamo un sistema inizialmente soggetto a un campo magnetico nullo e a temperatura $T > T_c$, raffreddandolo fino ad avere $T < T_c$. A questo punto, accendendo il campo magnetico ed essendo al di sotto della temperatura critica, osserviamo che le linee di campo magnetico saranno espulse dal sistema superconduttivo.

Supponiamo ora di invertire l'ordine degli eventi: a temperatura $T > T_c$ accendiamo il campo magnetico e quindi ci sarà un flusso concatenato con il materiale, successivamente raffreddiamo il materiale a una temperatura $T < T_c$, anche in questo caso ci sarà espulsione delle linee di flusso del campo magnetico dal superconduttore.

L'effetto di espulsione di linee di campo magnetico dal materiale, indipendentemente dall'ordine delle operazioni compiute, prende il nome di effetto Meissner, come mostrato in Figura 1.1. Supporre semplicemente che $R = 0$ di un materiale non implica però che tale materiale sia un diamagnete perfetto. Le equazioni London permettono di descrivere la risposta magnetica del materiale [8]. Partendo da:

$$\text{rot}\mathbf{B} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{J}, \quad (1.4)$$

applicando il rotore a quest'equazione è sostituendo nella seconda equazione London otteniamo

$$-\nabla^2\mathbf{B} = \frac{4\pi}{c}\text{rot}\mathbf{J} = -\frac{4\pi ne^2}{mc^2}\mathbf{B}. \quad (1.5)$$

Definiamo così la *lunghezza di penetrazione London* come

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{mc^2}{4\pi ne^2}} \quad (1.6)$$

in modo tale da poter riscrivere la precedente equazione come

$$\nabla^2\mathbf{B} = \frac{\mathbf{B}}{\lambda^2}. \quad (1.7)$$

Analogamente, applicando il rotore alla seconda equazione London in condizioni di stazionarietà, ovvero $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$ otteniamo

$$\nabla^2\mathbf{J} = \frac{\mathbf{J}}{\lambda_L^2}. \quad (1.8)$$

Andiamo ora a studiare la risposta del materiale secondo queste equazioni. Consideriamo una configurazione tale per cui il materiale superconduttivo si trova nella sezione di piano a $z > 0$ mentre il vuoto occupa la sezione di piano a $z < 0$ e supponiamo il campo magnetico, uniforme nel piano xy , è funzione di z . Se il campo \mathbf{B} è diretto lungo z , $\mathbf{B} = B_z(z)\mathbf{z}$ imponendo che il campo sia a divergenza nulla

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0. \quad (1.9)$$

Segue che il campo è costante lungo z , di conseguenza l'equazione

$$\nabla^2\mathbf{B} = \frac{\mathbf{B}}{\lambda^2} \quad (1.10)$$

ha come soluzione $\mathbf{B} = 0$, ovvero un superconduttore non ammette campo magnetico perpendicolare alla superficie. Adesso, consideriamo un campo tangenziale del tipo $\mathbf{B} = B_x(z)x$ si ha che l'equazione $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ è soddisfatta e l'equazione del laplaciano diventa

$$\frac{\partial^2 B_x}{\partial z^2} = \frac{B_x}{\lambda_L^2}, \quad (1.11)$$

che conduce alla soluzione

$$B_x(z) = B_0 \exp -\frac{z}{\lambda_L}. \quad (1.12)$$

Quindi, un campo tangenziale penetra nel materiale con una lunghezza di decadimento λ_L , che dipende dal materiale e può variare da 100 a 1000Å. In un materiale macroscopico possiamo assumere il campo espulso dal superconduttore. Un discorso analogo può essere applicato per la densità \mathbf{J} , consideriamo \mathbf{J} diretto lungo l'asse y, cioè tangente alla superficie di separazione, ne segue che

$$J_y(z) = J_0 \exp -\frac{z}{\lambda_L}. \quad (1.13)$$

Il fenomeno di penetrazione del campo magnetico in un superconduttore è quindi un fenomeno di superficie tramite il quale si generano correnti superficiali che danno luogo all'effetto Meissner.

La densità di corrente in meccanica quantistica associata alla funzione d'onda macroscopica Ψ , è

$$\mathbf{J} = -i \frac{\hbar e}{2m} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*). \quad (1.14)$$

Scrivendo la funzione d'onda come $\Psi = |\Psi| \exp i\phi$ e sostituendo nella precedente equazione

$$\mathbf{J} \propto 2i \nabla(\phi) |\Psi|^2. \quad (1.15)$$

Indicando con $n_s = |\Psi|^2$ la densità di superfluido, ovvero la densità dei portatori di carica, la densità di corrente si scriverà come

$$\mathbf{J} = \frac{en_s}{m} [\hbar \nabla \phi]. \quad (1.16)$$

Dunque, la corrente dipende dalla densità di superfluido e dal gradiente della fase, a differenza del regime normale in cui $n_s = 0$, quindi l'unico contributo è quello classico di Drude. Considerando un campo magnetico agente sul sistema, la nostra equazione si modifica in questo modo

$$\mathbf{J} = \frac{en_s}{m} [\hbar \nabla \phi - \frac{e}{c} \mathbf{A}]. \quad (1.17)$$

Osservando che la densità di corrente sia nulla, oltre alla lunghezza di penetrazione, è possibile ottenere un'equazione dipendente dal flusso del campo magnetico

$$\oint_c \mathbf{J} \cdot d\mathbf{l} = 0. \quad (1.18)$$

Sostituendo l'equazione della densità di corrente, è possibile ottenere un'equazione per la circuitazione

$$\oint_c \nabla\phi \cdot d\mathbf{l} = \frac{\Phi(B)}{\frac{hc}{e}}. \quad (1.19)$$

La circuitazione della fase rappresenta il valore della fase dopo un giro di 2π e quindi

$$n = \frac{\Phi(B)}{\Phi_0}, \quad (1.20)$$

dove $\Phi_0 = \frac{hc}{e}$ è il quanto di flusso .

Sperimentalmente, si osserva che il quanto di flusso è esattamente il doppio di quello che ci si aspettava, dato che la carica dei portatori nei superconduttori è $e^* = 2e$. In particolare, i portatori di carica sono caratterizzati da una massa $m^* = 2m_e$ e una densità

$$\rho \leq \frac{1}{2n_s}. \quad (1.21)$$

Secondo la teoria BCS, i portatori di carica sono entità bosoniche, chiamate coppie di Cooper, composte da coppie di elettroni con spin opposto e generate da accoppiamento di elettroni tramite il reticolo, che si formano al di sotto della temperatura critica e costituiscono i principali portatori di carica.

1.2 Effetto Josephson

L'effetto Josephson è il passaggio, mediante effetto tunnel, di coppie di Cooper attraverso una barriera isolante molto sottile posta tra due superconduttori. Si consideri di interporre un materiale isolante, dallo spessore di pochi nanometri, tra due superconduttori con lo scopo di calcolare la densità di corrente \mathbf{J} e ottenere le equazioni Josephson [9]. L'effetto Josephson, come mostrato in Figura 1.2, si manifesta in tutte le strutture in cui si realizza una sovrapposizione finita delle funzioni d'onda di coppia dei due superconduttori. Uno degli aspetti più interessanti di questo fenomeno è che la supercorrente di tunnel si manifesta senza caduta di tensione ai capi della giunzione, come se la giunzione si comportasse come un unico superconduttore.

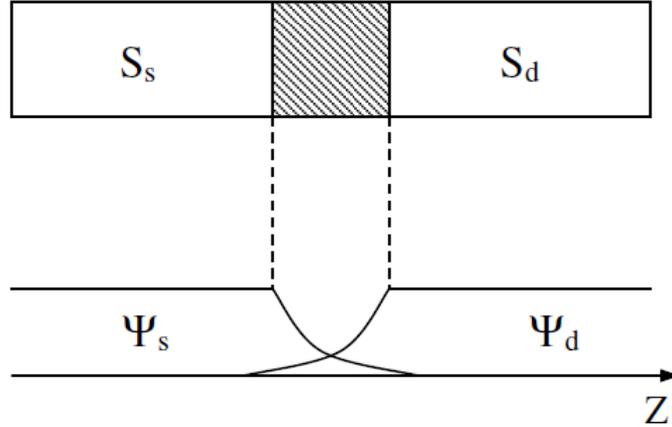


Figura 1.2: Giunzione formata da conduttori separati da un film di un diverso materiale [6].

Indichiamo con $\Psi_i = |\Psi_i| \exp i\phi_i$ la funzione d'onda del superconduttore S_i , dove $|\Psi_i|^2 = \rho_i$ rappresenta la densità di coppie mentre ϕ_i il parametro di fase dei rispettivi materiali.

Se lo spessore della barriera isolante è tale che la sovrapposizione delle funzioni d'onda è trascurabile, i due superconduttori risultano isolati e quindi non è possibile il tunnel di coppie attraverso la barriera. Vogliamo calcolare la corrente di pura fase dovuta alla differenza tra i parametri d'ordine, definiamo la differenza di fase $\Phi = \Phi_l - \Phi_r$.

La densità di corrente è $\mathbf{J} \propto \Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*$, dove la funzione d'onda complessiva è combinazione lineare di Ψ_L e Ψ_R ovvero:

$$\Psi = \Psi_L \exp(-\beta z) + \Psi_R \exp(-\beta(z - b)), \quad (1.22)$$

dove b indica lo spessore del materiale isolante. Calcolando la densità di corrente si ottiene

$$J_s = \frac{he^*}{m^*} \beta \exp(-\beta b) |\Psi_L| |\Psi_R| \sin(\phi_R - \phi_L). \quad (1.23)$$

Osserviamo che il fattore esponenziale definisce la corrente come corrente di tunneling. La carica e la massa sono quantità che non conosciamo a priori. Se i superconduttori L e R sono dello stesso materiale, la densità di corrente dipende dalla densità n_s . La grandezza $\frac{he^*}{m^*} \beta \exp(-\beta b) n_s$ è chiamata *corrente critica*. Infine, data la dipendenza dalla differenza di fase $\Delta\phi$, si osserva una corrente macroscopica e tale quantità è diretta conseguenza di una quantità microscopica. Possiamo ora definire la prima equazione Josephson:

$$J = J_1 \sin\Phi. \quad (1.24)$$

Considerando la differenza tra le derivate della fase, è possibile ottenere così la seconda equazione Josephson

$$\frac{\partial\Phi}{\partial t} = \frac{2eV}{\hbar}, \quad (1.25)$$

dove V è la caduta di tensione ai capi della giunzione, J_1 è la corrente critica, Φ è la differenza di fase tra i due superconduttori. Notiamo che se la differenza di potenziale è nulla la differenza di fase resta costante e vi è la comparsa di una densità di corrente J , costante che passa attraverso la giunzione a potenziale nullo. Integrando nel tempo la seconda equazione Josephson e sostituendo nella prima è possibile ottenere l'andamento della densità di corrente. Notiamo che la fase ha una parte costante e una parte dipendente dal tempo.

$$\Phi(t) = \Phi + \frac{2\pi}{\phi_0} Vt = \Phi_0 + \omega t. \quad (1.26)$$

La corrente ottenuta è

$$J = J_0 \text{sen}(\gamma_0 + \omega t). \quad (1.27)$$

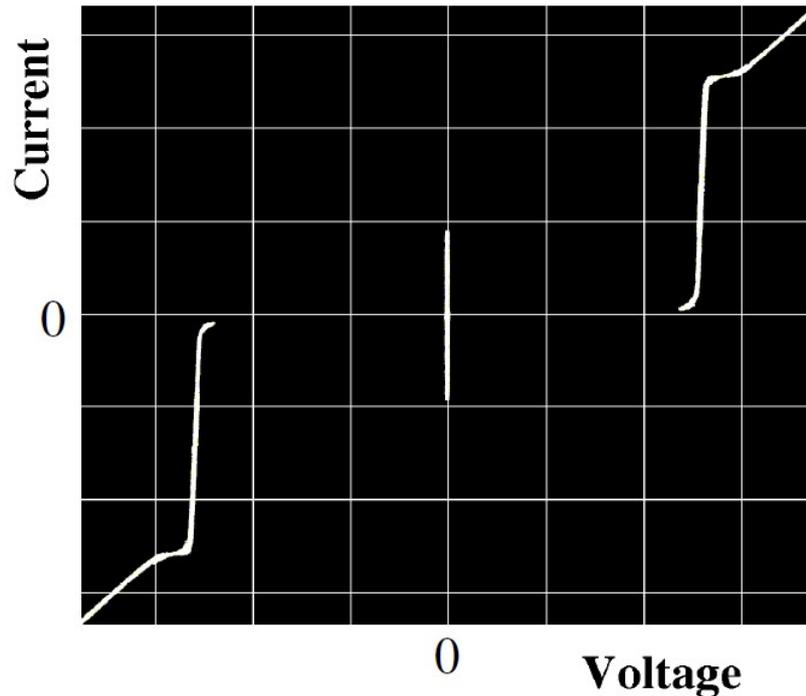


Figura 1.3: Tipica caratteristica I-V di una giunzione S-I-S alimentata in corrente a $T=4.2K$. Scala orizzontale $1mV/div$, scala verticale $50 \mu A/div$ [6].

Esaminando il grafico in Figura 1.3, è possibile dividerlo in tre diverse zone: la zona di supercorrente, una zona intermedia e una regione di quasiparticella.

1.3 Corrente Josephson in funzione del campo magnetico e della temperatura

Consideriamo una giunzione piana sul piano x-y e applichiamo un campo magnetico lungo y, secondo l'equazione di Ginzburg-Landau [10] possiamo scrivere la densità di corrente

$$\vec{J}_s = \frac{\rho e}{m} (\hbar \vec{\nabla} \phi - 2e \vec{A}). \quad (1.28)$$

Possiamo riscrivere in termine di ϕ :

$$\vec{\nabla} \phi = \frac{2e}{\hbar} \left(\frac{m}{2\rho e^2} \vec{J}_s + \vec{A} \right), \quad (1.29)$$

$$\phi_{Ra}(x) - \phi_{Rb}(x + \delta x) = \frac{2e}{\hbar} \int_{Cr} \left(\frac{m}{2\rho e^2} \mathbf{J}_s + \mathbf{A} \right) dl, \quad (1.30)$$

$$\phi_{La}(x) - \phi_{Lb}(x + \delta x) = \frac{2e}{\hbar} \int_{Cl} \left(\frac{m}{2\rho e^2} \mathbf{J}_s + \mathbf{A} \right) dl. \quad (1.31)$$

Consideriamo la differenza di fase :

$$\phi(x + \delta x) - \phi(x) = [\phi_{Lb}(x + \delta x) - \phi_{Rb}(x + \delta x)] - [\phi_{Lb}(x) - \phi_{Rb}(x)] \quad (1.32)$$

$$\phi(x + \delta x) - \phi(x) = \frac{2e}{\hbar} \oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l}. \quad (1.33)$$

Ricordiamo che \mathbf{J}_s dà un contributo nullo al di fuori di λ_L e λ_R , mentre all'interno è perpendicolare a $d\mathbf{l}$, e si scriverà

$$\phi(x + \delta x) - \phi(x) = \frac{2e}{\hbar} B_y \delta(x) (\lambda_L + \delta + \lambda_R). \quad (1.34)$$

Il campo magnetico genera un contributo aggiuntivo nella variazione della fase lungo \mathbf{x} , andando a integrare otteniamo :

$$\phi(x) = \frac{2\pi}{\phi_o} B_y d_y x + \phi_o, \quad (1.35)$$

ricordando l'equazione di Josephson in DC, si può scrivere come segue

$$J = J_o \text{sen} \left(\frac{2\pi}{\phi_o} B_y d_y x + \phi_o \right), \quad (1.36)$$

$$J = J_o \text{sen}\left(\frac{2\pi}{\lambda_y} x + \phi_o\right), \quad (1.37)$$

dove $\lambda_y = \frac{\phi_0}{B_y d_y}$, e grazie alla precedente equazione conosciamo l'andamento di \mathbf{J}_s rispetto a \mathbf{x} .

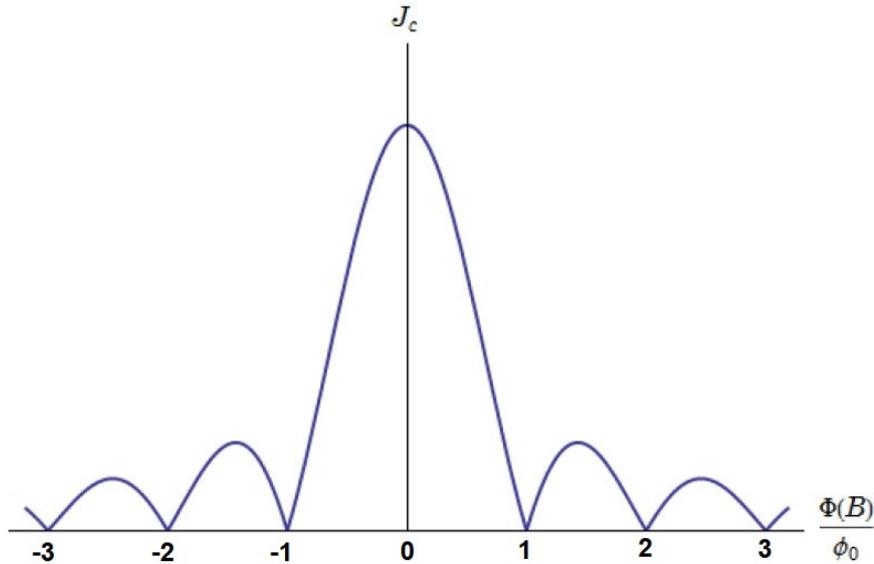


Figura 1.4: Rappresentazione del pattern di Fraunhofer, andamento della corrente critica rispetto al campo magnetico.

Dunque, la corrente Josephson ha un profilo spaziale che si integra lungo il profilo della giunzione Josephson e restituisce il pattern di Fraunhofer, come da Figura 1.4 [6]. L'andamento della corrente sarà:

$$I_{Max} = I_0(0) \frac{\text{sen}\left(\frac{\pi\phi}{\phi_0}\right)}{\frac{\pi\phi}{\phi_0}}. \quad (1.38)$$

A parità di larghezza, più si va ad aumentare il campo magnetico più aumentano le oscillazioni. La quantità $\Phi = Bld$ è il flusso magnetico, mentre Φ_0 è un quanto di flusso. Questa descrizione è valida nel limite di giunzioni piccole dove il campo autogenerato dal campione stesso è trascurabile. Il limite tra giunzioni piccole e lunghe è dato dalla definizione della lunghezza di penetrazione Josephson λ_J , definita come:

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 J_c d_m}}, \quad (1.39)$$

dove d_m è lo spessore magnetico mentre J_c è la densità di corrente critica, lo spessore d_m è

$$d_m = t + \lambda_{L_1} + \lambda_{L_2}. \quad (1.40)$$

Quindi, una giunzione può essere considerata in regime short se il rapporto $\frac{L}{\lambda} < 1$, mentre $\frac{L}{\lambda} > 1$ siamo in regime long, dove L è la dimensione caratteristica della giunzione. Notiamo che la lunghezza di coerenza delle coppie Cooper ξ_S va da poche decine di angstrom a centinaia di nanometri, mentre tipicamente la lunghezza di penetrazione London è dell'ordine di decine di angstrom.

Consideriamo una giunzione alla quale applichiamo un potenziale $V \neq 0$: la corrente totale che verrà a generarsi all'interno della giunzione sarà definita dalla seguente relazione:

$$I = I_c \sin\left(\phi_0 + \frac{2eV}{\hbar}t\right). \quad (1.41)$$

Osserviamo che questa corrente I è oscillante, con una frequenza di oscillazione pari a $\omega_0 = 2\pi\nu_0 = \frac{2eV}{\hbar}$. Da questa relazione possiamo notare che il rapporto tra frequenza e tensione è costante. In particolare, questo rapporto è pari a $\frac{\nu_0}{V} = 483.6 \frac{MHz}{\mu V}$. Questo fenomeno è visibile nel caso di una giunzione soggetta a microonde con bias DC in tensione, dove saranno presenti degli scalini in corrente a tensione costante. Questo pattern fu studiato da Shapiro ed è infatti noto col nome di *Shapiro Steps*; l'andamento del pattern è mostrato in Figura 1.5. Gli scalini intercorrono a salti di tensione pari a:

$$V_n = \frac{nh\mu_0}{2e} \quad (1.42)$$

dove n è un intero.

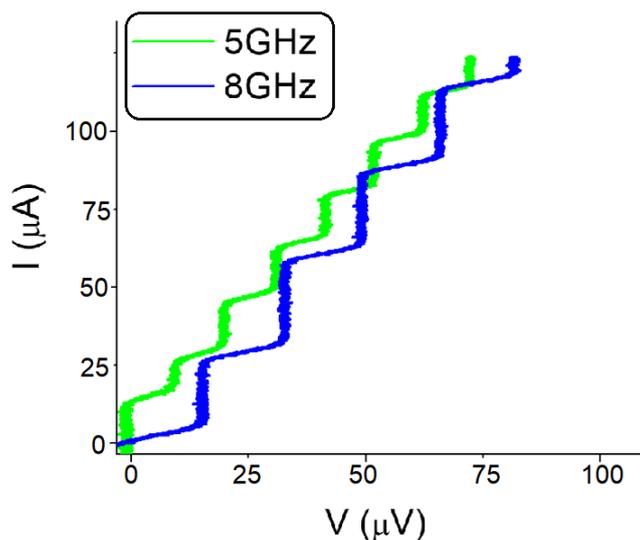


Figura 1.5: Caratteristiche corrente-tensione che mostrano gli Shapiro Steps per diverse frequenze [11].

La corrente critica J_c diminuisce all'aumentare della temperatura fino a diventare nulla a $T = T_c$. Ciò è dovuto al fatto che la crescita dell'energia termica tende a rompere le coppie di Cooper, riducendo la supercorrente fino a portare i superconduttori verso il loro stato normale [12]. L'andamento analitico della J_c in funzione della temperatura fu ricavato da Ambegakar-Baratoff, i quali utilizzarono la teoria microscopica dovuta a Bardeen, Cooper e Schrieffer e trovarono per giunzioni simmetriche

$$J_c = \frac{\pi\Delta(T)}{R_{NN}2e} \tanh\left(\frac{\Delta(T)}{2KT}\right), \quad (1.43)$$

dove la R_{NN} è la resistenza normale per unità di area della giunzione nello stato normale e $\Delta(T)$ è il gap nello spettro di eccitazioni del superconduttore:

$$\Delta_k(T) \sim 1.74 \frac{\pi}{\gamma} k_B T_c \sqrt{1 - \frac{T}{T_c}} \quad (1.44)$$

dove $\gamma \sim 1.78$ e T_c è legata all'energia di gap dalla relazione :

$$T_c = \frac{\Delta_K}{1.76k_B}. \quad (1.45)$$

Di seguito, nella Figura 1.6, è possibile osservare l'andamento della corrente critica I_c in funzione della temperatura. La corrente critica risulta nulla in corrispondenza della transizione del materiale superconduttivo.

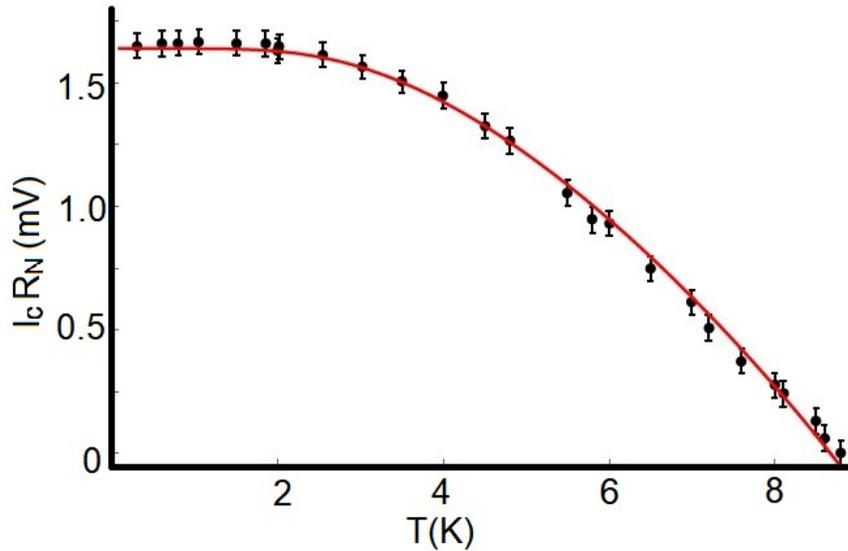


Figura 1.6: Andamento della corrente critica in funzione della temperatura [13].

1.4 Modello Resistively Shunted Junction (RC-SJ)

Una giunzione Josephson può essere schematizzata con un circuito, come mostrato in Figura 1.7 a), mediante una resistenza R in parallelo a una capacità C in parallelo a una giunzione ideale, in accordo al modello RCSJ (Resistively and Capacitively Shunted Junction) [14]. L'equazione che descrive questo genere di circuito è la seguente:

$$I = I_c \sin(\phi) + \frac{V}{R} + C \frac{dV}{dt}. \quad (1.46)$$

La relazione precedente descrive il moto di una particella di fase immersa in un potenziale chiamato Washboard Potential e soggetto a una forza di tipo viscoso, l'andamento di tale potenziale è mostrato in Figura 1.7 b). La precedente relazione può essere scritta come:

$$\frac{d^2\phi}{dt^2} + \frac{1}{Q} \frac{d\phi}{dt} + \sin(\phi) = \frac{I(\phi)}{I_c}, \quad (1.47)$$

dove il fattore Q è chiamato *damping factor* ed è definito come $Q = \omega_P RC$, mentre il fattore ω_P è chiamato *frequenza di plasma* ed è pari a $\omega_P = \sqrt{\frac{2eI_c}{\hbar C}}$.

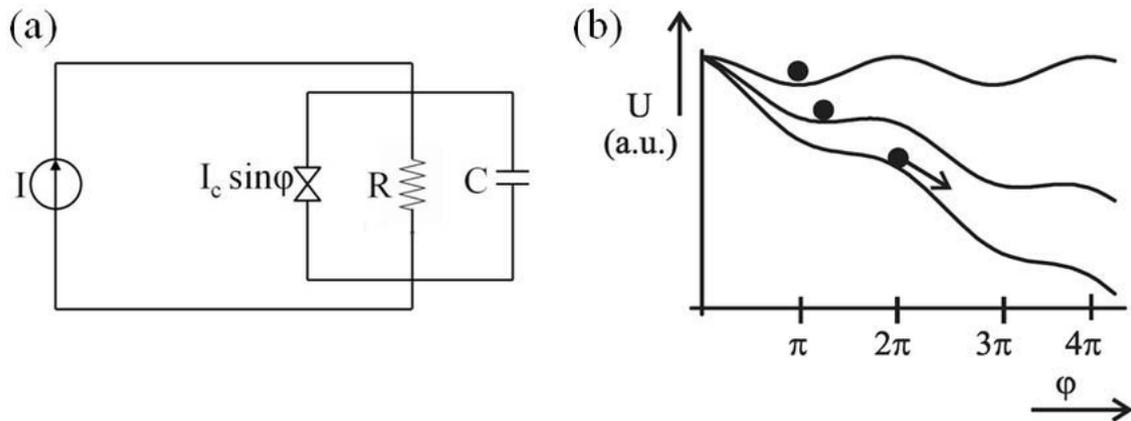


Figura 1.7: a) Circuito RCSJ b) Washboard Potential tracciato per diverse correnti di polarizzazione [14].

L'equazione del potenziale sarà data dalla seguente relazione:

$$U(\phi) = \frac{\hbar I_c}{2e} (1 - \cos(\phi) - \frac{I}{I_c} \phi). \quad (1.48)$$

Notiamo che il fattore Q ha una forte dipendenza dalla capacità C [15], nel caso Q sia inferiore a 1 il sistema è detto *overdamped*, invece nel caso in cui $Q \gg 1$ il sistema è detto *underdamped*. Nel primo caso, in cui la capacità C sia piccola, la derivata nell'equazione 1.46 può essere trascurata, l'equazione può essere risolta analiticamente e si ottiene una caratteristica corrente-tensione (IV) non isteretica.

Questa configurazione è tipica di una giunzione Josephson con una barriera di tipo metallico oppure con una piccola resistenza di shunt messa in parallelo alla giunzione. Nel secondo caso, quando capacità non può essere trascurata, cioè una giunzione Josephson con una barriera di tipo isolante, l'equazione non può essere risolta analiticamente, ma solo numericamente e si ottiene una caratteristica corrente-tensione di tipo isteretico. Considerando il potenziale *washboard* è possibile analizzare il comportamento di una particella di fase, infatti :

1. Nel caso di $I < I_c$ la particella di fase è posta nel minimo del potenziale, come se fosse in una buca. Questo corrisponde al ramo a potenziale nullo della caratteristica tensione-corrente.
2. Nel caso di $I \geq I_c$, andando ad aumentare il bias in corrente la particella di fase fugge dalla buca e inizia a muoversi lungo il potenziale. Nella caratteristica corrente-tensione corrisponde al ramo di ohmico.
3. Nel caso in cui la corrente inizi a decrescere, la particella si muove lungo il ramo di quasi particella nella caratteristica IV, corrispondente a uno stato resistivo non ohmico. La particella rimane in questo stato fino a quando il valore della corrente scende al di sotto di una certa soglia, chiamata corrente di *retrapping* più piccola della corrente critica I_c .
4. Nel caso di $I < I_r$ la particella è catturata e si ritrova nuovamente all'interno della buca di potenziale corrispondente al ramo superconduttivo.

I processi sia di fuga e sia di cattura della particella di fase sono processi di carattere stocastico [16].

1.5 Giunzione metallo-isolante-metallo (NIN)

Una giunzione NIN, formata da due layer di un materiale metallico separato da un layer isolante. All'equilibrio termodinamico, il flusso di corrente è nullo: un elettrone può attraversare la barriera solamente per effetto tunnel solo se è disponibile uno stato vuoto avente energia pari a quello dello stato di partenza. Se applichiamo una differenza di potenziale tra i due elettrodi, l'energia degli elettroni varia ed è possibile un flusso di corrente tra i film metallici.

La corrente che fluisce attraverso la barriera è:

$$I \propto \frac{2\pi}{\hbar} \int |T_n|^2 N_1(E - eV) N_2(E) [f(E - eV) - f(E)] dE. \quad (1.49)$$

Si è assunto che il coefficiente $|T_n|$, la probabilità di transizione attraverso la barriera, sia identico per la corrente che va da sinistra verso destra e per la corrente che va da destra verso sinistra, dove f è la funzione di Fermi, N_1 e N_2 sono le densità di stati rispettivamente dei metalli di destra e di sinistra.

Per piccole tensioni applicate è lecito supporre T_n indipendente dall'energia e $N_1(E - eV) = N_1(eV) = N_1(E_F)$ e $N_2(E) = N_2(E_F)$. La corrente è invece data dalla relazione:

$$I = \frac{2\pi}{\hbar} N_1(E_F) N_2(E_F) \int [f(E - eV) - f(E)] dE. \quad (1.50)$$

Per piccole tensioni di polarizzazione la funzione di Fermi può essere espressa come $-eV \frac{df}{dE}$; nel caso in cui la temperatura sia prossima a 0K, la funzione $\frac{df}{dE}$ è approssimabile alla funzione delta di Dirac $\delta(E)$. La corrente a basse temperature è:

$$I = \frac{2\pi}{\hbar} |T_n|^2 N_1(E_F) N_2(E_F) eV = G_{NN} V. \quad (1.51)$$

Si trova quindi una relazione ohmica in cui la corrente è linearmente proporzionale alla tensione.

1.6 Giunzione Superconduttore - Isolante - Superconduttore (SIS)

Una giunzione SIS consiste in due strati superconduttivi separati da una barriera isolante di pochi nanometri (Figura 1.11a)). Dato lo spessore del film isolante le Coppie di Cooper possono passare per effetto tunnel da un superconduttore all'altro, senza alcuna dissipazione di energia. Questo fenomeno permette il passaggio di corrente senza alcuna dissipazione di energia. Possiamo considerare la densità degli stati nel caso di elettrodi superconduttivi come $N_s(E) = N_N(E) \frac{|E|}{\sqrt{E^2 - \delta^2}}$, dove $N_N(E)$ rappresenta la densità di stati del metallo e δ è la gap nello spettro di eccitazione del superconduttore. Analogamente alla giunzione NIN, possiamo scrivere la corrente totale come:

$$I = \frac{2\pi}{\hbar} N_1(E_F) N_2(E_F) \int \frac{|E - eV|}{\sqrt{(E - eV)^2 - \delta_1^2}} \frac{|E|}{\sqrt{E^2 - \delta_2^2}} [f(E - eV) - f(E)] dE. \quad (1.52)$$

Considerando l'andamento della corrente in funzione dell'energia, si può mostrare che vi è una singolarità in corrente a $E = \delta_2 - \delta_1$, dove vi è una resistenza

negativa per $\delta_2 - \delta_1 < eV < \delta_2 + \delta_1$ e una discontinuità a un'energia $E = \delta_1 + \delta_2$, come mostrato in Figura 1.8.

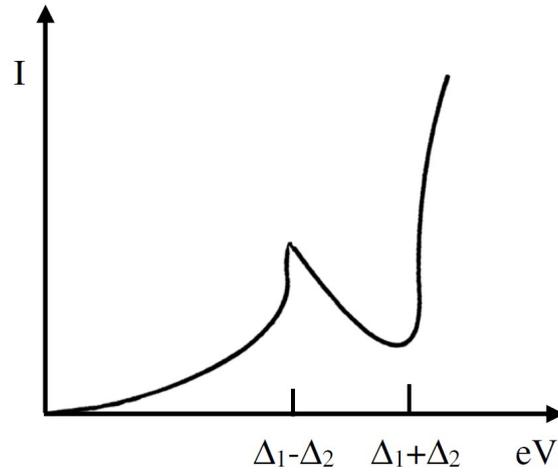


Figura 1.8: Andamento teorico, valutato numericamente da Nicol e Shapiro, della caratteristica IV relativa a una giunzione con differenti elettrodi superconduttori [17].

In una giunzione SIS a $T = 0K$ tutti i livelli energetici sono occupati fino all'energia $E = E_F - \delta$ pertanto a $V = 0$ non vi è flusso di corrente. Supponiamo che i materiali "S" ai due capi della giunzione siano identici, se applichiamo una tensione $V < \frac{2\delta}{e}$ non vi è flusso di corrente in quanto gli elettroni non hanno possibilità di passare dall'elettrodo sinistro a quello destro; a causa della conservazione di energia la transizione dovrà essere orizzontale. Se la tensione è pari a $V = \frac{2\Delta_1 + \Delta_2}{e}$ (Figura 1.9) avviene una rapida crescita della corrente dovuto al numero di stati vuoti dovuto allo shifting in energia.

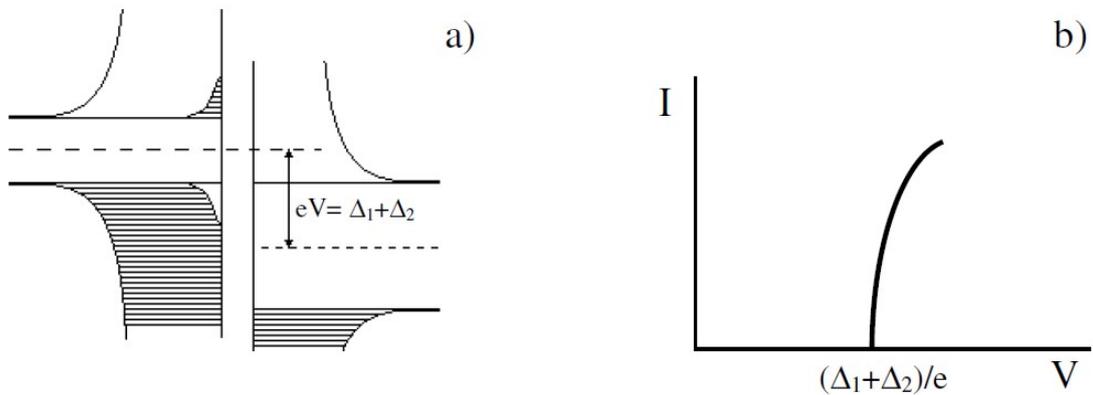


Figura 1.9: a)Diagramma energetico di una giunzione $S_1 - I - S_2$ per $V = \frac{\Delta_1 + \Delta_2}{e}$. b)Caratteristica corrente-tensione a $T=0K$ di una giunzione $S_1 - I - S_2$ [18].

Per $T \neq 0$ ci saranno degli stati occupati anche al di sopra della gap per eccitazione termica. Applicando una tensione ai capi della giunzione si genera un flusso di corrente che cresce con la tensione applicata; quando quest'ultima raggiunge il valore $V = \frac{\Delta_1 + \Delta_2}{e}$, tutti gli elettroni eccitati nel superconduttore di sinistra possono passare negli stati vuoti disponibili in quello di destra. Per $V > \frac{\Delta_1 + \Delta_2}{e}$ il numero di stati disponibile diventa finito e la corrente continua a crescere ma linearmente con pendenza costante G_{NN} : gli andamenti appena discussi sono mostrati in Figura 1.10.

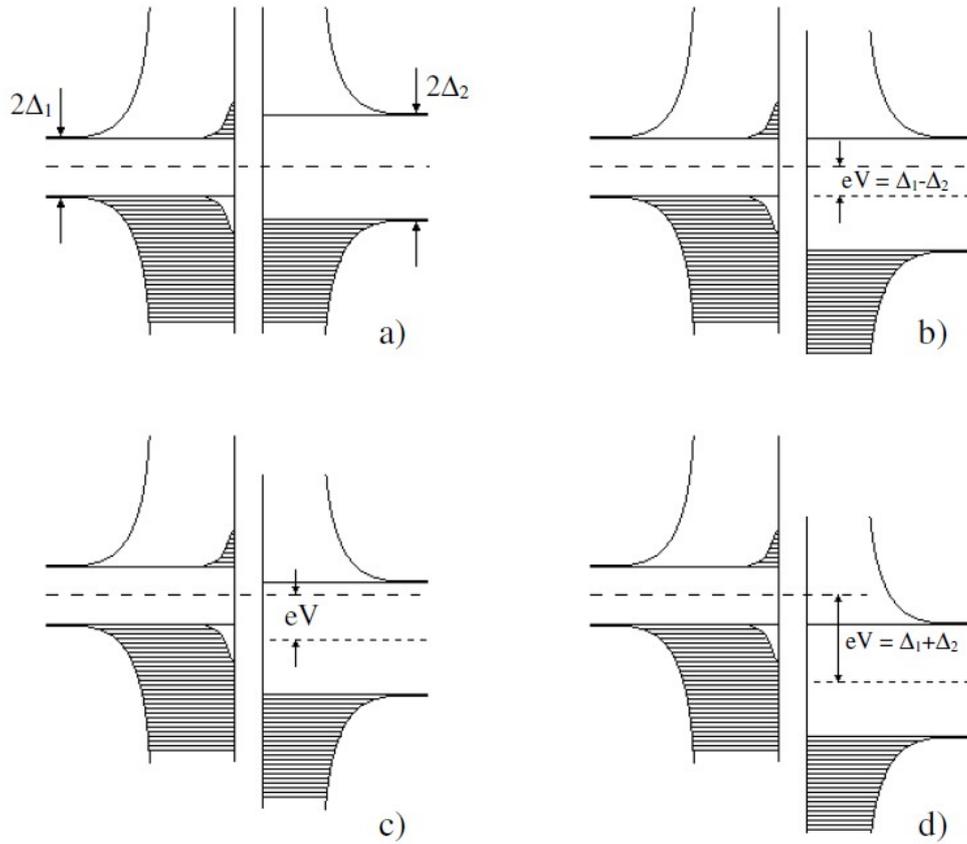


Figura 1.10: Diagrammi energetici di una giunzione $S_1 - I - S_2$ per $T \neq 0K$. a) $V=0$; b) $V = \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{e}$; c) $\frac{\Delta_1 - \Delta_2}{e} < V < \frac{\Delta_1 + \Delta_2}{e}$; d) $V = \frac{\Delta_1 + \Delta_2}{e}$ [18].

Possiamo definire l'energia caratteristica della giunzione E_c come :

$$E_c = \frac{\hbar I_c}{e^*} \quad (1.53)$$

La giunzione può essere rappresentata all'interno di un circuito equivalente come un'induttanza non lineare L_s^{-1} .

All'interno di una giunzione, oltre alla supercorrente, se il valore della tensione supera la quantità $V_g = \frac{\delta_L + \delta_R}{e}$ si osservano diverse componenti della corrente:

- *Displacement current* (Corrente di spostamento) a causa della capacità finita della giunzione.

Se la tensione ai capi della giunzione è dipendente dal tempo, possiamo definire la corrente di spostamento

$$I_D = C \frac{dV}{dt}. \quad (1.54)$$

Dove la capacità C della giunzione, dipendente dalla geometria della giunzione, può essere espressa come:

$$C = \frac{\xi_r \xi_0}{t} A. \quad (1.55)$$

Notiamo che la quantità C/A è un indice del tempo di commutazione nel caso in cui la densità di corrente J superi il valore di J_c . In questo caso si ha una rapida commutazione a uno stato a tensione finita dovuto al tunnel di singola particella.

- *Quasi-particle Current* (Corrente di quasi particella) causata dalla corrente di elettroni attraverso la giunzione, la corrente può essere scritta come:

$$I_N(V) = \frac{V}{R_N} \quad (1.56)$$

dove I_N è chiamata corrente normale. La corrente normale induce nel dispositivo dissipazione causata quindi da rumore termico.

L'andamento della corrente appena discusso è mostrato in Figura 1.11 c).

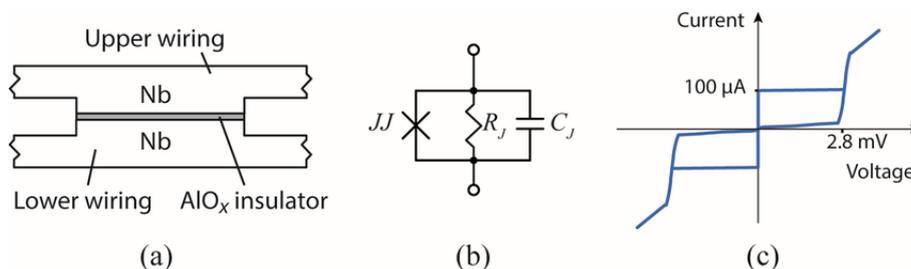


Figura 1.11: a) Cross section di una giunzione Nb-AlO_x-Nb. b) Modello RCSJ di una giunzione SIS. c) Andamento I-V [19].

1.7 Conduttanza di una giunzione Josephson

Possiamo scrivere la relazione che lega la corrente in una giunzione con l'energia in questo modo:

$$I(V) = \frac{2e}{\hbar} \int D^2(E) n_L(E) n_R(E - eV) [f(E) - f(E - eV)] dE, \quad (1.57)$$

dove il parametro D descrive la trasparenza media della barriera. Se $T \rightarrow 0$, la conduttanza $G(v) = \frac{dI}{dV}$ è zero fino a una tensione pari $V = \frac{\delta}{e}$ ed esibisce un picco per la conduttanza a un valore $V = \frac{\delta}{e}$, restituendo una misura diretta della densità degli stati $n(E)$, come in Figura 1.12 a).

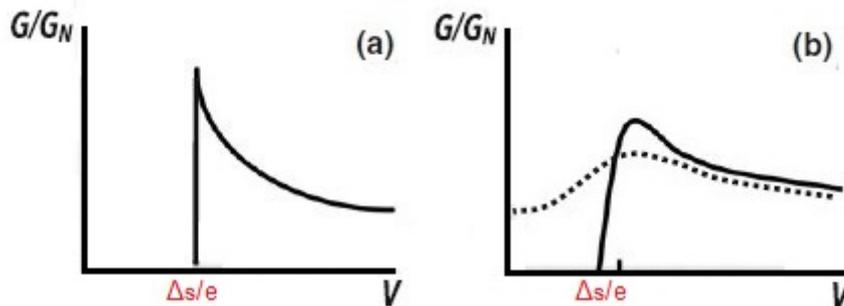


Figura 1.12: a) Conduttanza normalizzata, a T prossima a $0K$. b) Un aumento della temperatura comporta il riempimento degli stati fin all'energia di gap, il picco inizia a essere smussato e vi è una riduzione della gap [14].

Se aumentiamo la temperatura, gli stati a energia inferiore rispetto la gap inizieranno a essere occupati, a una sbavatura del picco, al valore $V = \frac{\delta}{e}$ e una conseguente riduzione della gap δ , come in Figura 1.12 b). Altri fattori che comportano un riempimento degli stati, a energie inferiori della gap, è la presenza di un campo magnetico.

Questo genere di effetti possono comportare una significativa riduzione della corrente. Spesso nel caso di giunzioni con materiali metallici o magnetici, la riduzione della corrente può essere riportata a processi come riflessioni di Andreev. Questo fenomeno dipende dalla geometria della giunzione e quindi dal parametro D , la trasparenza della barriera. La dipendenza della densità degli stati dalla posizione e dall'energia è ben descritta dalle equazioni di Usadel della teoria della superconduttività del non equilibrio [20].

Capitolo 2

Giunzione Josephson ferromagnetiche

Il capitolo introduce alle principali proprietà superconduttive di giunzioni S-F-S e alla loro possibile applicazione come unità di bit in dispositivi di memoria criogenici. Quando una coppia di Cooper subisce l'azione del campo di scambio di un ferromagnete, avviene un'oscillazione del parametro d'ordine, come mostrato in Figura 2.1. Ciò comporta che, per effetto prossimità, si possa verificare la condizione in cui il parametro d'ordine abbia un particolare andamento nei due elettrodi superconduttivi. Si supponga ora di avere uno spessore del layer F dell'ordine di ξ_F : la funzione d'onda si annulla al centro del layer F, determinando un'inversione di segno del parametro d'ordine e quindi una differenza di fase π tra i due elettrodi S [21].

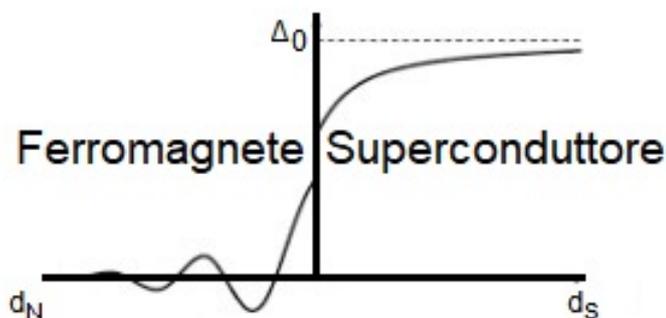


Figura 2.1: Oscillazione del parametro superconduttivo nel ferromagnete [14].

Le caratteristiche corrente-tensione delle giunzioni SFS sono non-isteretiche o leggermente isteretiche: queste caratteristiche dipendono dalla trasparenza della giunzione, quindi dalle proprietà della barriera isolante e dello strato ferromagnetico [22].

Rispetto alle giunzioni tunnel convenzionali SIS, per le giunzioni SFS si può osservare un andamento anomalo della curva $I_c(H)$ che devia da quello tipico delle giunzioni SIS, come mostrato in Figura 2.2. Infatti nelle giunzioni SFS è necessario tenere conto del flusso di campo attraverso la giunzione dovuto alla magnetizzazione del layer ferromagnetico. Se una giunzione è soggetta a un campo magnetico esterno, il flusso dovuto alla magnetizzazione della barriera ferromagnetica risulta essere $\Phi = \mu_0 M L d_F$, dove d_f è lo spessore del layer ferromagnetico e L è la dimensione di un lato della giunzione. In questo caso, il flusso totale del campo magnetico attraverso il layer F è dato da:

$$\Phi = \mu_0 M L d_F + H d_m, \quad (2.1)$$

dove d_m è lo spessore magnetico, ossia lo spessore in cui il campo magnetico è in grado di penetrare, $d_m = t_{ox} + 2\lambda_L$. Se il layer ferromagnetico è sottile, la magnetizzazione risultante è debole: di conseguenza l'andamento della corrente critica ne risulta debolmente influenzato. L'applicazione di un campo magnetico determina uno *shift* della curva $I_c(H)$ lungo l'asse orizzontale ma la forma della curva rimane sostanzialmente inalterata. [23].

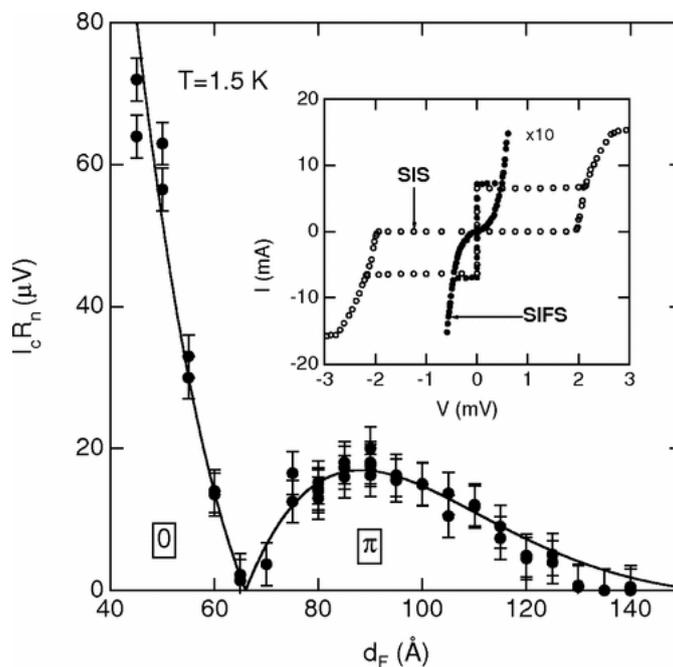


Figura 2.2: Andamento della corrente critica in funzione dello spessore del layer ferromagnetico: in corrispondenza del nodo della funzione si ha la transizione dallo stato 0 allo stato π [24].

Per campi magnetici più intensi, la curva sperimentale degenera in una serie di picchi non regolari e quando la direzione del campo magnetica viene cambiata, la

forma della curva $I_C(H)$ non coincide più con la curva iniziale. Per ripristinare la forma del pattern tipo Fraunhofer, il campione deve essere magnetizzato a saturazione [25]. Data la natura isteretica delle curve $I_C(H)$ in queste giunzioni, si può proporre di usarle come unità di bit per memorie RAM criogeniche [26]. Per la realizzazione del dispositivo di memoria, la scelta opportuna del materiale ferromagnetico è di cruciale importanza. Da un lato, questi materiali non solo pongono un problema tecnologico, perché è necessario sviluppare un processo di deposizione che possiede un controllo sullo spessore del film dell'ordine del decimo di nanometro [27].

2.1 Giunzione Superconduttore-Metallo - Superconduttore (SNS)

Un'ulteriore classe di giunzioni sono le giunzioni composte da due film superconduttivi intervallati da uno strato metallico [28]. A differenza delle giunzioni SIS, le giunzioni SNS non presentano una caratteristica isteretica e sono caratterizzate da valori correnti critiche più alte. In questo genere di giunzioni si deve tener conto della differente classificazione dovuta al vincolo di trovarsi in regime balistico o in regime diffusivo. La lunghezza di coerenza nel caso di regime diffusivo, ovvero la larghezza della giunzione è maggiore rispetto al libero cammino medio per giunzioni in cui $L \gg l_N$ è:

$$\xi_N^D = \sqrt{\frac{\hbar D}{2\pi k_B T}}, \quad (2.2)$$

in cui il coefficiente D è la diffusività.

La lunghezza di coerenza nel caso di regime balistico, ovvero per giunzioni in cui $L \ll l_N$ (Libero cammino medio) è :

$$\xi_N^B = \frac{\hbar v_F}{k_B T}, \quad (2.3)$$

in cui v_F è la velocità di Fermi.

Se lo spessore della barriera è inferiore a ξ_N^D (dell'ordine di 10-100 nm), oppure ξ_N^B (10000 nm), le coppie di Cooper attraversano la barriera generando una corrente dipendente dalla differenza di fase ϕ .

Un elettrone con un'energia inferiore all'energia di gap superconduttiva è riflesso all'interfaccia tra S/N come una buca, e la carica corrispondente e^* è trasferita alla coppia di Cooper che appare all'interfaccia: tale fenomeno prende il nome di *riflessione di Andreev* [29]. Durante questo processo, elettrone e buca si comportano come se fossero in uno stato legato: i risultati ottenuti saranno differenti nel caso di regime balistico o regime diffusivo.

La distanza tra i due elettrodi è definita come d_{eff} ed è la distanza tra i punti più vicini tra gli stati S, dove la funzione d'onda del condensato è debolmente perturbato dal potenziale della barriera.

Una giunzione SNS è un *short weak link* se $d_{ef} \ll \xi_N$, mentre una giunzione *long weak link* è un $d_{ef} \gg \xi_N$. Nel limite di *long weak link* il valore della supercorrente è significativamente maggiore rispetto al caso di *short weak link*. [30]

2.2 Richiami di ferromagnetismo

I materiali ferromagnetici sono caratterizzati da una transizione di fase al di sotto della temperatura di Curie T_{Curie} , in cui i momenti magnetici microscopici tendono ad allinearsi nella stessa direzione, causando la magnetizzazione del materiale stesso [31].

Se sottoponiamo il nostro campione ferromagnetico a un campo esterno, è possibile osservare un andamento isteretico per quanto riguarda la magnetizzazione, un andamento della magnetizzazione del materiale rispetto al campo magnetico applicato è mostrato in Figura 2.3.

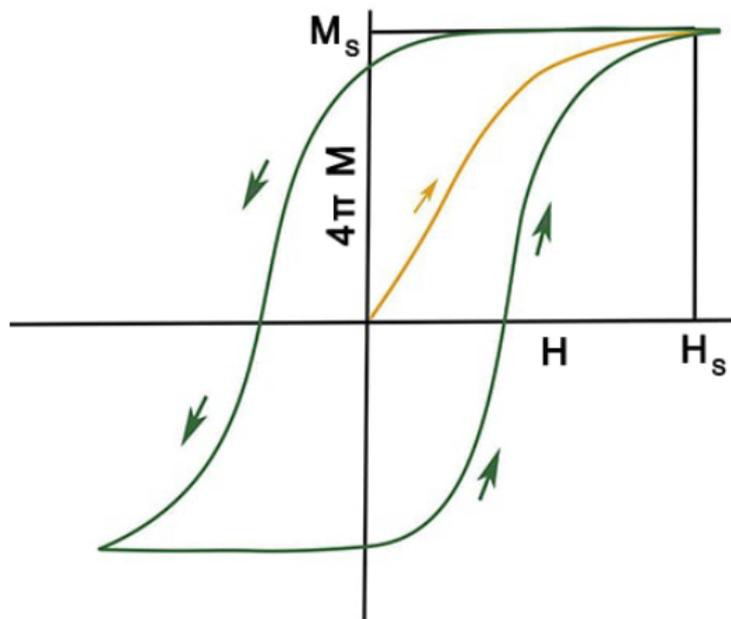


Figura 2.3: Magnetizzazione in funzione del campo magnetico nel caso di un materiale ferromagnetico.

Notiamo che la magnetizzazione satura a un valore M_S , quando la totalità dei momenti magnetici sono allineati. Il valore del campo H a cui si ritrova una magnetizzazione M_S è chiamato campo di saturazione H_S ; il campo coercitivo H_c è invece il campo esterno necessario per annullare la magnetizzazione. Quando il campo magnetico è applicato la prima volta, M cresce con H , fino al valore di campo H_S , in cui raggiunge il valore M_S .

Quando il campo viene diminuito fino ad arrivare a 0, la magnetizzazione descrive una curva differente rispetto al caso precedente. Infatti, nonostante il campo sia nullo, il materiale presenta una certa magnetizzazione differente da zero: questo valore è chiamato *magnetizzazione residua*. Diminuendo ulteriormente il campo magnetico, si arriva al valore del campo coercivo $H = -H_c$ in cui la magnetizzazione è nulla. Se il campo cresce negativamente fino a raggiungere il valore $H = -H_s$, la magnetizzazione del materiale, assume un valore pari $M = -M_s$. A questo punto, ristabilendo il campo H a zero, si noterà una magnetizzazione residua negativa.

Portando il campo magnetico a un valore $H = H_c$ si ritorna a una magnetizzazione nulla. Aumentando ulteriormente il campo magnetico, il ciclo ricomincia e ha come estremi per la magnetizzazione i valori di saturazione.

Se il campo applicato è minore del campo di saturazione $|H_s| > |H|$, l'isteresi magnetica non raggiungerà il valore di saturazione e il loop sarà minore rispetto al caso di saturazione. Utilizzando una serie di cicli in cui il campo è sempre minore, è possibile riportare il campione ferromagnetico a uno stato vergine, quindi avere una magnetizzazione residua nulla. In alternativa, si può ottenere un risultato analogo riscaldando il materiale a una temperatura superiore della temperatura di Curie T_C .

2.3 Effetto prossimità all'interfaccia S/F e giunzioni ferromagnetiche SFS

Allo stesso modo di un'interfaccia S/N, un'interfaccia S/F è descritta in termini di effetto di prossimità, in cui le caratteristiche della funzione d'onda superconduttiva penetrano attraverso il materiale ferromagnetico, come in figura 2.5. L'effetto prossimità si può descrivere mediante la teoria di Ginzburg-Landau [32]. In un materiale ferromagnetico lo spin degli elettroni tende ad allinearsi nella stessa direzione, a differenza di un materiale metallico in cui le coppie di Cooper sono formate da elettroni con spin opposto secondo la teoria BCS.

Nel caso di materiali ferromagnetici, è possibile notare la presenza di due parametri d'ordine differenti. L'ordine di energia per un ferromagnete forte, come il ferro o il cobalto, è decisamente maggiore rispetto a quello relativo ai fenomeni superconduttivi descritti in precedenza. Dunque, si può immaginare una forte soppressione delle caratteristiche superconduttive in presenza di un'interfaccia S/F. L'ordine tipico di grandezza per una gap, nel caso superconduttivo, è dell'ordine di qualche meV. I valori di campo per un ferromagnete forte partono da centinaia di meV fino ad arrivare a pochi eV [33].

Secondo le teorie di Larkin e Ovchinnikov [34], in un superconduttore ferromagnetico a basse temperature la superconduttività può risultare non uniforme, mostrando una modulazione sinusoidale del parametro d'ordine della lunghezza di coerenza superconduttiva. Questo risultato è una diretta conseguenza dell'effetto Zeeman, in cui c'è uno splitting dei livelli energetici a causa del campo esterno.

In assenza di campo esterno, le coppie di Cooper sono formate da due elettroni con momento di spin opposto. Se si applica un campo esterno, l'elettrone spin up riduce la sua energia potenziale di una quantità h e aumenta la sua energia cinetica della stessa quantità. Anche l'elettrone con spin down riduce l'energia potenziale di una quantità h , mentre aumenta la sua energia cinetica della stessa quantità [35].

Utilizzando la teoria di Ginzburg-Landau per un'interfaccia S/F, possiamo scrivere il funzionale densità come:

$$F_{GL} = a(T)|\psi|^2 + \gamma(T)|\nabla\psi|^2 + \frac{\eta(T)}{2}|\nabla^2\psi|^2 + \frac{b(T)}{2}|\psi|^4. \quad (2.4)$$

Se ipotizziamo che il parametro d'ordine sia una quantità reale all'interno del superconduttore e del ferromagnete, il parametro assume la seguente forma:

$$\psi = \psi_0 \exp\left(-\frac{x}{\xi_{F1}}\right) \cos\left(\frac{x}{\xi_{F2}}\right) \quad (2.5)$$

in cui $\xi_{F1} = \sqrt{\frac{|\gamma|}{2\eta} \sqrt{1 + \frac{T-T_{ci}}{T_{ci}-T_{cu}}}}$ e $\xi_{F2} = \sqrt{\frac{|\gamma|}{2\eta} \sqrt{1 + \frac{T-T_{ci}}{T_{ci}-T_{cu}-1}}}$. Il termine T_{cu} è la temperatura di transizione del sistema nel caso di uno stato superconduttivo uniforme, mentre T_{ci} è la temperatura di transizione nel caso di uno stato superconduttivo non uniforme. Queste due temperature di transizione sono legate al parametro a dalla relazione $a = \alpha(T_{ci} - T_{cu})$. In realtà la teoria di Ginzburg-Landau non può descrivere nel migliore dei modi questo genere di sistema quando si utilizza un approccio di tipo microscopico. L'utilizzo delle equazioni di Bogoliubov-De Gennes è uno dei metodi più adatto, altrimenti si può utilizzare anche la funzione di Green per le equazioni quasi-classiche di Usadel e Eilenberg [36] [37].

In una giunzione ferromagnetica del SFS, formata da due layer superconduttivi con al centro una barriera ferromagnetica, le caratteristiche del parametro d'ordine rendono il comportamento della giunzione peculiare. Infatti, la transizione da stato $0 - \pi$ dipende dallo spessore ferromagnetico. Una giunzione π è una giunzione in cui la differenza di fase fra gli elettrodi nello stato fondamentale è pari a π , in assenza di campo magnetico. In questi casi, la corrente critica I_C risulta essere negativa e non positiva, mentre in uno stato 0 la differenza di fase nello stato fondamentale è 0 e la corrente critica è positiva. Questo effetto è stato osservato in maniera sperimentale nei primi anni 2000 [38].

La corrente $I_s(\phi)$ può essere espressa come serie di differenti armoniche

$$I_s(\phi) = \sum_{n=1}^N [I_n \sin(n\phi) + J_n \cos(n\phi)] \quad (2.6)$$

dove il coefficiente J_n è nullo se la simmetria per inversione temporale è conservata. La corrente è una funzione periodica di 2π [39]. La relazione corrente-fase, all'interno di una giunzione ferromagnetica, ha un andamento sinusoidale soltanto in prossimità della temperatura T_c .

Questo fenomeno modifica l'andamento del potenziale washboard, modificando anche la dinamica della fase della giunzione. Possiamo scrivere:

$$U(\phi) = \frac{\hbar I_{c1}}{2e} \left[\frac{I_{bias}}{I_{C1}} \phi + (1 - \cos\phi) + \frac{g}{2}(1 - \cos 2\phi) \right] \quad (2.7)$$

in cui g è il rapporto fra la prima e la seconda armonica relativa alla corrente critica, possiamo osservare in Figura 2.4 l'andamento per i casi limite in cui il rapporto sia pari ad 1 o -1.

Notiamo che il potenziale presenta due minimi in prossimità di due valori differenti di ϕ : i minimi sono $\phi = 0$ e $\phi = \pi$ e corrispondono ai due stati con correnti critiche diverse, ovvero stato 0 e stato π . Nel caso in cui la seconda armonica della corrente critica sia negativa, la giunzione possiede due minimi in prossimità di un angolo arbitrario ϕ_0 . In questo caso, la giunzione è definita giunzione ϕ [40].

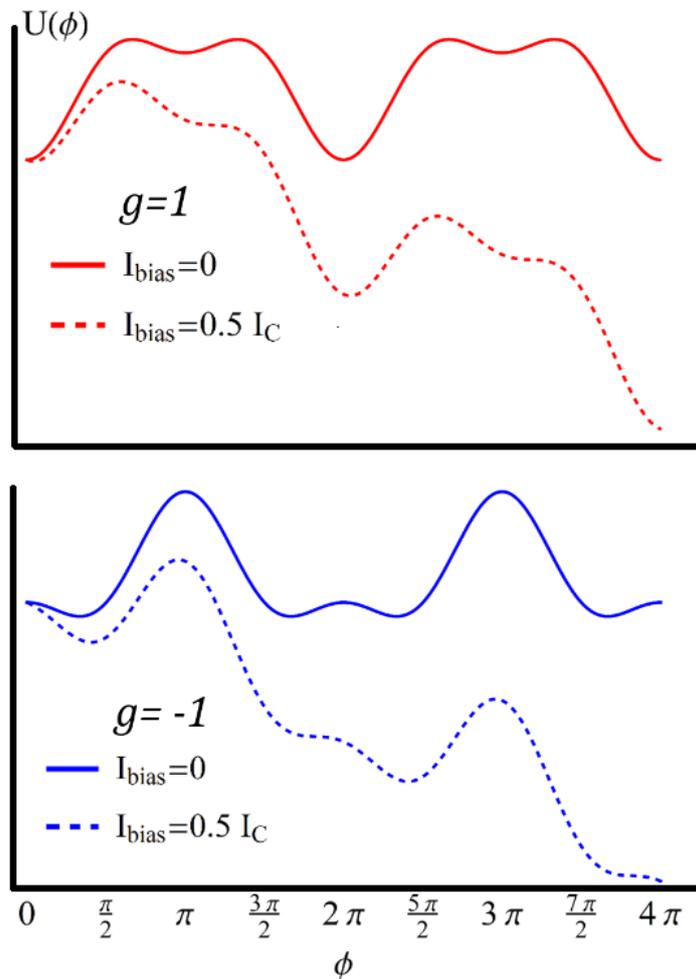


Figura 2.4: Washboard potential per $g = \pm 1$, in assenza e in presenza di una corrente di bias [14].

Una giunzione ϕ si realizza in fase sperimentale, utilizzando due spessori diversi dello strato ferromagnetico all'interno della stessa giunzione [41]. Nei casi in cui il campo non sia omogeneo, alcuni fenomeni esotici possono presentarsi all'interno della giunzione. A causa del campo, è possibile che all'interno della giunzione venga a presentarsi una componente di tripletto di spin ($S = 1$, $S_z = 0, \pm 1$). Questa componente, se non distrutta dal campo all'interno del ferromagnete, può propagarsi all'interno della barriera per distanze confrontabili con la lunghezza di coerenza. Questo effetto si definisce effetto prossimità a lungo range. [42]

Una corrente critica diversa da zero può essere osservata anche nel caso in cui lo spessore della barriera sia maggiore rispetto alla lunghezza di coerenza di una coppia di singoletto. La funzione d'onda complessiva risulterà essere antisimmetrica per inversione spaziale, come conseguenza del principio di esclusione di Pauli.

Gli stati di tripletto nel superconduttore si possono descrivere dalla funzione di Gorkov [43]; osserviamo come la configurazione degli stati di spin influenzino in modo significativo il valore della corrente critica. Inoltre, il disallineamento fra il campo indotto negli elettrodi superconduttivi e la barriera stessa producono una modifica negli stati di spin. A causa della componente di tripletto a lungo range, il contributo che modifica l'andamento della corrente critica è significativo solo per i grandi valori della polarizzazione di spin. La presenza di tale componente provoca la comparsa di una caratteristica di subgap negli spettri di conduttanza.

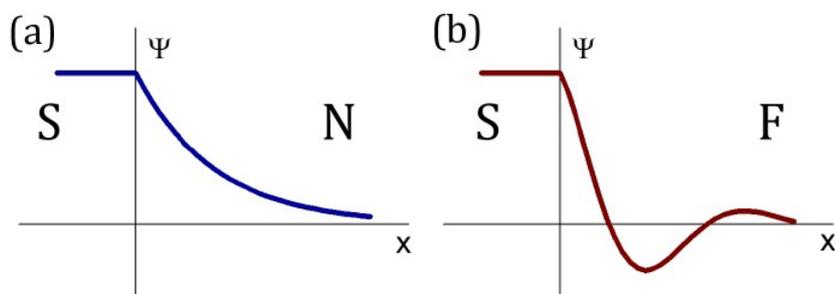


Figura 2.5: **a)** Parametro d'ordine all'interfaccia S/N . **b)** Parametro d'ordine all'interfaccia S/F. Il campo di scambio causa un'oscillazione del parametro d'ordine [14].

All'interno di una giunzione ferromagnetica, se il campo coercivo H_C e il campo di saturazione H_S sono abbastanza piccoli e la magnetizzazione di saturazione M_S invece è grande. In questo caso, la corrente critica $I_c(H)$ assume caratteristiche peculiari. In particolare, quando il campo magnetico è incrementato nel passaggio da valori negativi a valori positivi, il massimo del pattern di Fraunhofer è traslato di una quantità positiva. Al contrario, nel caso in cui il campo diminuisca, si passa da valori positivi a valori negativi.

Questo comportamento peculiare della giunzione con una barriera ferromagnetica è visibile nelle curve di $M(H)$. Purtroppo, non è sempre possibile misurare la curva $M(H)$, ma è possibile ricostruirla partendo dalla corrente se il campo magnetico è uniforme [44]. Il massimo e il minimo per la corrente critica si ottengono da

$$\tan\left(\frac{\pi\Phi_{max}}{\Phi_0}\right) = \frac{\pi\Phi_{max}}{\Phi_0}, \quad (2.8)$$

in cui $\Phi_{max} \leq \Phi_0(n + \frac{1}{2})$ e $\Phi_{min} = m\Phi_0$, n e m sono interi, con m minore di n . Il flusso magnetico ϕ_M a causa del layer ferromagnetico M risulta essere:

$$\Phi = \Phi_M + \Phi_H = 4\pi MLd_F + H L d_m, \quad (2.9)$$

in cui L è la larghezza della barriera, d_F è lo spessore dello strato ferromagnetico e d_m è lo spessore magnetico della giunzione. Quindi, utilizzando le precedenti relazioni, è possibile legare la corrente critica $I_c(H)$ con il flusso $\Phi(H)$ e di conseguenza anche alla magnetizzazione M .

2.4 Giunzione Superconduttore- Isolante-Ferromagnete-Superconduttore (SIFS)

Dispositivi Josephson del tipo SISFS (Superconduttore - Barriera isolante - Superconduttore - Ferromagnete - Superconduttore) e SFsFS (Superconduttore - Ferromagnete - Superconduttore - Ferromagnete - Superconduttore) sono stati realizzati nell'ultimo decennio. Questi dispositivi operano come strutture dipendenti dalla configurazione degli stati di spin, in cui la magnetizzazione dipende dalle caratteristiche dello strato ferromagnetico e ne caratterizza la corrente critica come in Figura 2.6. Le giunzioni SISFS hanno un comportamento tunnel analogo alle giunzioni SIS e, in aggiunta, con possibilità di modificare il proprio stato da uno 0 a uno π , Figura 2.7 [45].

I dispositivi SISFS hanno delle caratteristiche di tensione-corrente che dipendono da vari parametri. La dipendenza dello spessore ferromagnetico è fondamentale per analizzare la relazione corrente fase. La caratterizzazione sperimentale dei suddetti dispositivi prevede l'analisi del prodotto $I_c R_N$ della giunzione: quest'ultima si comporta come una singola giunzione quando è presente un campo magnetico esterno H_{ex} e il flusso magnetico penetra all'interno della struttura. Osserviamo che lo strato intermedio è troppo sottile per schermare il campo esterno; in questo modo, la magnetizzazione effettiva del campione ne risulta modificata. Definiamo i parametri di barriera del modello di Golubov:

$$\gamma_{BI} = \frac{R_I A}{\xi_S \rho_S}, \quad (2.10)$$

$$\gamma_{BFS} = \frac{R_{FS} A}{\xi_F \rho_F}, \quad (2.11)$$

$$\gamma = \frac{\rho_S \xi_S}{\rho_F \xi_F}, \quad (2.12)$$

in cui A e R rappresentano l'area e le resistenze alle interfacce, ξ è la lunghezza di coerenza e ρ è la resistività. Questi parametri sono necessari per valutare le proprietà di giunzioni del tipo SISFS e SFIFS, dato che le densità di correnti relative alla prima armonica J_1 e alla seconda armonica J_2 possono avere ampiezza confrontabili tra loro, la $J(\phi)$ può essere differente da quella studiata per giunzioni SIS e quindi non presentare il tipico andamento $J(\phi) = J_c \sin\phi$ [46].

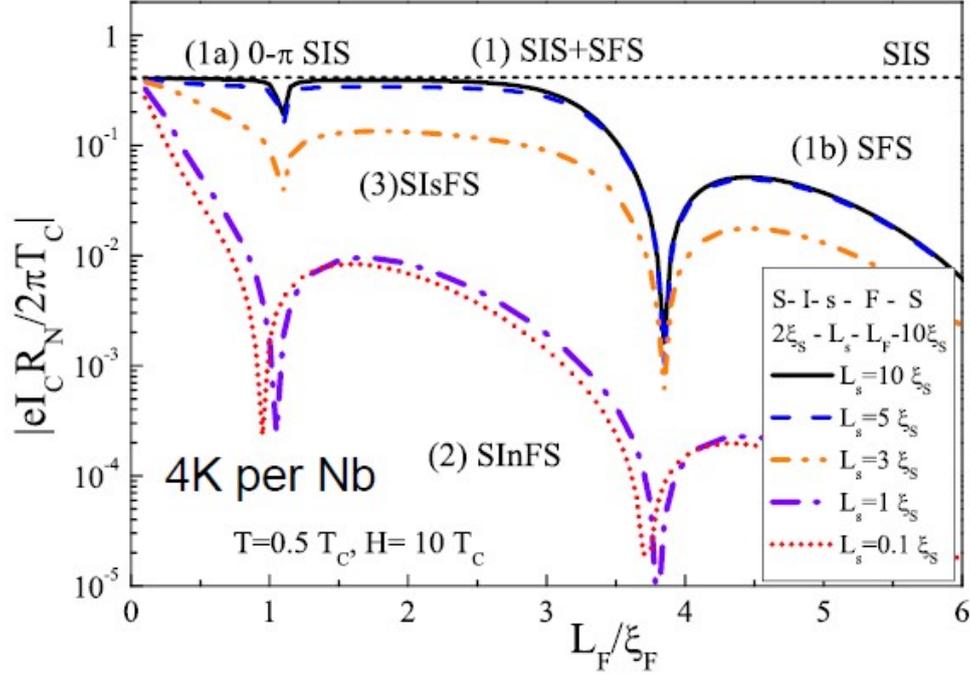


Figura 2.6: Caratteristica tensione $I_C R_N$ di una struttura SISFS in funzione dello spessore dello strato ferromagnetico a una temperatura pari a $T \approx 0.5 T_C$. La linea tratteggiata è la tensione per una giunzione SIS [47].

I valori singoli di I_{C1} sono riferiti alla giunzione SIS e mentre i valori I_1 e I_2 sono riferiti alla giunzione sFS, in cui I_1 rappresenta la prima componente dell'armonica della corrente e I_2 ne rappresenta la seconda. Nel caso di $I_2 \ll I_1$, la corrente critica è pari a $I = I_c \sin(\Phi)$.

Nella regione in cui $I_c \sim I_1$, La distribuzione di fase assume un andamento a dente di sega [48]. Nel caso in cui $I_1 \ll I_2$, si ottengono due stati metastabili con molteplici valori di corrente critica [49], tale andamento è mostrato in Figura 2.7.

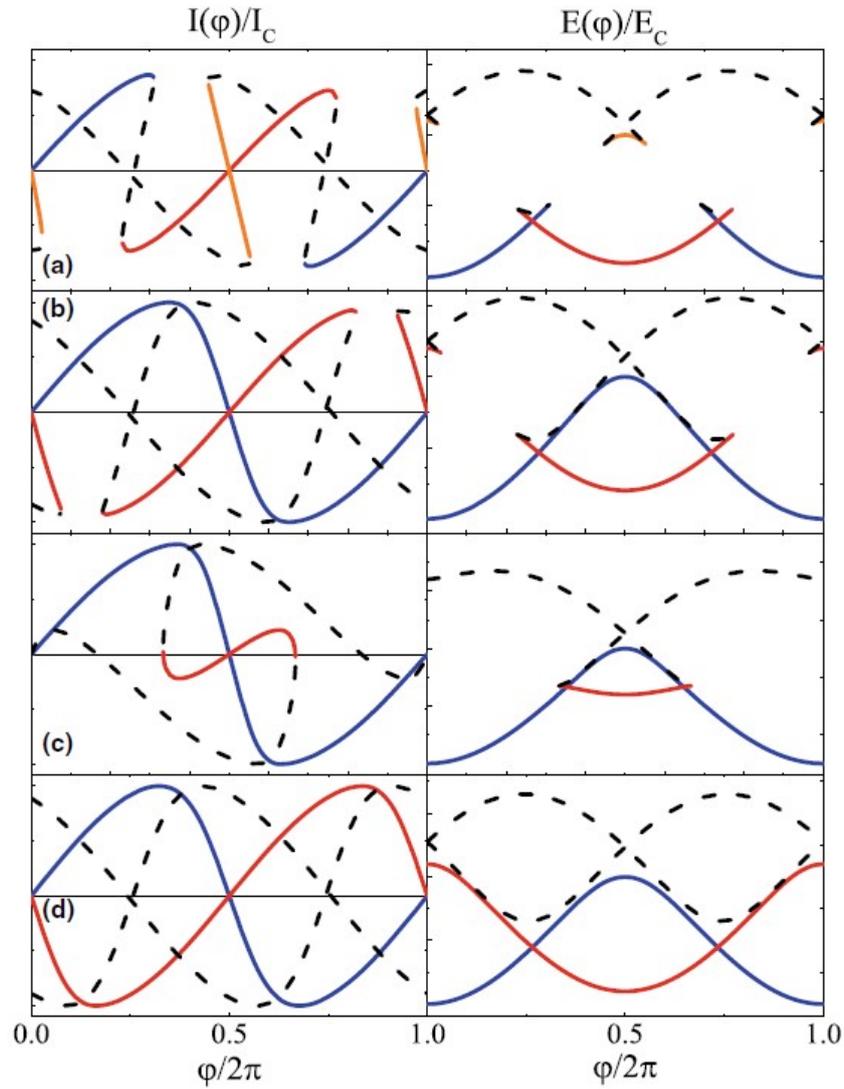


Figura 2.7: Caratteristica corrente-fase, nella colonna di sinistra, e la caratteristica energia-fase, nella colonna di destra, per una giunzione SISFS. **a)** Analogo all'isteresi di una giunzione SFS. **b)** Stati asimmetrici in cui si osserva l'andamento predominante della prima armonica sferica. **c)** Il contributo della prima armonica cresce. **d)** L'andamento è simile a una giunzione SIS. Le linee tratteggiate corrispondono agli andamenti degli stati di fase nel layer intermedio s [45].

La corrente critica in funzione della temperatura dipende dal campo magnetico esterno come si vede in Figura 2.8. Infatti, aumentando il campo magnetico applicato alla giunzione, si nota una progressiva riduzione della corrente critica.

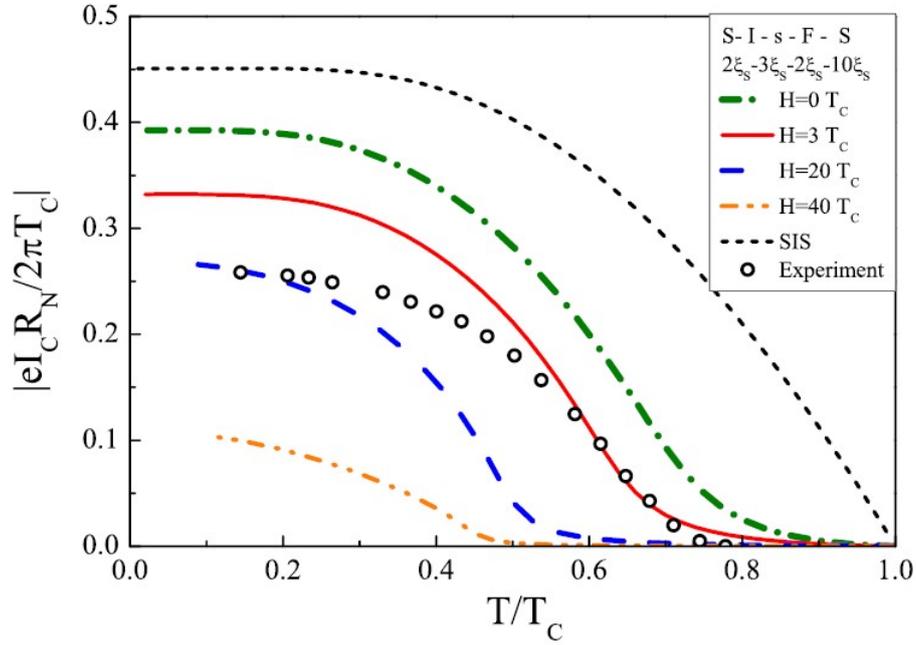


Figura 2.8: Caratteristica $I_c R_N$ in funzione della temperatura di una giunzione SISFS per differenti valori del campo H . La linea nera tratteggiata rappresenta l'andamento per una giunzione SIS. L'andamento sperimentale è riferito a una giunzione $Nb - Al/AlO_x - Nb - Pd_{0.99}Fe_{0.01} - Nb$ [47].

Nelle condizioni in cui siamo lontani dalla transizione di fase da 0 a π , sotto l'influenza di un campo magnetico esterno, la relazione corrente fase sarà di tipo sinusoidale. La corrente critica in funzione del campo magnetico presenterà il pattern di Fraunhofer. Oltre a uno shift della caratteristica I_c , che si può osservare attraverso un ciclo di isteresi, si nota una diminuzione delle oscillazioni di Fraunhofer come mostrato in Figura 2.9 [34].

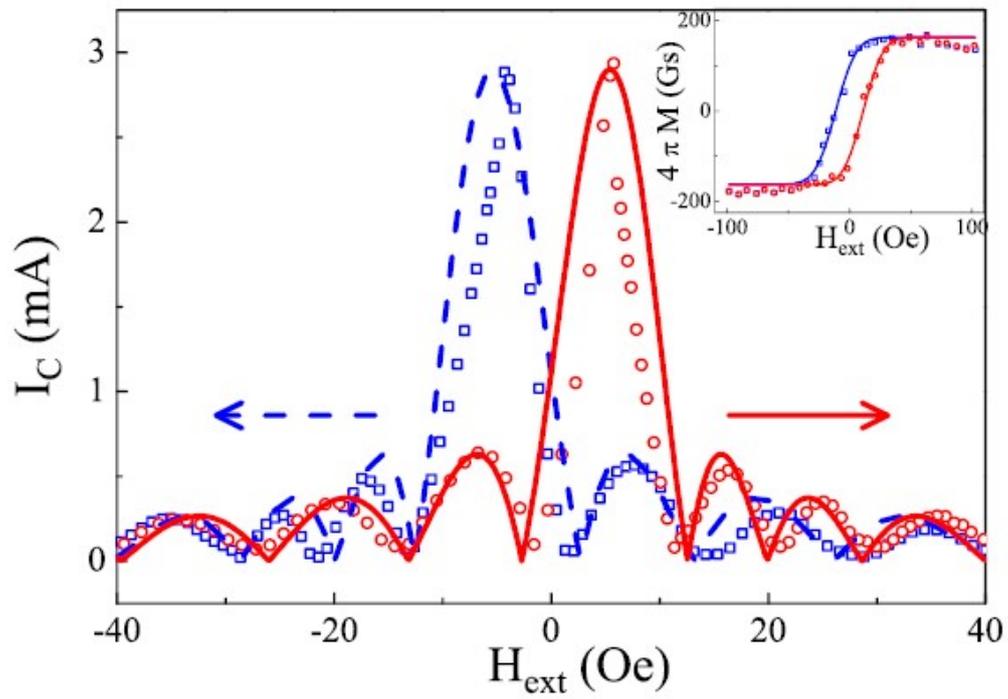


Figura 2.9: Dipendenza della corrente critica dal campo magnetico: la linea rossa indica un campo magnetico che cresce, la linea blu indica un campo decrescente. I punti rappresentano i dati mentre le linee indicano gli andamenti previsti [50].

Capitolo 3

Processo di fabbricazione e setup sperimentale

3.1 Introduzione

In questo capitolo sono descritte le tecniche di fabbricazione utilizzate per la realizzazione di una giunzione SISFS Superconduttore-Isolante-Superrconduttore-Ferromagnete-superconduttore. Le giunzioni Josephson ferromagnetiche (SISFS) sono costituite da due elettrodi superconduttori fra i quali è interposta una sottile barriera isolante, un layer superconduttivo, un film sottile ferromagnetico e infine un ulteriore strato superconduttivo, la giunzione completa è mostrata in Figura 3.8; la barriera tunnel può essere ottenuta ossidando l'elettrodo di base, oppure utilizzando materiali semiconduttori o film metallici successivamente ossidati.

Per la realizzazione degli elettrodi superconduttivi (spessore tipico 200-300 nm) è stato usato il niobio. Questo materiale è particolarmente adatto per l'utilizzo alle basse temperature grazie alle sue particolari proprietà, quali l'alto valore di gap (Δ), la temperatura critica relativamente alta (9.2 K), l'ottima ciclabilità termica e l'elevata resistenza agli stress meccanici [51] [52].

Per contro, la lunghezza di coerenza del niobio è piuttosto piccola e quindi gli effetti di contaminazione sia chimica che di deformazione reticolare tendono a limitare le proprietà superconduttive. Allo scopo di garantire la necessaria purezza dei film, si utilizzano tecniche di deposizione in condizioni di ultravacuo (10^{-8} torr). Inizialmente, il niobio era utilizzato in giunzioni con controelettrodo superconduttore "soft" (Pb, Sn) e la barriera ottenuta mediante parziale ossidazione dell'elettrodo di base. Purtroppo, in questa configurazione, a causa dell'elevata propensione all'ossidazione del niobio, si otteneva anche la formazione di monossido metallico (NbO), che ha proprietà isolanti inferiori al pentossido di niobio (Nb_2O_5) della barriera e quindi una riduzione della corrente critica [53] [54]. Inoltre, la contaminazione con l'ossigeno provocava un abbassamento della temperatura critica stimato intorno a un 1 K per piccole percentuali di ossigeno.

L'introduzione di barriere in ossido di alluminio e la realizzazione di entrambi gli elettrodi di niobio, ha permesso la realizzazione di dispositivi di elevata qualità ed affidabilità. In particolare, l'alluminio possiede una maggiore affinità con l'ossigeno rispetto al niobio. Attraverso il processo di ossidazione del film di alluminio si possono ottenere barriere isolanti uniformi e particolarmente resistenti agli stress termici e meccanici [55].

Attualmente, la tecnica di fabbricazione di giunzioni Josephson si basa sulla deposizione di differenti layer in condizioni di ultravacuo.

3.2 Processo di fabbricazione

Il campione è fabbricato a partire da un substrato di silicio del diametro di 3 pollici. Per giungere alla realizzazione di un dispositivo del tipo SISFS si segue un processo di fabbricazione articolato nei seguenti step:

- Realizzazione del trilayer $Nb/Al - AlO_x/Nb$
 - Processo fotolitografico per lift-off per la definizione della geometria del trilayer.
 - Deposizione del $Nb/Al - AlO_x/Nb$.
- Definizione delle aree delle giunzioni
 - Fotolitografia.
 - Anodizzazione.
 - Deposizione SiO_2 .
- Realizzazione del layer ferromagnetico
 - Processo fotolitografico per la definizione della geometria del layer ferromagnetico.
 - Deposizione Permalloy.
- Realizzazione del wiring.
 - Fotolitografia per processo di lift-off.

Successivamente si andranno a descrivere le tecnologie e le procedure utilizzate nelle varie fasi di fabbricazione. Nella figura 3.1 è riportata la geometria del chip fabbricato.

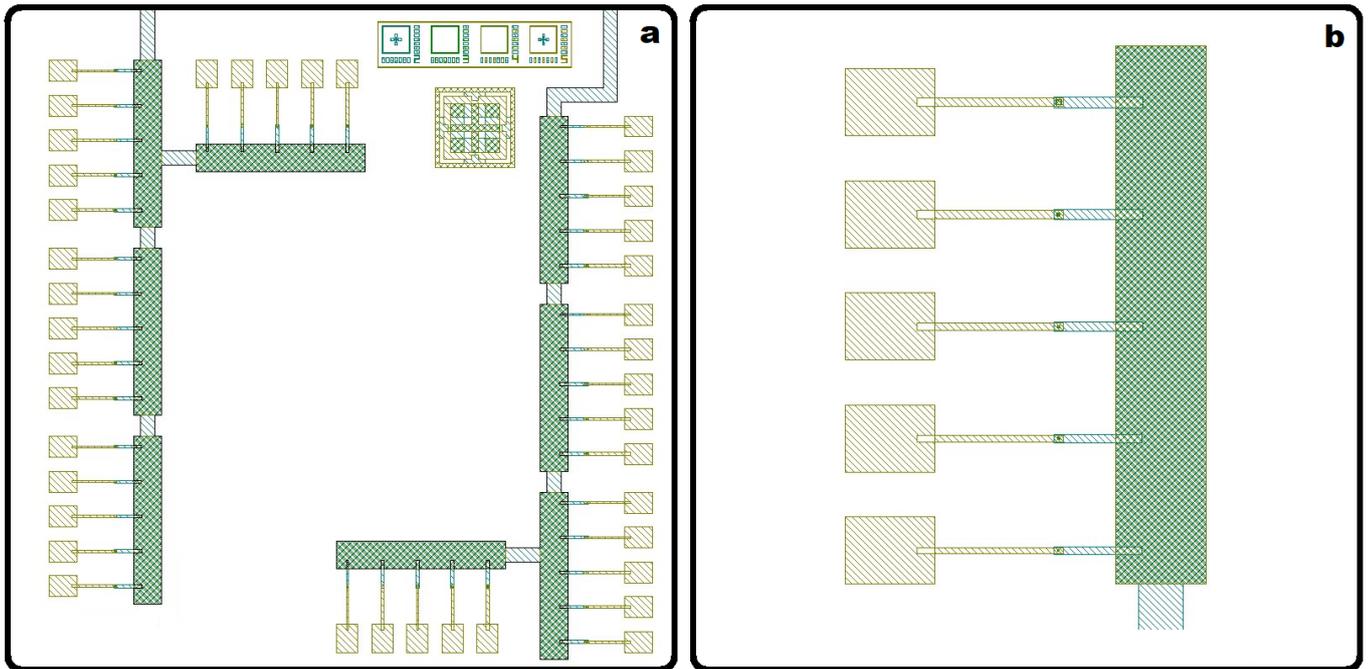


Figura 3.1: a) Layout del chip. Il dispositivo è costituito da differenti piste, ognuna delle quali possiede una giunzione di dimensione differente. b) Cinque giunzioni poste in successione.

3.3 Processo fotolitografico per lift-off

Il primo passo per la realizzazione di una giunzione è un processo fotolitografico che consiste nel ricoprire interamente il substrato con un fotoresist a eccezione delle zone che costituiranno l'elettrodo di base. Il polimero fotosensibile è posto sul campione e, al fine di creare uno spessore uniforme della dimensione ricercata, si utilizza uno spinner. Successivamente, il campione è inserito in forno a una temperatura ben definita ($88\text{ }^{\circ}\text{C}$) per 3 minuti, per eliminare i solventi contenuti nel fotoresist così di renderlo più compatto.

Il campione così preparato viene esposto a luce ultravioletta utilizzando un Mask aligner: la maschera, o fotomaschera ad alta risoluzione, permette l'irradiazione del campione all'interno della geometria dell'elettrodo di base. Per esporre il fotoresist si utilizza una luce ultravioletta, con una lunghezza d'onda pari a $\lambda = 350\text{nm}$. Infine, è rimosso il fotoresist fotosensibilizzato mediante immersione e agitazione meccanica in una soluzione di acqua deionizzata e idrossido di potassio (AZ400 K), cioè una soluzione formata dall'80% di acqua e dal 20% di idrossido di potassio. Terminato questo primo processo, il campione si presenterà coperto di fotoresist, eccetto che nelle zone della geometria del layer da depositare successivamente, Figura 3.3.a).

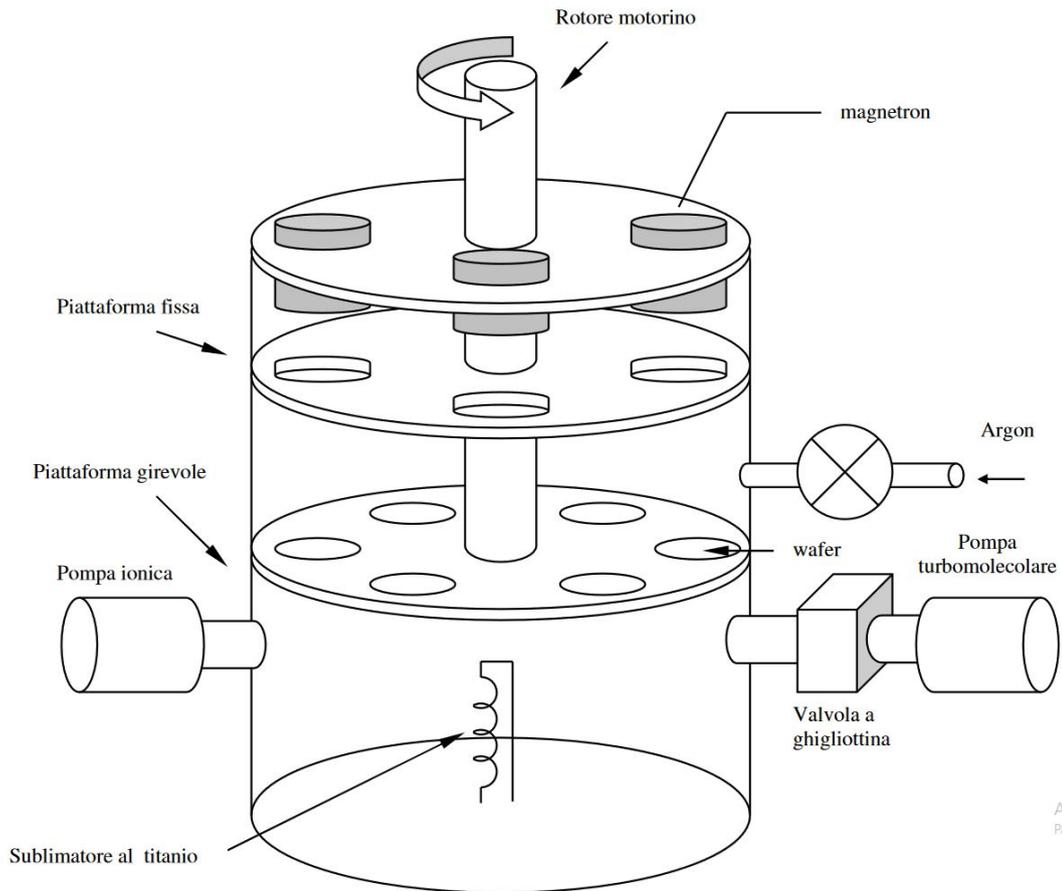


Figura 3.2: Rappresentazione schematica della camera di deposizione

3.4 Deposizione trilayer

Il campione è inserito all'interno della camera a ultravacuo al fine di depositare il trilayer. La camera è provvista di differenti sorgenti magnetron planari aventi diametro di 5 cm, alimentate da un generatore DC con una potenza massima di 1200 W. Tra i magnetron e la piattaforma girevole è posta una piattaforma fissa che permette di mettere in corrispondenza della sorgente solo un campione per volta, evitando così che gli altri vengano contaminati da ulteriori deposizioni, Figura 3.2. Al fine di effettuare nella camera una condizione di vuoto spinto è utilizzato un sistema di pompe a vuoto costituito da una pompa turbomolecolare, una pompa ionica e da un sublimatore al titanio. Il sistema turbomolecolare consente di portare la camera a una condizione di vuoto dell'ordine di circa 10^{-7} Torr; successivamente è attivata la pompa ionica che permette di eliminare atomi leggeri e facilmente ionizzabili, costituite principalmente da particelle d'idrogeno, Figura 3.4.

Infine, mediante l'utilizzo di una pompa a sublimazione è possibile eliminare rapidamente vapore acqueo, ossido di carbonio e ossigeno residui. Al termine di questo processo, nella camera ci ritroveremo in una condizione di vuoto dell'ordine 10^{-9} Torr. Per monitorare la pressione all'interno della camera è necessario utilizzare due differenti barometri. Il primo (di tipo Millitorr) opera su valori di vuoto dell'ordine di 10^{-2} Torr, il secondo (di tipo Varian) permette la lettura a ordini di pressione nell'intervallo di 10^{-2} a 10^{-9} Torr. Durante i processi di sputtering la pressione è misurata mediante un barometro a testa capacitiva del tipo "Baratron" in cui range di funzionamento è $10^{-1} - 10^{-4}$ Torr. La deposizione, in condizioni di vuoto, può essere effettuata in successione fino a 5 wafer, utilizzando la sesta posizione vuota per un'operazione di presputtering allo scopo di eliminare impurità superficiali dai target, formatesi durante i processi di carico e scarico dei campioni, ovvero di apertura della camera. Il sistema è dotato da due generatori, un primo in DC necessario per la deposizione di materiali metallici e un secondo in RF per la deposizione dei non-metalli.

Una volta che all'interno della camera vi sia una pressione di 10^{-9} Torr, la camera è riempita fino a una pressione di 3.5 mTorr con Argon mediante una valvola di precisione a perdita variabile. Si procede alla deposizione di un primo strato di 200 nm Nb mediante sputtering DC con un rate di deposizione di 1.2 nm/s, Figura 3.3 b). La potenza e la tensione del magnetron durante questo processo sono rispettivamente 300 W e 350 V. La deposizione è stata effettuata in due tempi da 90" al fine di evitare problemi di surriscaldamento del fotoresist presente sui campioni.

Infine, si procede alla deposizione dell'alluminio per ottenere uno spessore di circa 10 nm. Terminata la deposizione, la camera è riempita con O_2 fino a una pressione di 150 Torr per un'ora, al fine di ottenere la barriera di ossido di alluminio AlO_x . Ripristinate le condizioni di vuoto iniziale si procede alla deposizione dell'ultimo strato di Niobio con uno spessore di 30nm.

Terminato il processo di deposizione, i campioni sono prelevati e immersi in acetone per un tempo di 2 ore in modo da eliminare il fotoresist a temperatura ambiente, Figura 3.4.

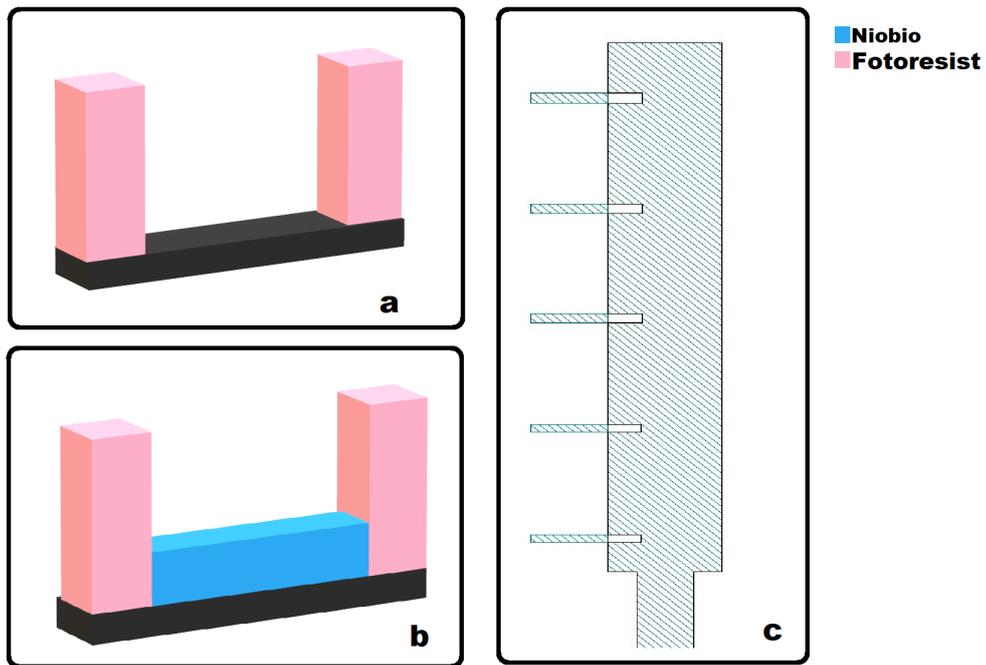


Figura 3.3: a) Wafer con fotoresist dopo il processo fotolitografico. b) Wafer dopo la prima deposizione di Niobio. c) Geometria del pad con 5 piste per la definizione di giunzioni Josephson con dimensioni differenti.

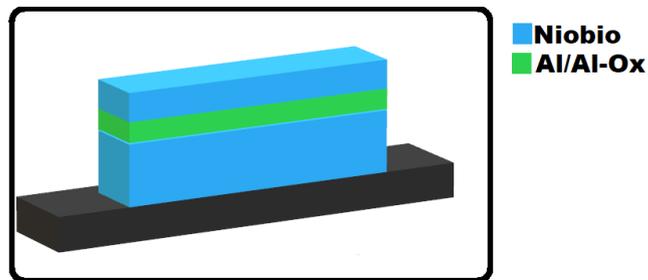


Figura 3.4: Wafer di silicio con la deposizione terminata del trilayer.

3.5 Definizioni delle aree delle giunzioni e deposizione di SiO_2

Il campione è sottoposto a un secondo processo di litografia per ricoprire con il fotoresist le aree destinate alla defernizione delle giunzioni Josephson, in modo che durante il processo di anodizzazione queste siano preservate [56]. Durante il processo di anodizzazione, il campione è immerso in una soluzione elettrolitica, formata da:

- 570 ml di acqua deionizzata
- 840 ml di glicoletilene $C_2H_6O_2$
- 118g di pentaborato di ammoniaca

Il catodo utilizzato è un elettrodo di platino mentre il campione funge da anodo. Il processo è controllato dall'ausilio di un plotter che mostra l'andamento della derivata della tensione nel tempo rispetto la tensione stessa. Dato che le velocità di anodizzazione dei layer di Niobio e di Alluminio sono differenti, viene utilizzato il cambio dirompente di pendenza nel plot come punto di arresto del processo. Il processo appena descritto è cruciale, poiché da questo è determinata la bontà della giunzione. In Figura 3.5 può essere osservato un tipico profilo di anodizzazione per una giunzione Nb / Al-O_x / Nb.

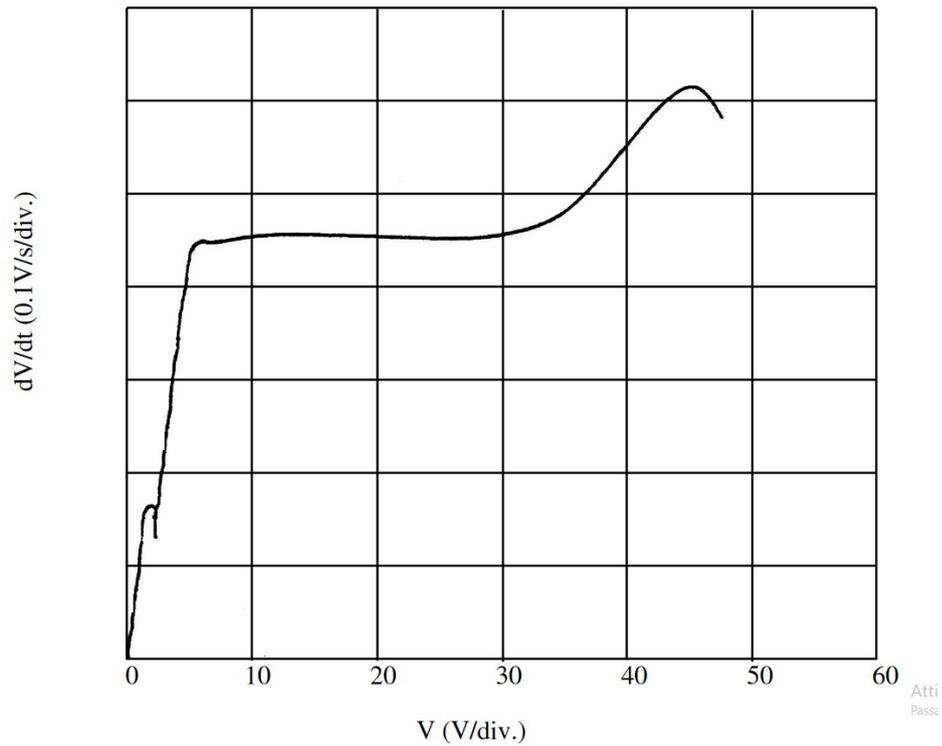


Figura 3.5: Tipico profilo di anodizzazione.

Terminato il processo di anodizzazione, il campione è nuovamente inserito in nel sistema a vuoto. Effettuate le operazioni preliminari, viene effettuata la deposizione di un layer di SiO_2 con uno spessore di 120 nm mediante sputtering RF a un rate di deposizione di 0.5 nm/s controllato in corrente. Questo ulteriore strato garantisce una riduzione delle perdite delle correnti di subgap, migliorando la qualità delle giunzioni. Successivamente, il fotoresist è dissolto in acetone a temperatura ambiente per circa due ore, in Figura 3.6.

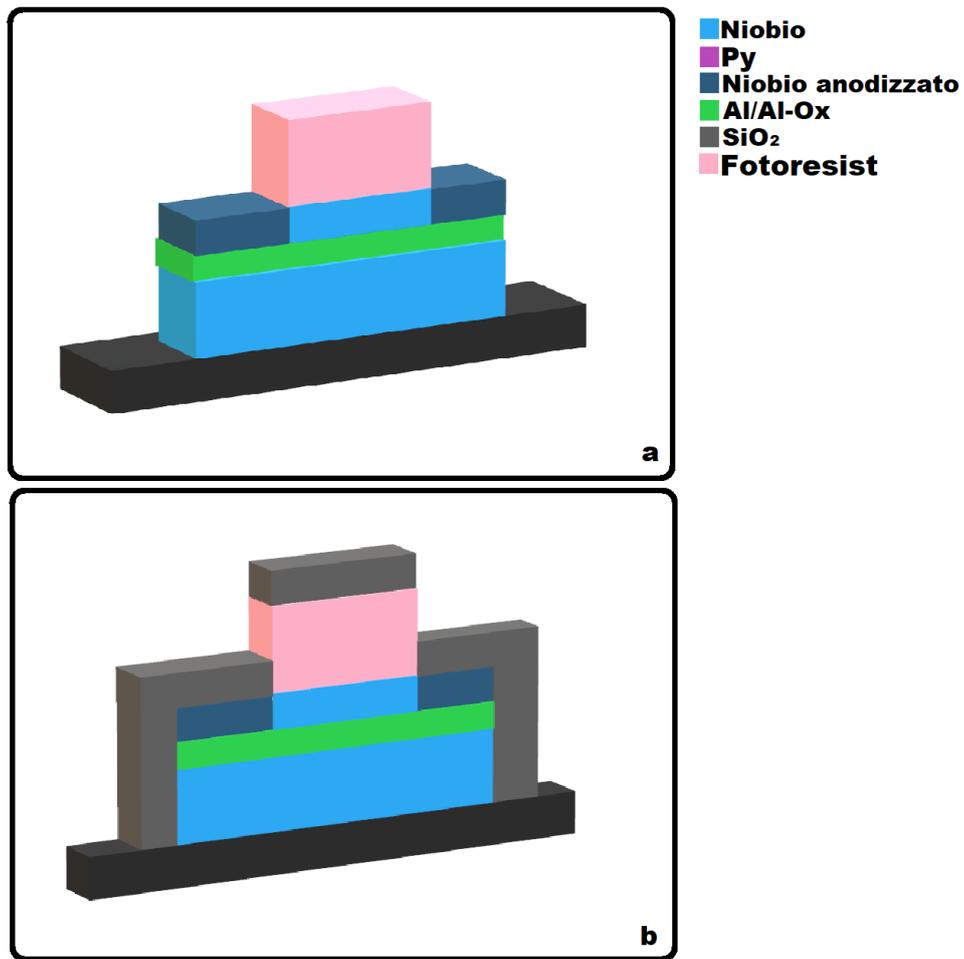


Figura 3.6: a) Dispositivo dopo il processo di anodizzazione. b) Dispositivo dopo il processo di deposizione del SiO_2 .

3.6 Deposizione del layer ferromagnetico

Il campione è sottoposto a un terzo processo di litografia. Inserito all'interno della camera a vuoto, è sottoposto a una procedura di pulizia tramite un soft etching, utilizzando un cannone a ioni a una tensione di 100 V e con una corrente pari a 1 mA. Durante l'etching, la pressione del Argon è fissata a 0.4 Torr. Questo processo prevede la rimozione di circa 10 nm di Niobio al fine di ottenere uno spessore pari a 30 nm.

Il campione è in seguito spostato in una successiva camera a vuoto per depositare un strato di 3 nm di Permalloy. Successivamente a un processo preliminare di presputtering della durata di 20 secondi con una potenza di 100 W, viene effettuata la deposizione del film ferromagnetico. La deposizione avviene tramite un processo di sputtering DC con un rate di deposizione di 0.7 nm/s. La pressione all'interno della camera, dopo essere stata riempita di Argon, è di 0.5 Torr (3.9 millitorr). La potenza del generatore è 120 W, il tempo di deposizione è 10 secondi. Un modello della giunzione può essere osservato in Figura 3.7.

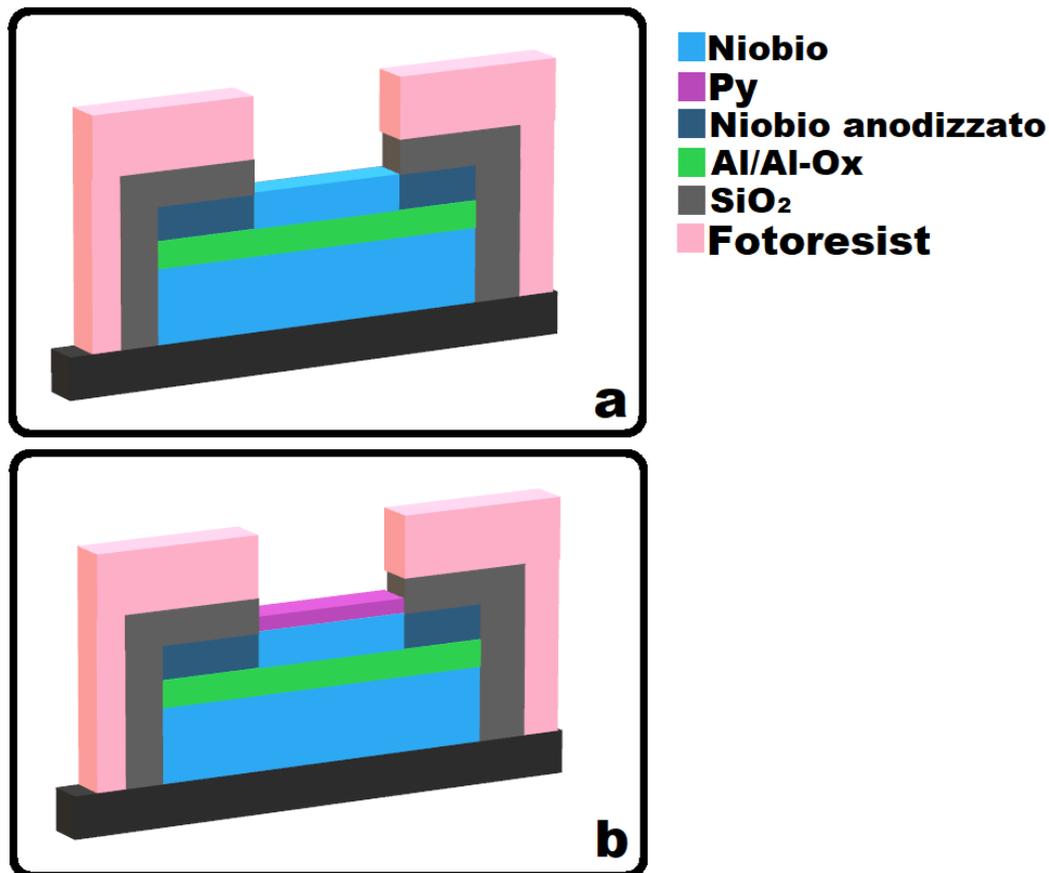


Figura 3.7: a) Dispositivo dopo aver subito il processo di fotolitografia per la deposizione di un film sottile di Permalloy. b) Dispositivo dopo il processo di deposizione del film sottile di Permalloy.

3.7 Wiring

Il campione è sottoposto a un'ultima fotolitografia per definire il wiring del dispositivo, ossia i contatti elettrici della giunzione. Viene effettuata una deposizione di un layer di niobio avente uno spessore di 350 nm, nelle medesime condizioni descritte precedentemente per il niobio. Nel caso di giunzioni SIS, lo strato superiore di niobio è rimosso da alcune zone necessarie per la realizzazione degli elettrodi, la selezione di tali zone avviene mediante un processo di litografia. La tecnica utilizzata per eliminare lo strato di niobio top dalle zone rimaste scoperte è quella del Reactive Ion Etching, che consiste in un attacco chimico reattivo in plasma costituito da CF_4 e dal 5% di O_2 . Dato che l'alluminio non reagisce con il CF_4 , si ha la certezza dell'eliminazione dello strato superficiale. Terminata la fase di etching, il campione è pulito in acetone per 3 ore. Un modello della giunzione terminato può essere osservato in Figura 3.8.

Il dispositivo si presenta come in Figura 3.9, Figura 3.10, Figura 3.11, Figura 3.12, Figura 3.13 e Figura 3.14.

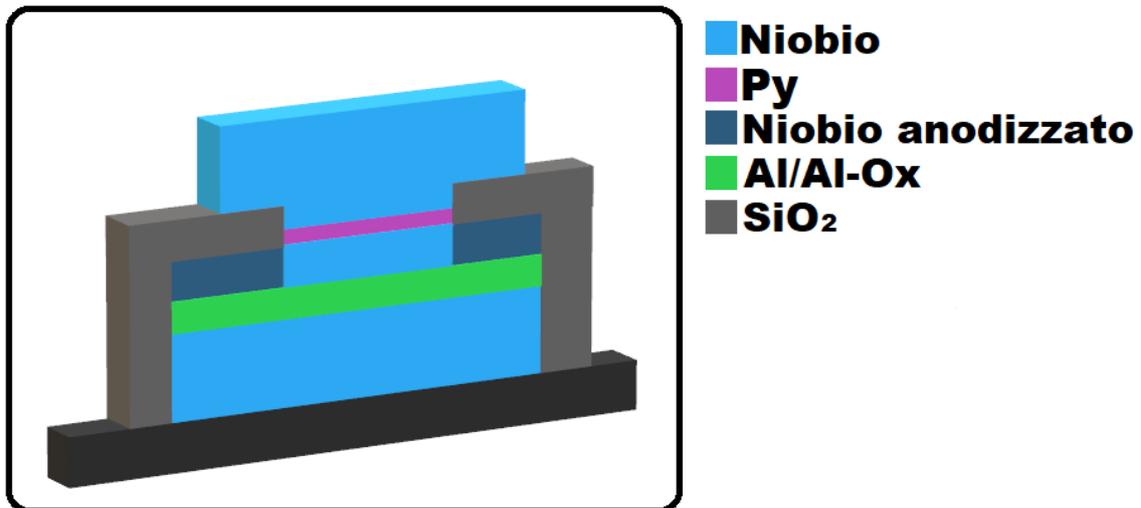


Figura 3.8: Giunzione SISFS completo.

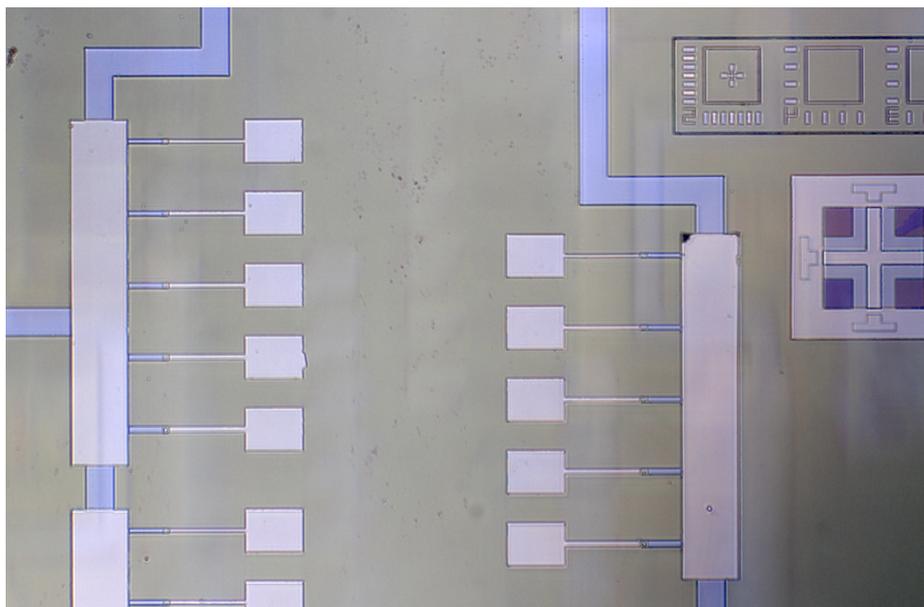


Figura 3.9: Foto di un particolare del dispositivo.

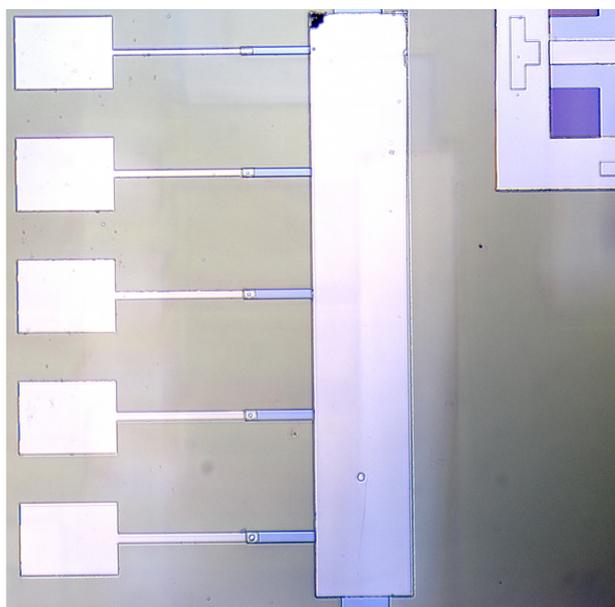


Figura 3.10: Foto di un pettine con 5 giunzioni Josephson di dimensioni differenti.

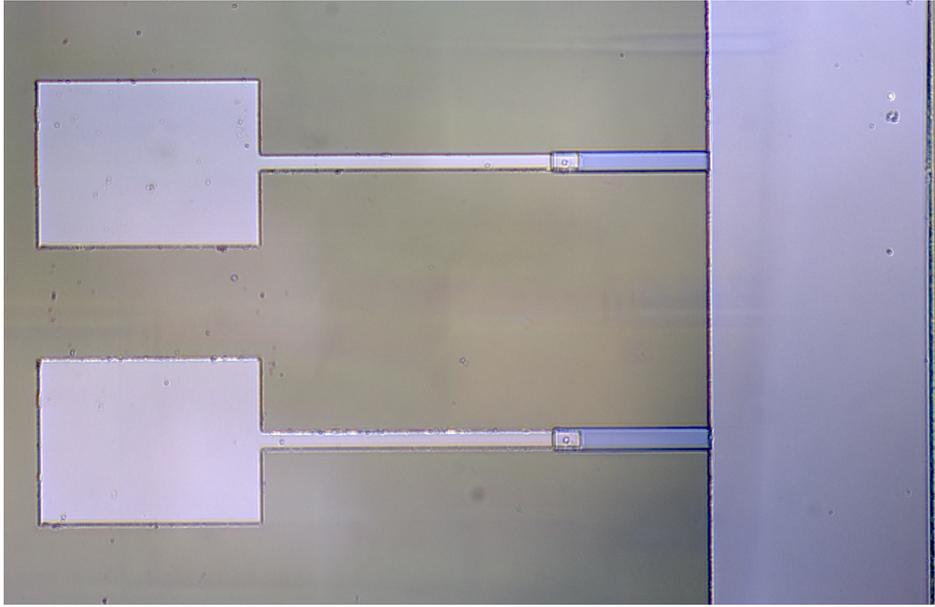


Figura 3.11: Particolare di due giunzioni Josephson circolari di dimensioni differenti

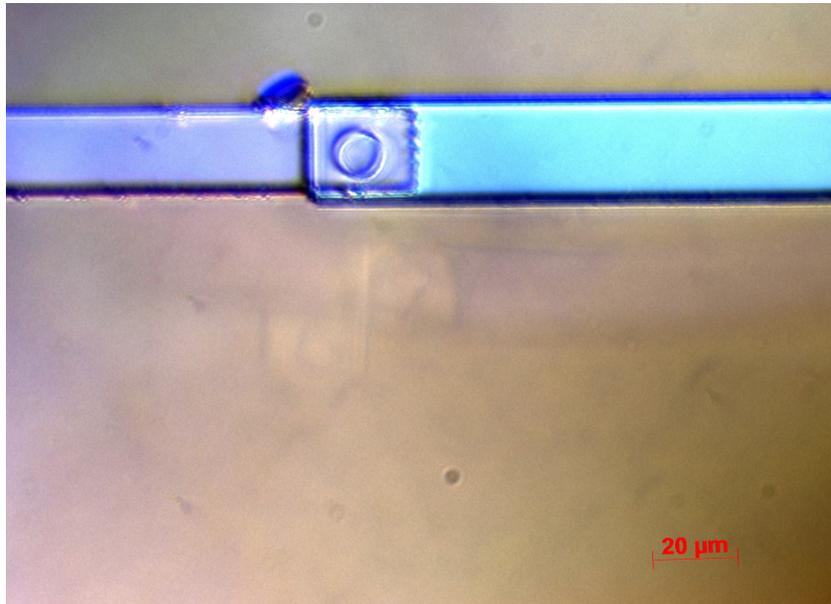


Figura 3.12: Particolare di una giunzione Josephson di 10 μm di diametro.

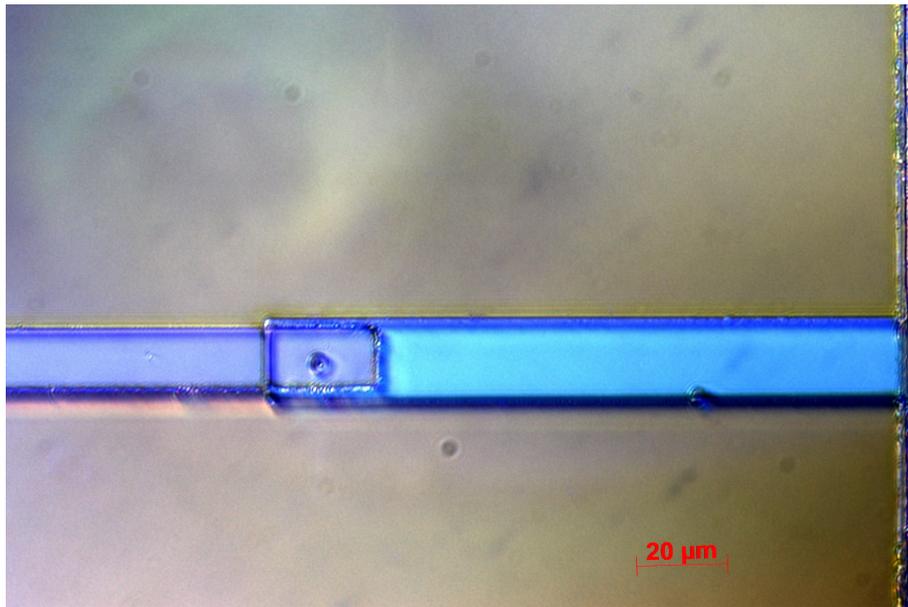


Figura 3.13: Particolare di una giunzione Josephson di $2 \mu\text{m}$ di diametro.

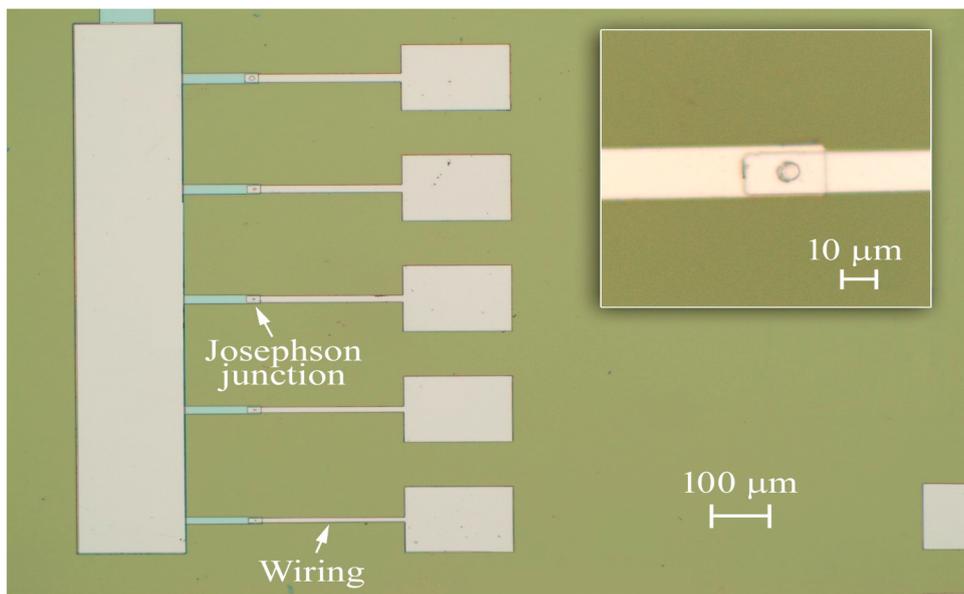


Figura 3.14: Foto al microscopio ottico di una sezione del campione fabbricato, particolare di una giunzione circolare con un raggio di $5 \mu\text{m}$

3.8 Sistema Triton

Un refrigeratore a diluizione ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ è un dispositivo criogenico che permette un raffreddamento fino a temperature di appena 2 mK. Il potere refrigerante è fornito dalla separazione di fase degli isotopi elio-3 ed elio-4 ed è l'unico metodo possibile per raggiungere in maniera continua temperature al di sotto di 0,3 K. A basse temperature la fase concentrata è quasi totalmente ${}^3\text{He}$ mentre la fase diluita contiene principalmente ${}^4\text{He}$; essendo l' ${}^3\text{He}$ più leggero dell' ${}^4\text{He}$, l' ${}^3\text{He}$ galleggia sulla fase diluita. Se viene pompato via dalla fase diluita l' ${}^3\text{He}$ il processo è endotermico e quindi viene rimosso calore dalla mixing chamber. Il sistema utilizzato è un sistema a diluizione senza liquidi criogenici, in tale sistema la miscela di ${}^3\text{He}$ è raffreddato da un cryocooler, invece che da azoto liquido o elio liquido.

Per effettuare misure a basse temperature è stato utilizzato un refrigeratore a diluizione a ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$. Il sistema Triton è un criostato *cryofree*, ovvero è un sistema dry [57]. Tale sistema è dotato di una *Outer Vacuum Chamber* (OVC). Il Triton, Figura 3.17 è composto da 6 differenti piatti, termicamente disaccoppiati, lo schema può essere visto in Figura 3.17.

Dall'alto verso il basso, il sistema è composto come segue:

- Il RT-Plate, a temperatura ambiente;
- Il PT1, a 70K;
- Il PT2, a 4.2K;
- Lo still-Plate, a circa 700mK;
- Il MC-Plate, a 10mK.

La temperatura relativa ai piatti inferiori è stata ottenuta utilizzando il metodo proposto da Heinz e London [58]. Il metodo proposto è articolato in tre fasi principali: processo di condensazione, processo di diluizione e processo di evaporazione.

All'interno del Triton, è utilizzata una Pulse Tube Refrigerator (PTR), che raffredda il sistema fino a una temperatura di 10K. Le vibrazioni della PTR possono indurre rumore durante la fase di misura, per questo motivo è utilizzato un particolare cablaggio in rame (copper braids) al PT2 per disaccoppiare la PTR dai successivi piatti.

Nella fase di pre-cooling, il gas di ${}^3\text{He}$ è raffreddato a 10K, utilizzando un sistema di heat-exchangers situati sui vari piatti del sistema. Successivamente il pre-cool loop è liberato e il gas è compresso a 2.5 bar. Sfruttando il sistema di heat-exchangers è possibile raggiungere temperature al di sotto dei 2K mediante una trasformazione adiabatica, sfruttando l'effetto Joule-Thomson. Sfruttando un sistema di pompe e l'uso degli heat-exchangers è possibile raggiungere la temperatura di condensazione del ${}^3\text{He}$.

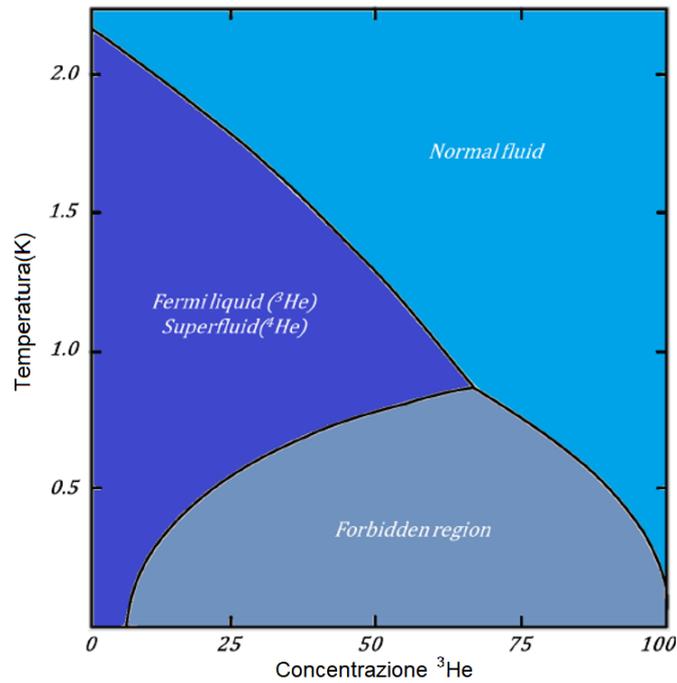


Figura 3.15: Diagramma di fase per un gas di ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$.

A questo punto è possibile arrivare a una temperatura di circa 800mK. A questa temperatura avviene un passaggio di fase, Figura 3.15, la fase diluita del ${}^3\text{He}$ in una mistura di ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$. Il rimanente ${}^3\text{He}$ è rimosso dalla mixing chambers, tale processo è endotermico e permette di giungere al di sotto di 10mK. Il processo appena descritto prende il nome di fase di diluizione. Le molecole di ${}^3\text{He}$ sono pompate attraverso la *still-line*, ricondensate per poi tornare in circolo. Il sistema di pompe è controllato mediante il software LabView. Inoltre, al fine di schermare radiazioni esterne, i PT2 e lo still-plate sono dotati di particolari schermi in alluminio.

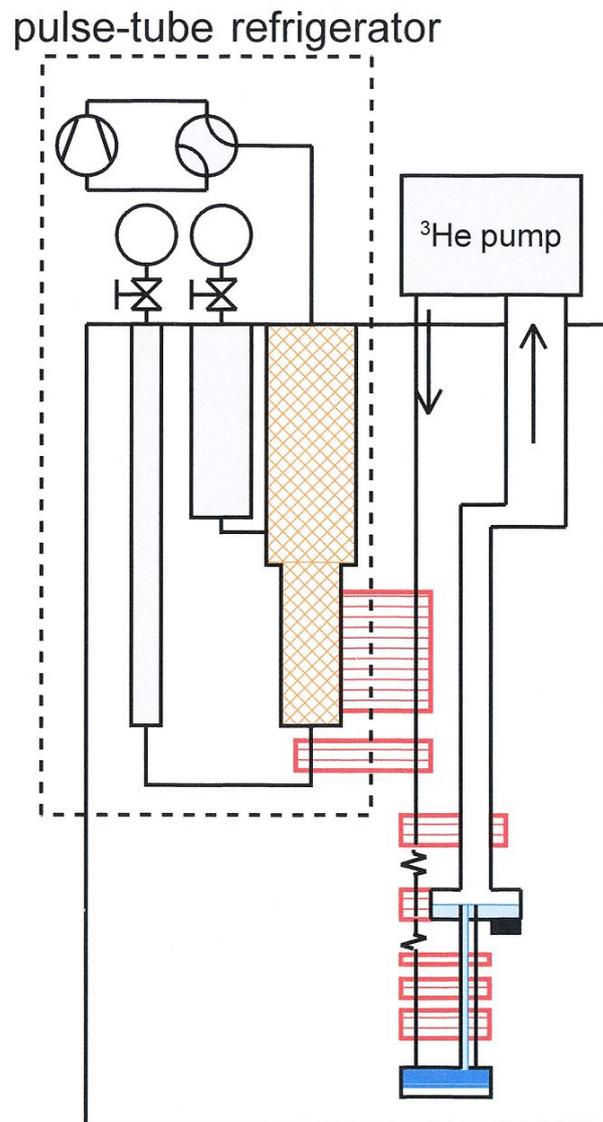


Figura 3.16: Diagramma di un refrigeratore a diluizione dry. Il rettangolo tratteggiato indica la PTR dedicata alla fase di precooling. Mediante il sistema di pompe e di heat exchangers è possibile arrivare a una temperatura di 10mK, indicate nel disegno come ^3He pump.

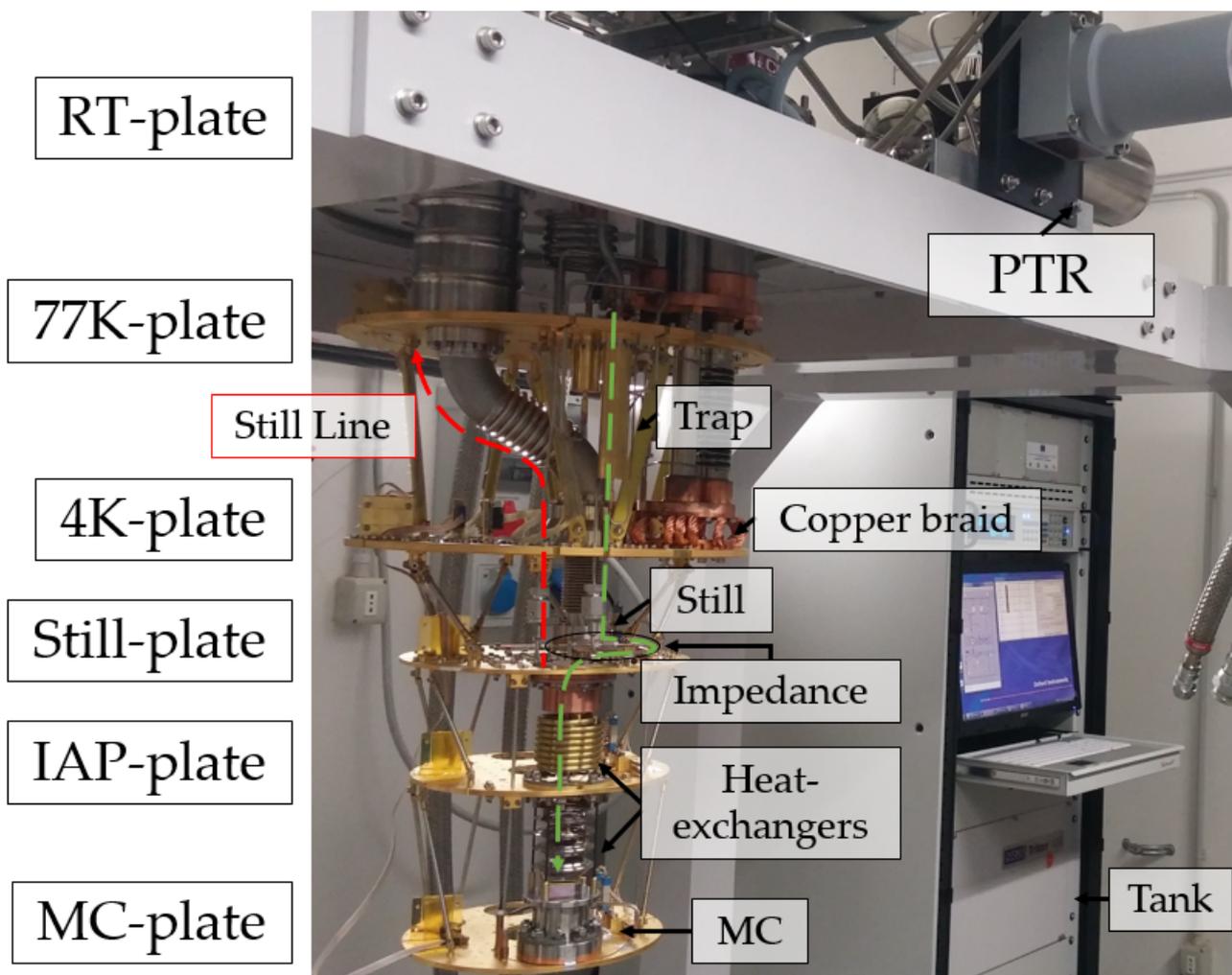


Figura 3.17: Sistema Triton. Il sistema utilizzato è suddiviso su più piatti. Il piatto superiore, Room-Temperature plate, sostiene la PTR. Successivamente in sequenza si può osservare i piatti 77K, 4K, still-plate ed infine il Mc-Plate. La linea tratteggiata in rosso indica la still line.

3.9 Sistema di filtri

Per effettuare delle misure quantistiche è necessario utilizzare un apposito sistema di filtri per ridurre al minimo il rumore dovuto a disturbi termici ed elettronici. Per ridurre il rumore termico è necessario una specifica scelta dei materiali, mentre per ridurre il rumore elettronico è utilizzato un sistema di filtraggio a più livelli e una messa a terra comune.

Tutti i segnali passano attraverso un amplificatore a basso rumore, alimentato a batteria, così da essere disaccoppiato dalla rete elettrica. Nello specifico:

- Le linee dedicate alla trasmissione di tensione da temperatura ambiente allo still-plate sono fili con un basso valore di conducibilità termica in costantana, una particolare lega in rame e nichel;
- Le linee che trasportano corrente a temperatura ambiente sono fili di rame, i quali hanno una resistenza minore rispetto alla costantana in modo da ridurre il riscaldamento per effetto Joule;
- Le linee che arrivano alla MC-Plate sono cavi, in lega di Niobio-Titanio, che si trovano in uno stato superconduttivo, in modo da trasportare correnti elevate senza modificare la temperatura del piatto dove è posto il campione da analizzare.

Il cavo che collega il campione all'elettronica a temperatura ambiente è formato da ventiquattro linee, la metà dedicate alla tensione e le restanti alla corrente. I fili sono in rame e manganina, analogamente al sistema di refrigerazione. Il primo stadio di filtraggio consiste in un filtro EMI a temperatura ambiente. Un filtro EMI è un circuito RC (filtri π), Figura 3.18, in grado di sopprimere una specifica banda di frequenze, è utilizzato come filtro passa basso con una frequenza di taglio di qualche GHz.



Figura 3.18: Filtri EMI utilizzati nel Triton.

Il secondo sistema di filtraggio è posto vicino al piatto a 4K, si tratta essenzialmente di circuiti RC per ogni linea di trasmissione e fungono da filtri passa basso con una frequenza di cut-off di 1 MHz.

Per frequenze maggiori, l'induttanza parassita dei condensatori provoca una significativa perdita di attenuazione. Per ovviare a questa problematica, è inserito un ulteriore stadio di filtraggio formato da due filtri in polvere di ottone (*brass-powder filters*) [59]. Tali filtri sfruttano la dissipazione della corrente indotta all'interno della polvere dovuta a segnali ad alte frequenze. Le caratteristiche quindi di tali filtri dipendono dalla grandezza dei grani di polvere e dal materiale della stessa.

Il Triton è dotato di uno schermo di cryoperm che permette di schermare il campione dal campo magnetico a bassa frequenza, situato in prossimità del campione stesso.

3.10 Elettronica di lettura

L'apparato di misura, formato da lock-in, oscilloscopio e amplificatori, si trova a temperatura ambiente, uno schema dell'apparato di misura è mostrato in Figura 3.19. Le misure sono pilotate in corrente e il segnale raccolto è in tensione ai capi della giunzione, utilizzando la tecnica a quattro contatti, per eliminare le resistenze di contatto.

Le giunzioni sono polarizzate in corrente utilizzando un generatore d'onda Agilent 33120A, inviando un segnale triangolare con una frequenza di circa 10 Hz. La tensione del generatore è filtrata da un amplificatore che ne elimina il rumore dovuto a sorgenti esterne. Il segnale passa attraverso un resistore di shunt, di norma con un'impedenza molto maggiore rispetto alle linee. Tale procedura permette di polarizzare il campione in corrente.

Tramite la linea che collega il campione con la strumentazione è possibile misurare direttamente il segnale che passa all'interno della giunzione.

La caduta di tensione è mostrata sull'oscilloscopio LeCroy Wave Runner 6100 A, così come la corrente nella giunzione Josephson preamplificata dallo strumento Preamplifier SR570.

Il segnale di uscita è la tensione ai capi della giunzione, la quale è successivamente amplificata mediante un amplificatore a guadagno variabile. Il campo magnetico è generato utilizzando un generatore Keithley 2400 collegato a una bobina superconduttrice di Niobio-Titanio, così da produrre un campo magnetico parallelo al piano della giunzione. Il segnale in tensione è inviato al resistore di shunt di 1 k Ω e successivamente alla bobina superconduttrice. Poichè la bobina è in uno stato superconduttivo, l'unica resistenza è fornita dai contatti metallici utilizzati per la polarizzazione della corrente, circa 2 Ω . La tensione in uscita è immessa in un amplificatore differenziale e successivamente inviata a un oscillo-

scopio. Per ciascun valore del campo magnetico, è acquisita una caratteristica corrente-tensione. Tra un'acquisizione e la successiva, vi è del tempo di attesa al fine di minimizzare il riscaldamento del campione e ridurre possibili fonti di rumore. Al fine di effettuare delle misure in AC accurate, è usato un lock-in, integrando il segnale di ingresso su un intero periodo del segnale di riferimento permette di eliminare le componenti in frequenza differenti dal segnale ricercato. La configurazione in uso è sensibile alle variazioni di corrente dell'ordine di pochi nA, quindi una piccola variazione delle correnti comporta un riscaldamento del campione che può causare un errore sistematico nella fase di misura. Data la complessità del sistema di misura, che include i filtri, amplificatori e data la presenza di fonti di rumore elettrico e termico, le misurazioni relative al campione sono fortemente influenzati dal rumore e dal sistema di misura. È necessario che ogni singolo elemento o strumento sia a bassissimo rumore e che i filtri siano molto efficienti. Possiamo considerare l'errore massimo relativo alla tensione come la massima ampiezza della tensione a corrente fissata. Le fonti di rumore sono da ricercare in possibili variazioni della temperatura in prossimità del campione, l'accuratezza dell'elettronica e il range di tensione per cui effettuare la misura stessa. L'errore stimato per la tensione risulta essere dell' 1% . Per quanto riguarda l'errore relativo al campo magnetico, dalle specifiche dello strumento risulta un errore di 0.5% per la corrente generata all'interno della bobina. Quindi dall'errore sulla corrente è possibile stimare l'errore del campo magnetico, considerando l'errore su H proporzionale alla metà del passo dell'incremento della corrente. Più complessa è la stima dell'errore relativo alla temperatura, per questo lavoro di tesi è sufficiente considerare la temperatura senza alcun errore, il focus è che la temperatura rimanga costante durante il processo di misura in modo da non indurre un errore.

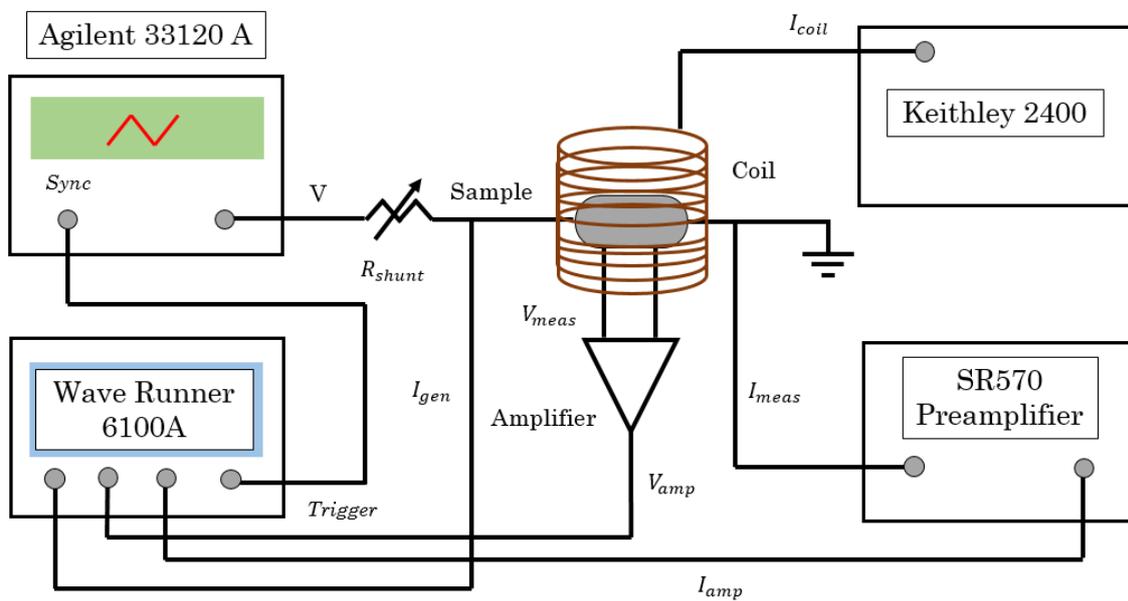


Figura 3.19: Setup elettronico per la misura della caratteristica IV.

Capitolo 4

Caratterizzazione giunzioni e analisi dati

In questo capitolo si riporta la caratterizzazione delle giunzioni SIS (Superconduttore - Barriera isolante - Superconduttore - Superconduttore) e SISFS (Superconduttore - Barriera isolante - Superconduttore - Ferromagnete - Superconduttore), fabbricate presso l'Istituto di Scienze Applicate e Sistemi Intelligenti del Consiglio Nazionale delle Ricerche (ISASI-CNR). La caratterizzazione è consistita nella misura a basse temperature (fino a 10 mK) delle caratteristiche $I(V)$, $I_c(H)$ e $I_c(T)$, tali misure sono state effettuate presso il dipartimento di fisica "Ettore Pancini" dell'università degli studi di Napoli "Federico II". Ulteriormente all'analisi dati, verrà discussa anche la possibilità di utilizzare tali giunzioni come elementi di memoria basati sulla possibilità di distinguere due stati logici.

4.1 Caratteristica corrente-tensione

La caratteristica corrente-tensione $I(V)$ di una giunzione restituisce informazioni fondamentali sulla sua qualità. Le misure effettuate forniscono una stima dei parametri caratteristici come corrente critica I_c , resistenza normale R_N e andamento della corrente critica in funzione del campo magnetico $I_c(H)$. In Figura 4.1 e Figura 4.4 sono riportate le caratteristiche corrente-tensione delle giunzioni SIS e SISFS. La transizione dal ramo superconduttivo a quello normale è caratterizzata da un particolare valore della corrente chiamata corrente critica. Le giunzioni presentano isteresi, pertanto il passaggio al ramo a tensione nulla avviene per una corrente inferiore a quella Josephson, chiamata *corrente di switching* I_{sw} . Le caratteristiche corrente-tensione sono state misurate a basse temperature fino a un minimo di 10 mK, utilizzando il sistema Triton, descritto nel capitolo precedente. L'acquisizione delle caratteristiche è stata effettuata polarizzando i dispositivi in corrente e sfruttando la tecnica a quattro contatti, utilizzando una resistenza di shunt di $R_{shunt} = 100K\Omega$.

Al fine di effettuare una stima migliore delle caratteristiche, le misure sono state effettuate sia con correnti leggermente superiori al valore di corrente critica (short range), per effettuare una stima più accurata della corrente critica, sia a

valori molto superiori (long range), per effettuare una stima del ramo resistivo. Possiamo notare come all'aumentare della temperatura la caratteristica isteretica tende a ridursi, fino a scomparire in prossimità di T_c [14]. La stima della resistenza R_N delle giunzioni è misurata al variare della temperatura; è stato verificato che nel range di corrente analizzato la resistenza è di tipo ohmico, come ci si aspetta dalla teoria. Il ramo lineare della caratteristica corrente-tensione, chiamato ramo resistivo, è dovuto al tunnel delle quasiparticelle attraverso la barriera isolante; dalle curve tensione-corrente IV è possibile ricavare la corrente critica $I_c(T)$ e successivamente il prodotto $I_c R_N$. Per questo scopo, sono state definite due differenti soglie in tensione per valutare la corrente critica e il ramo resistivo; per valutare la corrente critica sono state definite due soglie V_+ e V_- , dell'ordine dei microvolt, entro le quali andare a valutare i valori di picco I_{c+} e I_{c-} dal ramo di corrente Josephson, mentre per valutare la resistenza del ramo ohmico sono state fissate due soglie V_{th}^+ e V_{th}^- dell'ordine dei millivolt. Per valutare la corrente critica, una volta definite le soglie, è eseguita un'operazione di media tra I_c^+ e I_c^- per ricavare la corrente critica media I_{cmean} . Andando a ripetere il procedimento per ogni temperatura, è stato possibile ricavare i valori della corrente critica al variare della temperatura; tale risultato è utilizzato per ricavare la curva della densità di corrente critica J_c . Tale quantità è ottenuta come rapporto tra la corrente $I_c(T)$ e la superficie circolare della giunzione $S = \pi r^2$, dove r è il raggio della giunzione $r = 2\mu m$. Mostriamo di seguito le caratteristiche corrente-tensione al variare della temperatura per una giunzione SIsS (Figura 4.1), avente un diametro $d = 4\mu m$. Dalle curve possiamo notare come il ramo resistivo sia indipendente dalla temperatura (Figura 4.2). Si sono utilizzati come valori di tensione di soglia $V_{th}^+ = 4mV$ e $V_{th}^- = -4mV$, al di là del quale è presente solamente il ramo resistivo della caratteristica corrente-tensione. La resistenza, per la giunzione SIsS circolare, è $R_N = 74 \pm 2\Omega$. La corrente critica è dell'ordine di microampere (Figura 4.3). La corrente stimata a 0 K è $I_c = 21.8 \pm 0.3 \times 10^{-6} \mu A$. La densità di corrente a 0 K è $J_c = 163A/Cm^2$. La caratteristica $I_c(T)$ della giunzione SIsS segue l'andamento previsto dalla teoria di A-B. Il fit è stato eseguito considerando come funzione

$$I_c(T) = \frac{\pi}{2} \frac{\hbar \Delta(T)}{e R_N} \tanh\left(\frac{\hbar \Delta(T)}{2 K_B T}\right), \quad (4.1)$$

dove la funzione $\Delta(T) \approx 3.06 K_b T_c \sqrt{1 - \frac{T}{T_c}}$, e la $\Delta(0) = 1.76 K_B T_c$, mentre la quantità R_N è la resistenza normale [6]. Il fit è realizzato considerando come parametro iniziale una temperatura critica di 9 K. In Figura 4.3 notiamo come la curva ottenuta dal fit segue i punti sperimentali. Come noto in letteratura, infatti, giunzioni Josephson basate su superconduttori refrattari come il Nb mostrano alcuni connotati delle caratteristiche che possono essere non perfettamente ideali. Questa leggera deviazione dall'andamento teorico potrebbe essere causata da un processo di ossidazione non perfetto.

Ciò potrebbe essere dovuto a residui di atomi di Al all'interno della barriera isolante che influiscono sulla qualità della stessa con conseguente riduzione del passaggio di corrente [60], oppure variazioni dello spessore della barriera di ossido; queste possono condurre a una densità di corrente non uniforme all'interno della barriera che modificano inesorabilmente il valore di $I_c(T)$ [61].

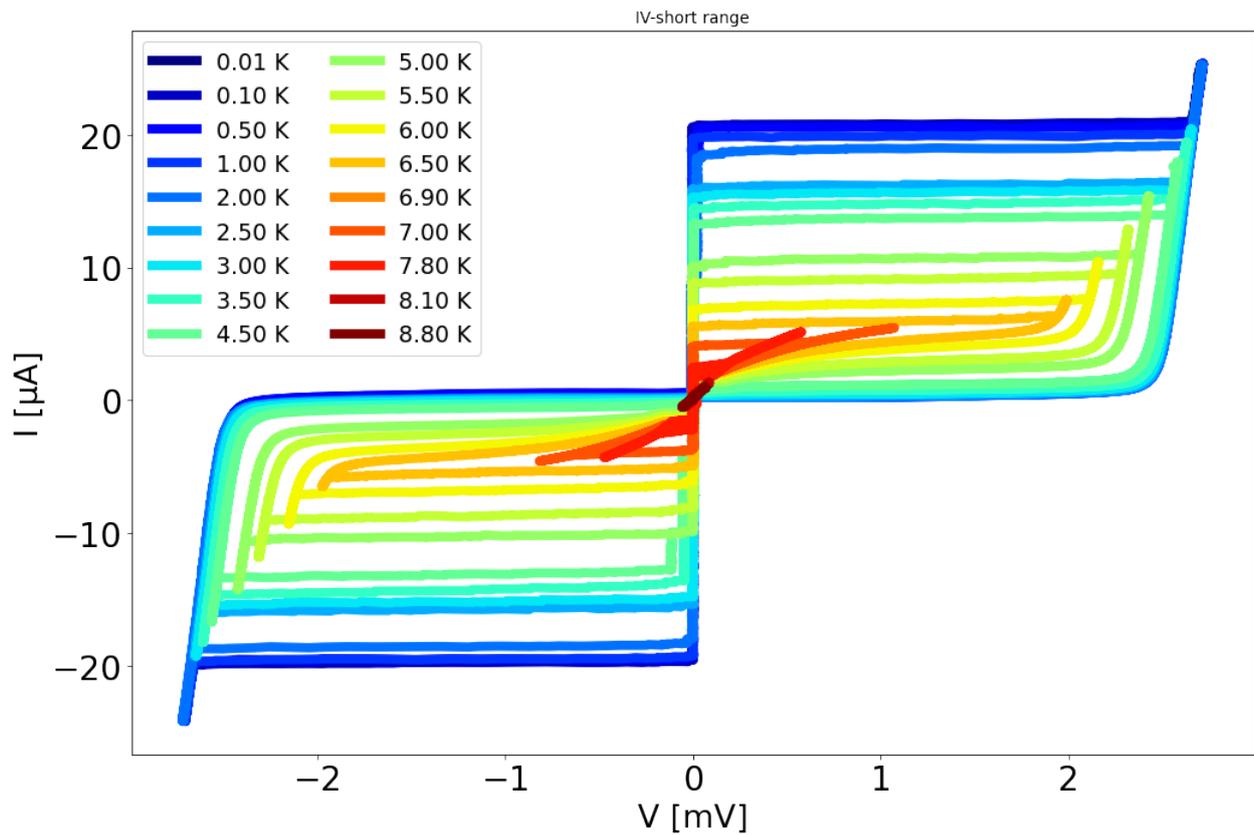


Figura 4.1: Caratteristica corrente-tensione al variare della temperatura misurata per la giunzione Josephson SIS.

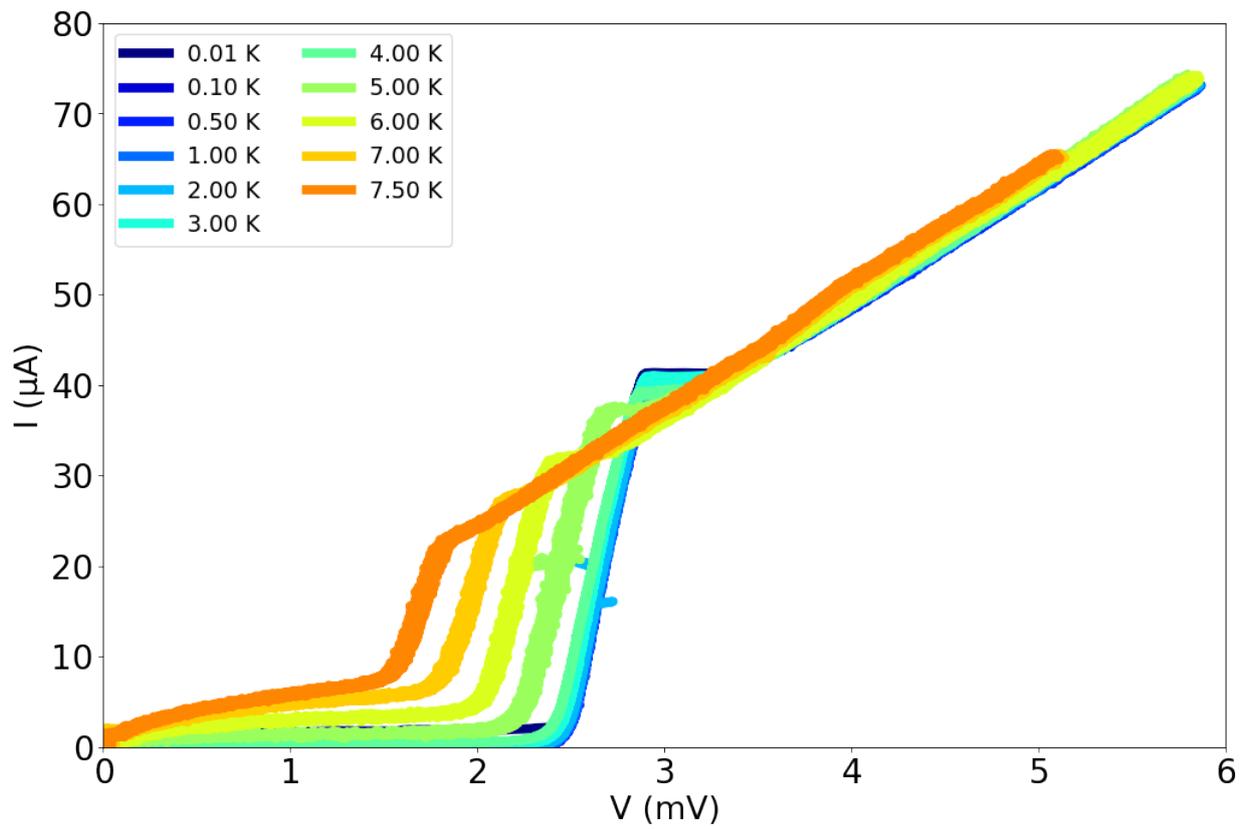


Figura 4.2: Caratteristica corrente-tensione al variare della temperatura con la corrente Josephson depressa al fine di misurare la regione sub-gap della giunzione SIsS.

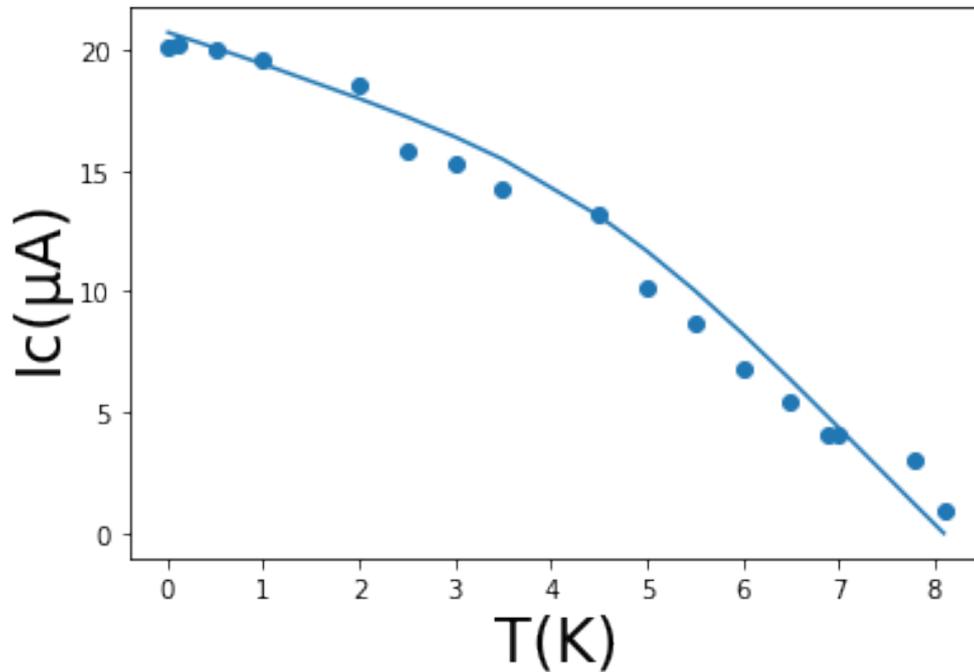


Figura 4.3: Andamento della temperatura critica in funzione della temperatura confrontato con la previsione teorica nell'ambito della teoria di Ambegaokar-Baratoff. I pallini rappresentano i punti sperimentali, mentre la linea continua la previsione teorica.

Mostriamo di seguito le caratteristiche corrente-tensione per la giunzione SISFS (Figura 4.4), con lo spessore superconduttivo, il layer 's', circa uguale alla lunghezza di coerenza di fase, ovvero $d_s \approx \xi_s$. Anche in questo caso notiamo che il ramo resistivo (Figura 4.5) ha sempre la medesima pendenza al variare della temperatura. La resistenza per la giunzione SISFS è pari $R_N = 419 \pm 6\Omega$.

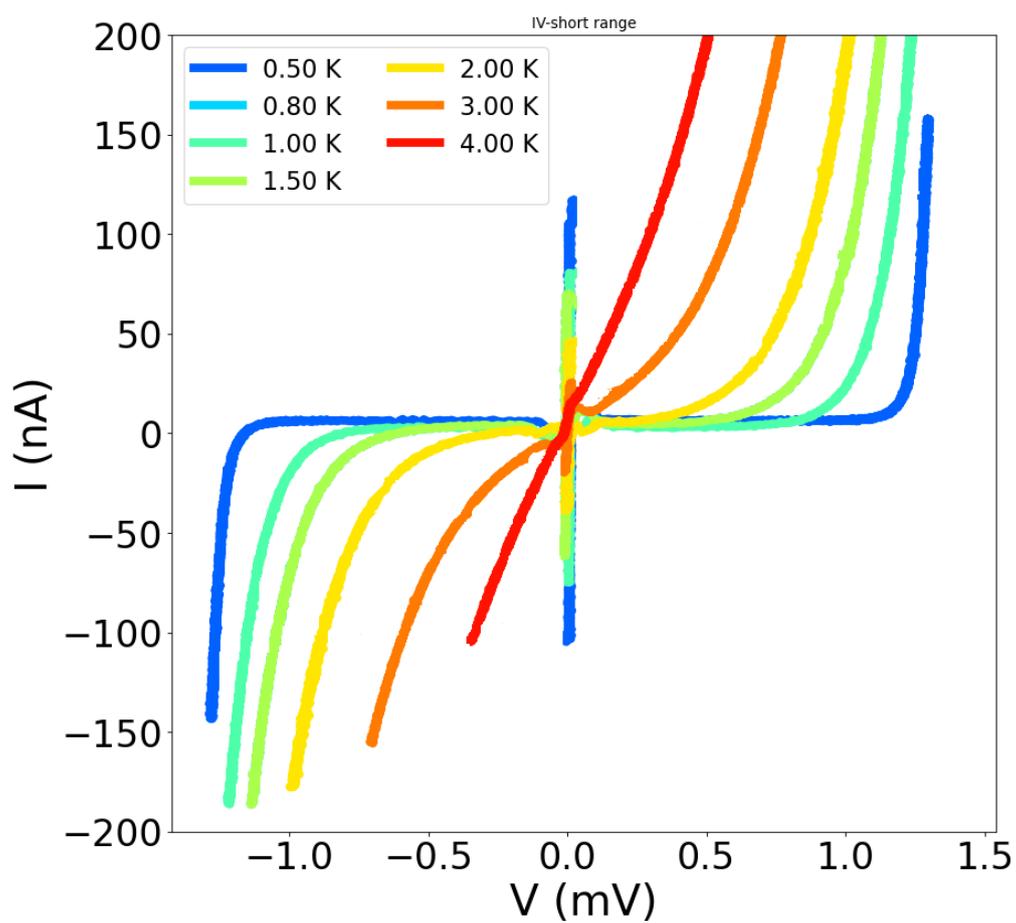


Figura 4.4: Caratteristica corrente-tensione IV al variare della temperatura per la giunzione Josephson SIsFS.

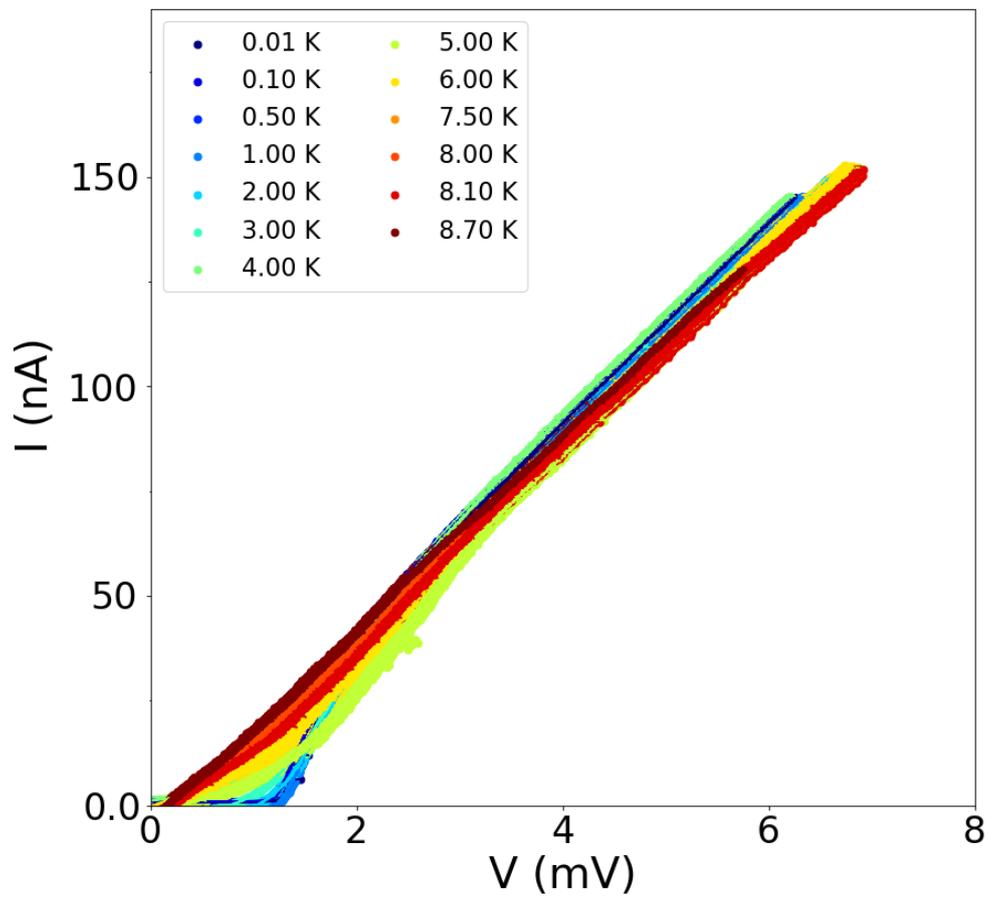


Figura 4.5: Caratteristica corrente-tensione IV al variare della temperatura per correnti di polarizzazione fino a 150 nA, per visualizzare il ramo resistivo della caratteristica per la giunzione SISF.

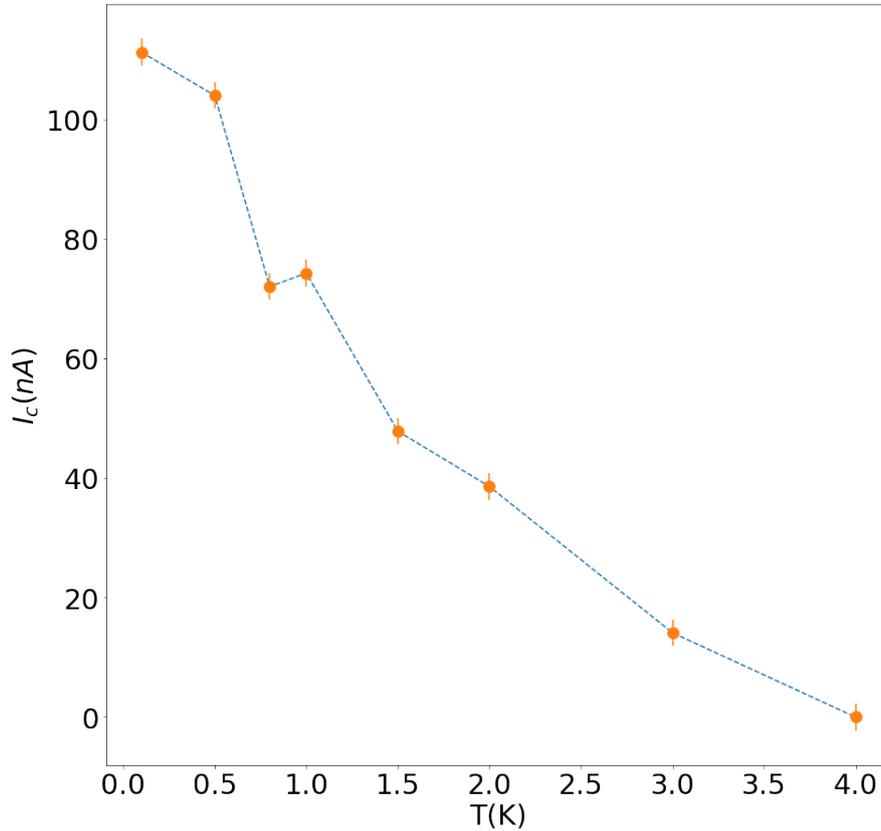


Figura 4.6: Caratteristica $I_C(T)$ per la giunzione SISFS. La curva è ottenuta legando i punti sperimentali. L'andamento non segue la teoria di Ambegaokar-Baratoff, presenta una decrescita di tipo esponenziale all'aumentare della temperatura.

L'introduzione di una barriera ferromagnetica induce una riduzione del valore della corrente critica di diversi ordini di grandezza. Considerando infatti la giunzione SISFS, con $d_s \approx \xi_s$, notiamo come i valori della caratteristica $I_c(T)$ (Figura 4.6) sono notevolmente minori rispetto a quelli della giunzione SIS di riferimento: la corrente superconduttiva è soppressa a causa di effetti di prossimità "s/F". Come conseguenza di questi effetti, è come se ci fosse un weak link tra i layer "I-s-F" e quindi come se la giunzione SISFS si comportasse come un'unica giunzione e non come una struttura del tipo SIS e sFS. Come si può osservare dalla Figura 4.6, la temperatura critica è poco più superiore a 4 K, in particolare è stata misurata una temperatura critica di 4.5 K. Si può inoltre notare dalla caratteristica $I_c(T)$ che vi sia un decadimento esponenziale dovuto agli effetti citati [62] [63]; il modello teorico previsto da Ambegaokar-Baratoff è funzionale solamente su giunzioni SIS e per questo motivo non può essere utilizzato su giunzioni con un layer ferromagnetico. Gli errori considerati sono errori massimi

ottenuti considerando le fluttuazioni della corrente sul ramo di supercorrente [2].

Le proprietà di tali giunzioni SIFS possono variare in funzione dello spessore del layer ferromagnetico. La giunzione SIFS in analisi, con un layer di circa $d_S \approx \xi_s$, esibisce caratteristiche simili a una giunzione con una struttura del tipo SINS. Avvicinandosi alla temperatura critica, la supercorrente risulta soppressa con un andamento simile a una giunzione con un layer intermedio di metallo normale [47]. Utilizzando una giunzione SIFS con uno spessore di circa $d_S \approx 3\xi_s$, la giunzione può essere trattata come serie di due differenti giunzioni SI e sFS [64] [4].

4.2 Caratteristica della corrente in funzione del campo magnetico

All'interno del Triton, con l'ausilio di una bobina superconduttiva in Nb-Ti polarizzata in corrente è stato generato un campo magnetico H applicato parallelamente alla superficie delle giunzioni. Le misure delle caratteristiche corrente-tensione in funzione del campo magnetico sono state eseguite a una temperatura di $T = 10$ mK. Di seguito saranno mostrate e discusse le misure $IV(H)$ per le due diverse tipologie di giunzioni analizzate. L'andamento della corrente critica in funzione del campo magnetico esterno presenta un andamento tipico dei fenomeni diffrattivi. Questo effetto è legato alla variazione della fase della funzione d'onda macroscopica, quando viene applicato un campo magnetico esterno. Una giunzione circolare con un raggio R esibisce una dipendenza della supercorrente dal campo magnetico secondo il pattern di Airy:

$$I_c(H) = I_c(0) \left| \frac{2J_1\left(\frac{2\pi\Phi}{\Phi_0}\right)}{\frac{2\pi\Phi}{\Phi_0}} \right| \quad (4.2)$$

dove J_1 è la funzione di Bessel di primo tipo, $\Phi = H2Rd_m$ è il flusso attraverso la giunzione e $\Phi_0 = 2.07 \times 10^{-15} \text{ Tm}^2$ è il quanto di flusso magnetico. La quantità $d_m = \lambda_L + \lambda_R + d_I$ è lo spessore di penetrazione del campo magnetico, le quantità λ_L e λ_R sono le lunghezze di penetrazione London degli elettrodi superconduttivi e d_I è lo spessore della barriera. Le caratteristiche $I_c(H)$ della giunzione SIS Nb/Al-AlO_x/Nb con un diametro $d = 4 \text{ }\mu\text{m}$, sono riportate nella Figura 4.7. I valori di corrente I sono stati misurati alla temperatura di 10 mK, è stata effettuata in un ampio range di valori di campo magnetico H [-12 mT, 12 mT]. Sono state campionate varie caratteristiche corrente-tensione al variare del campo magnetico. Seguendo una procedura simile alla precedente analisi, fissando una tensione di soglia V_{Th} , sono stati raccolti vari valori della corrente critica in modo

da ricavare la curva $I_c(H)$: i punti sperimentali sono stati stimati effettuando un fit considerando il pattern di Airy. Dal fit sono stati stimati i parametri della giunzione: il raggio della giunzione circolare, lo spessore della barriera d e la lunghezza di penetrazione London.

Per la giunzione SIS, è stato ottenute le stime $R = 2.0 \mu m$, $d = 0.27 \mu m$ e $\lambda_L = 119 \text{ nm}$, valori in accordo con quelli riportati in letteratura [65].

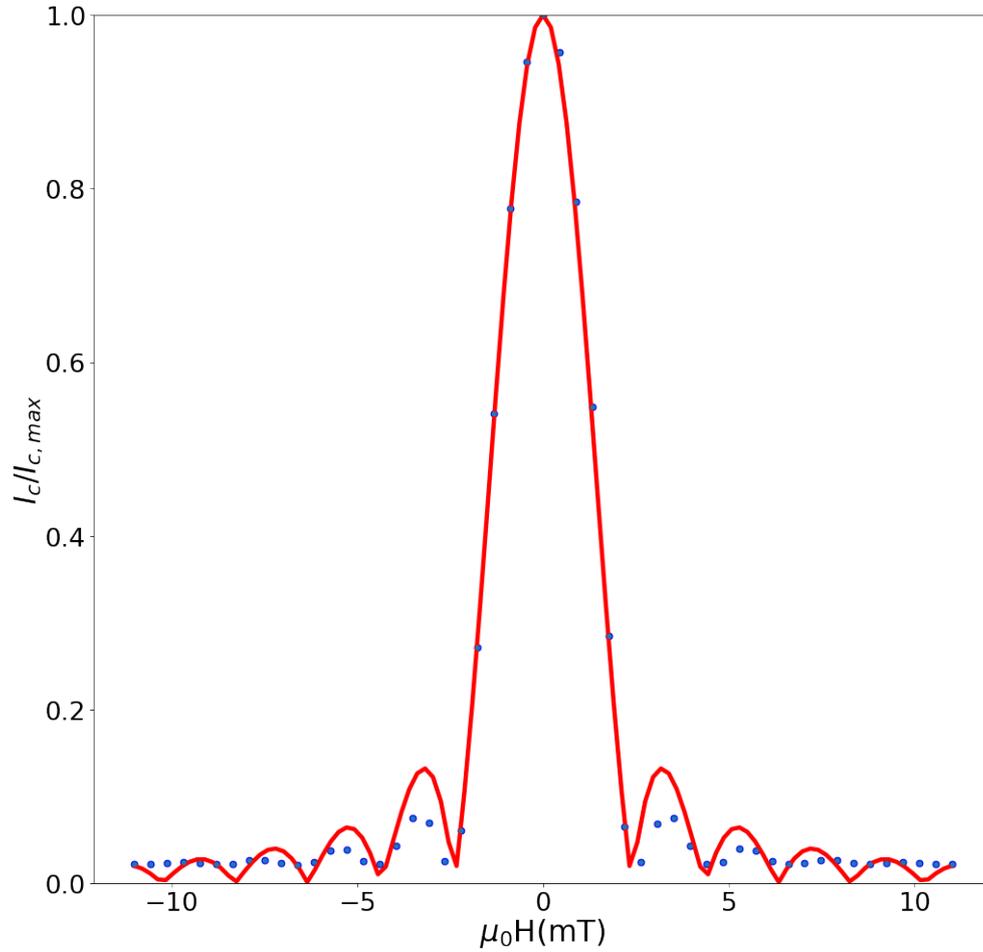


Figura 4.7: Caratteristica $I_c(H)$ per la giunzione SIS. I pallini blu indicano i punti sperimentali, mentre l'andamento teorico (pattern di Airy) è rappresentato dalla curva rossa. Come atteso, il valore massimo della corrente critica è presente a campo magnetico nullo.

Sono di seguito riportate le curve misurate a una temperatura di $T = 10 \text{ mK}$ per la giunzione SISFS nella Figura 4.8 con uno spessore magnetico pari a 3 nm e il layer superconduttivo al centro con uno spessore di 20 nm. La Figura 4.8 riporta sia la curva 'Up' sia la curva 'Down'. La curva 'Up' indica la caratteristica corrente-tensione al variare del campo magnetico, che parte da valori negativi

e fino ad arrivare a valori positivi. La curva 'Down' indica la caratteristica corrente-tensione al variare del campo magnetico, che parte da valori positivi e arriva a valori negativi. La curva è ottenuta applicando un campo magnetico parallelo alla superficie della giunzione fino al valore di saturazione del layer ferromagnetico. Dopodiché si è invertito l'andamento del campo fino ad arrivare a un valore di saturazione inverso. Il processo è ripetuto tornando a saturazione positiva. Al fine di rimuovere la magnetizzazione residua dal campione, si è proceduto a riportarlo a una temperatura superiore alla temperatura critica. In Figura 4.8, i due andamenti sono sovrapposti per valutare l'entità dell'isteresi del pattern magnetico. Considerando le correnti critiche associate a questo tipo di giunzioni, nello specifico $I_c^{SIS} > I_c^{SFS}$, dove I_c^{SIS} è relativa a una giunzione del tipo SIS mentre I_c^{SFS} è relativa a una giunzione del tipo SFS; la caratteristica $I_c(H)$ segue andamento simile a quello delle giunzioni SIS, ovvero mostra una sorta di pattern di Airy. L'intera struttura si comporta come un'unica giunzione sotto l'effetto del campo magnetico ed esibisce un particolare comportamento dipendente dalle caratteristiche della barriera ferromagnetica [66].

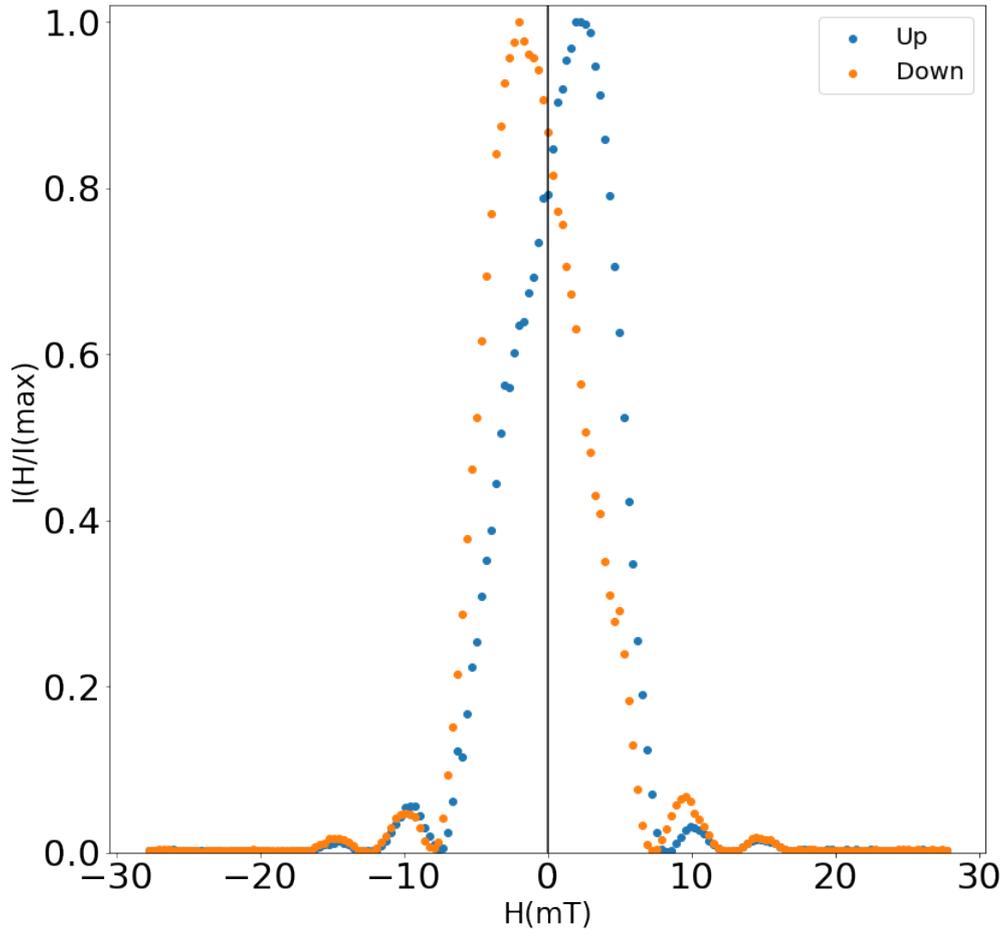


Figura 4.8: Caratteristica $I_c(H)$ a 10 mK, la giunzione SISFS possiede uno spessore ferromagnetico $d_f = 3nm$ e un con layer 's' intermedio di $L_S = 20$ nm.

Nelle giunzioni SIsFS considerate, lo spessore di niobio intermedio è pari a 20 nm e lo spessore del layer ferromagnetico è di 3 nm. Si noti che nella caratteristica $I_c(H)$ è presente un minimo shifting della corrente critica in funzione del campo magnetico rispetto a giunzioni del tipo SIS, dove il massimo della corrente è posto a campo magnetico nullo. Durante il percorso "down" la curva è spostata verso campi negativi, il percorso "up" è spostata verso campi positivi.

Uno spessore minore del layer ferromagnetico porterebbe la giunzione ad assumere un comportamento simile a una giunzione SIS. Assumiamo quindi che vi sia una forte dipendenza dallo spessore del layer ferromagnetico; una medesima giunzione SIsFS con uno spessore ferromagnetico pari a $d_s \approx 3\xi_s$ presenta uno shifting molto più evidente [67].

4.2.1 Discussione sullo spessore centrale superconduttivo

L'utilizzo delle giunzioni Josephson magnetiche (MJJ) come dispositivi di memorie compatibili con i circuiti SFQ dipendono dalla possibilità di effettuare operazioni di scrittura e di lettura in maniera efficace; la corrente critica, a causa dell'isteresi presente nel pattern magnetico (Figura 4.9), può presentare valori differenti di I_c per lo stesso valore di campo magnetico. Sfruttando la magnetizzazione del layer F è possibile quindi distinguere due possibili stati logici: "0" e "1". Le giunzioni SIsFS possono assumere caratteristiche completamente differenti in base allo spessore dello spessore del superconduttore intermedio 's'. Nel limite in cui lo spessore s sia "grande", ovvero $L_s > \xi_s$, dove ξ_s è la lunghezza della coerenza di fase nell'interlayer s, la giunzione SIsFS si comporta come due giunzioni indipendenti SIs e sFS in serie. In questo caso, la corrente critica I_c dipende dalla corrente nelle singole giunzioni disaccoppiate. Dato che $I_{SIs} \geq I_{sFS}$, la corrente critica in questo genere di giunzioni è $I_c = I_{SIs} \sin(\phi)$ e segue l'andamento in temperatura previsto dalla teoria di Ambegaokar-Baratoff [68]. Una diminuzione dello spessore dell'interlayer s causa una diminuzione della supercorrente nella giunzione. Nel caso limite in cui $\xi_s > L_s$, la giunzione ha un comportamento simile a una giunzione del tipo SINFS. Inoltre, la caratteristica corrente-tensione risulta indipendente dal valore del campo magnetico a basse temperature.

Nel caso in cui $\xi_s \approx L_s$, la corrente critica assume un andamento in temperatura simile a una giunzione SINS, con valori inferiori rispetto a una giunzione SIsS. Quando il layer s ha dimensioni confrontabili alla lunghezza di coerenza, la giunzione SIsFS presenta una caratteristica $I_c(H)$ peculiare: la forma del pattern di Fraunhofer risulta pressoché invariata, subendo un fenomeno di shifting che dipende dalla magnetizzazione. L'applicazione di un campo esterno modifica la magnetizzazione del layer ferromagnetico, permettendo di osservare due stati di corrente diversi per un medesimo valore di campo.

Il layer s non contribuisce a schermare il campo magnetico esterno. Si può osser-

vare una magnetizzazione residua anche una volta che il campo esterno sia nullo $H_{ext} = 0$ [47]. Assumendo che la magnetizzazione M sia uniforme nel layer ferromagnetico F , possiamo considerare il flusso magnetico attraverso la giunzione come somma di due contributi due differenti $\Phi = \mu_0 M L d_F + \mu_0 H L d_m$, dove L è la larghezza della giunzione, d_f è lo spessore del layer ferromagnetico e d_m è lo spessore in cui il campo riesce a penetrare. La quantità $d_m = d_s + d_F + d_{O_x} + 2\lambda_L$, dove d_s e d_{O_x} sono gli spessori del layer intermedio s e del layer I . Se il layer ferromagnetico è $d_f \approx 3nm$, la caratteristica $I_c(H)$ restituisce il pattern di Fraunhofer, il massimo della corrente critica I_c^{max} non presenterà un picco a campo $H = 0$. Per valori inferiori al campo magnetico di saturazione sono possibili due livelli di corrente critica, corrispondenti a due possibili stati di memoria. Per le operazioni di scrittura è possibile utilizzare un campo magnetico prossimo al valore di saturazione del ferromagnete. Rimosso il campo magnetico, il valore della corrente critica I_c^{Low} non è uguale a quello massimo a causa dell'isteresi, pertanto se si polarizza la giunzione con una corrente maggiore della suddetta corrente critica, la tensione è diversa da zero (Figura 4.9). Viceversa se si magnetizza il layer ferromagnetico con un campo di segno opposto, dopo la rimozione del campo, la corrente critica, per spessori del layer intermedio di circa 20 nm, risulta essere superiore I_c^{High} a quella del caso precedente (Figura 4.9). In tal caso, se la corrente di polarizzazione è inferiore a questo valore di corrente critica, la giunzione rimane nello stato a tensione nulla. Quindi se la corrente di polarizzazione è scelta tra questi due valori I_c^{Low} e I_c^{High} , è possibile realizzare una memoria digitale pilotata da un impulso magnetico [69]. Si noti che la corrente critica I_c^{max} è traslata di una quantità che dipende dal momento magnetico del layer ferromagnetico [70]. Inoltre, il campo magnetico di saturazione risulta essere inversamente proporzionale all'area della giunzione, questo comporta una modifica nel pattern di Fraunhofer, dove i minimi della corrente sono inversamente proporzionali al campo magnetico applicato all'area della giunzione. La caratteristica $I_c(H)$ della giunzione SIsFS fabbricata e analizzata (Figura 4.8) con uno spessore del film s $L_s = 20$ nm, presenta una traslazione della corrente critica dovuta alla magnetizzazione, ma non permette di poter definire due possibili stati logici a causa del nodo posto a campo nullo $H = 0$. Un'analogia giunzione SIsFS, con uno spessore s $L_s = 30$ nm (Figura 4.9), presenta una caratteristica di $I_c(H)$ tale da poter definire due stati '0' e '1', dal momento che possibili valori di corrente critica I_c^{low} e I_c^{high} risultano ben definiti [67].

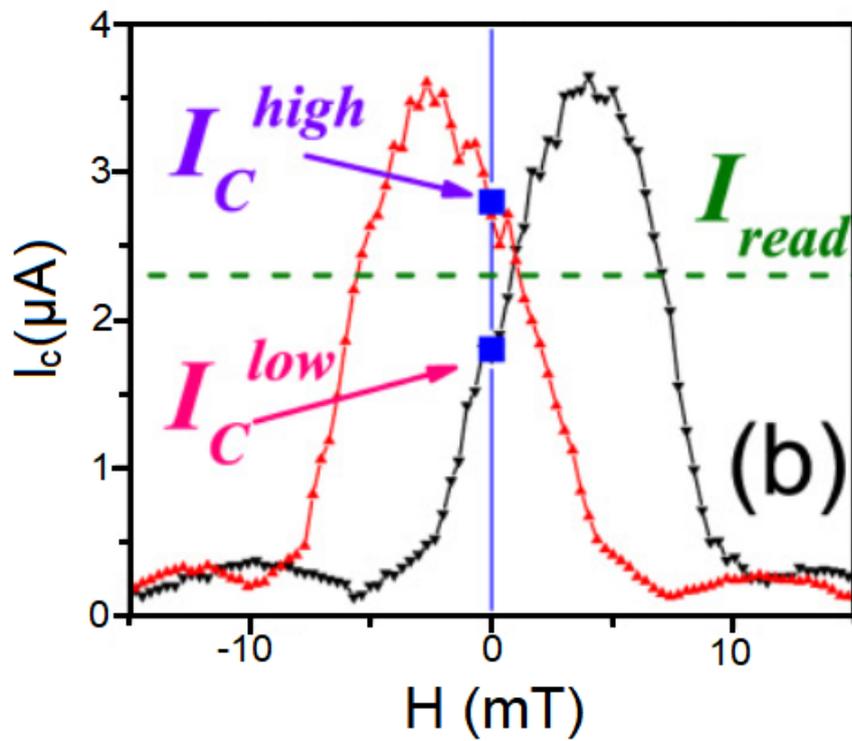


Figura 4.9: Caratteristica $I_c(H)$ a 10 mK, la giunzione SIFS possiede uno spessore ferromagnetico $d_f = 3\text{nm}$ e un con layer 's' intermedio di $L_S = 30\text{ nm}$ [67].

Capitolo 5

Conclusioni

In questo lavoro di tesi si è esposto il processo di fabbricazione e caratterizzazione di giunzioni Josephson del tipo superconduttore-isolante-superconduttore-barriera ferromagnetica-superconduttore (SIsFS), basate su elettrodi di Niobio (Nb) e con una barriera ferromagnetica (Py). Il dispositivo è stato fabbricato utilizzando tecniche di deposizioni in condizioni di ultra vuoto. L'analisi dei campioni è incoraggiante ai fini di un loro impiego nei circuiti per quantum computing.

La giunzione considerata possiede una geometria circolare con un raggio di $R = 2\mu m$, con uno spessore di 3 nm per il film ferromagnetico e uno spessore di 20 nm per il film superconduttivo intermedio.

La caratterizzazione è stata effettuata utilizzando un sistema criogenico fino a una temperatura di 10 mK. L'analisi della caratteristica di $I_c(H)$ permettere di apprezzarne l'utilizzo come elemento di memoria circuitale, lo shifting della caratteristica $I_c(H)$, rispetto a una giunzione con una medesima geometria ma senza la barriera ferromagnetica, mostra come l'aggiunta di un film sottile ferromagnetico modifichi l'andamento senza modificarne la forma, il pattern di Fraunhofer risulta ancora ben visibile; la giunzione si comporta come un'unica giunzione quando viene applicato un campo magnetico esterno H_{ext} .

I risultati ottenuti sono stati utilizzati per valutare le proprietà di tali giunzioni come elementi circuitali quantistici, le suddette giunzioni potrebbero essere impiegate per la fabbricazione e caratterizzazione di nuovi prototipi di qubit realizzati accoppiando circuiti risonatori superconduttivi con giunzioni ferromagnetiche. La presenza di un layer sottile ferromagnetico permette di modulare la corrente con impulsi magnetici, rappresentando un possibile sviluppo per la realizzazione di un Trasmon qubit ferromagnetico [71] [72] [73].

Ringraziamenti

Bibliografia

- [1] Larkin, T.I., Bol'ginov, V.V., Stolyarov, V.S., Ryazanov, V.V., Vernik, I.V., Tolpygo, S.K. and Mukhanov, O.A., 2012. Ferromagnetic Josephson switching device with high characteristic voltage. *Appl. Phys. Lett.*, 100(22), p.222601.
- [2] Ahmad, H.G., Caruso, R., Pal, A., Rotoli, G., Pepe, G.P., Blamire, M.G., Tafuri, F. and Massarotti, D., 2020. Electrodynamics of highly spin-polarized tunnel Josephson junctions. *Phys. Rev. Appl.*, 13(1), p.014017.
- [3] Vettoliere, A., Satariano, R., Ferraiuolo, R., Di Palma, L., Ahmad, H.G., Ausanio, G., Pepe, G.P., Tafuri, F., Massarotti, D., Montemurro, D. and Granata, C., 2022. High-Quality Ferromagnetic Josephson Junctions Based on Aluminum Electrodes. *Nanomaterials*, 12(23), p.4155.
- [4] Vernik, I.V., Bol'ginov, V.V., Bakurskiy, S.V., Golubov, A.A., Kupriyanov, M.Y., Ryazanov, V.V. and Mukhanov, O.A., 2012. Magnetic Josephson junctions with superconducting interlayer for cryogenic memory. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 23(3), pp.1701208-1701208.
- [5] C.P. Poole et al. *Superconductivity*. Elsevier insights. Elsevier sci., 2014. isbn: 9780124166103.
- [6] M. Tinkham. *Introduction to Superconductivity*. Dover Publications, 2004. isbn: 9780486134727.
- [7] Meissner, W. and Ochsenfeld, R., 1933. Ein neuer effekt bei eintritt der supraleitfähigkeit. *Naturwissenschaften*, 21(44), pp.787-788.
- [8] Michael Tinkham (1996). *Introduction to Superconductivity*. McGraw-Hill.
- [9] Josephson, B.D., 1974. The discovery of tunnelling supercurrents. *RMP*, 46(2), p.251.
- [10] Langenberg, D.N., Scalapino, D.J., Taylor, B.N. and Eck, R.E., 1966. Microwave-induced dc voltages across Josephson junctions. *Phys. Lett.*, 20(6), pp.563-565.

- [11] Caruso, R., Massarotti, D., Miano, A., Bolginov, V.V., Hamida, A.B., Karelina, L.N., Campagnano, G., Vernik, I.V., Tafuri, F., Ryazanov, V.V. and Mukhanov, O.A., 2018. Properties of ferromagnetic Josephson junctions for memory applications. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 28(7), pp.1-6.
- [12] Ambegaokar, V. and Baratoff, A., 1963. Tunneling between superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, 10(11), p.486.
- [13] Morohashi, S.I., Shinoki, F., Shoji, A., Aoyagi, M. and Hayakawa, H., 1985. High quality Nb/Al-AlO_x/Nb Josephson junction. *Appl. Phys. Lett.*, 46(12), pp.1179-1181.
- [14] Tafuri, F. ed., 2019. *Fundamentals and frontiers of the Josephson effect* (Vol. 286). Springer Nature.
- [15] P. Bunyk, K. Likharev, D. Zinoviev, *RSFQ technology: physics and devices*. *Int. J.High Speed Electron. Syst.* 11, 257–305 (2001).
- [16] A.O. Caldeira, A.J. Leggett, Influence of dissipation on quantum tunneling in macroscopic systems. *Phys. Rev. Lett.* 46, 211–214 (1981).
- [17] Nicol, J., Shapiro, S. and Smith, P.H., 1960. Direct measurement of the superconducting energy gap. *Phys. Rev. Lett.*, 5(10), p.461.
- [18] Martin, D.D. and Verhoeve, P., 2013. Superconducting tunnel junctions. *Observing Photons in Space: A Guide to Experimental Space Astronomy*, pp.479-496.
- [19] Fourie, C., 2018, November. Single flux quantum circuit technology and CAD overview. In *2018 IEEE/ACM International Conference on Computer-Aided Design (ICCAD)* (pp. 1-6). IEEE.
- [20] Wolf, E.L., 2011. *Principles of electron tunneling spectroscopy* (Vol. 152). OUP Oxford.
- [21] V.V. Ryazanov et al.,“ Coupling of Two Superconductor through a Ferromagnet: Evidence fo a π Junction”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 86, n 11,2001.
- [22] Ryazanov, V.V., Oboznov, V.A., Veretennikov, A.V. and Rusanov, A.Y., 2001. Intrinsically frustrated superconducting array of superconductor-ferromagnet-superconductor π junctions. *Phys. Rev. B Condens. Matter*, 65(2), p.020501.
- [23] Bol'ginov, V., Stolyarov, V., Sobanin, D., Karpovich, A. and Ryazanov, V., 2012. Magnetic switches based on Nb-PdFe-Nb Josephson junctions with a magnetically soft ferromagnetic interlayer. *JETP letters*, 95(7).

- [24] Kontos, T., Aprili, M., Lesueur, J., Genêt, F., Stephanidis, B. and Boursier, R., 2002. Josephson junction through a thin ferromagnetic layer: negative coupling. *Phys. Rev. Lett.*, 89(13), p.137007.
- [25] Gring, M., Kuhnert, M., Langen, T., Kitagawa, T., Rauer, B., Schreitl, M., Mazets, I., Smith, D.A., Demler, E. and Schmiedmayer, J., 2012. Relaxation and prethermalization in an isolated quantum system. *Science*, 337(6100), pp.1318-1322.
- [26] M. Weides et al., "Magnetic anisotropy in ferromagnetic Josephson junctions", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, 2008.
- [27] Larkin, T.I., Bol'ginov, V.V., Stolyarov, V.S., Ryazanov, V.V., Vernik, I.V., Tolpygo, S.K. and Mukhanov, O.A., 2012. Ferromagnetic Josephson switching device with high characteristic voltage. *Appl. Phys. Lett.*, 100(22), p.222601.
- [28] Likharev, K. K. "Superconducting weak links." *RMP* 51(1) (1979): 101.
- [29] Andreev, A.F., 1965. Thermal conductivity of the intermediate state of superconductors II. *Sov. Phys. JETP*, 20, p.1490.
- [30] Likharev, K. K. (1979). Superconducting weak links. *RMP*, 51(1), 101.
- [31] Samokhin, K.V. and Walker, M.B., 2002. Order parameter symmetry in ferromagnetic superconductors. *Phys. Rev. B Condens. Matter*, 66(17), p.174501.
- [32] Ustinov, A.V. and Kaplunenko, V.K., 2003. Rapid single-flux quantum logic using π -shifters. *J. Appl. Phys.*, 94(8), pp.5405-5407.
- [33] Buzdin, A. I. (2005). Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures. *RMP*, 77(3), 935.
- [34] Larkin, A. I., Ovchinnikov, I. U. N. (1965). Inhomogeneous state of superconductors(Production of superconducting state in ferromagnet with Fermi surfaces, examining Green function). *Soviet Physics-JETP*, 20, 762-769.
- [35] Buzdin, A. I. (2005). Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures. *RMP*, 77(3), 935.
- [36] Usadel, K. D. (1970). Generalized diffusion equation for superconducting alloys. *Phys. Rev. Lett.*, 25(8), 507.
- [37] Eilenberger, G. (1968). Transformation of Gorkov's equation for type II superconductors into transport-like equations. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and nuclei*, 214(2), 195-213.

- [38] Kontos, T., Aprili, M., Lesueur, J., Genêt, F., Stephanidis, B., Boursier, R. (2002). Josephson junction through a thin ferromagnetic layer: negative coupling. *Phys. Rev. Lett.*, 89(13), 137007.
- [39] Tanaka, Y. and Kashiwaya, S., 1997. Theory of Josephson effects in anisotropic superconductors. *Phys. Rev. B Condens. Matter*, 56(2), p.892.
- [40] Goldobin, E., Koelle, D., Kleiner, R., Buzdin, A. (2007). Josephson junctions with second harmonic in the current-phase relation: Properties of Φ junctions. *Phys. Rev. B Condens. Matter*, 76(22), 224523.
- [41] Sickinger, H., Lipman, A., Weides, M., Mints, R. G., Kohlstedt, H., Koelle, D., Goldobin, E. (2012). Experimental evidence of a Φ Josephson junction. *Phys. Rev. Lett.*, 109(10), 107002.
- [42] Bergeret, F. S., Volkov, A. F., Efetov, K. B. (2005). Odd triplet superconductivity and related phenomena in superconductor-ferromagnet structures. *RMP*, 77(4), 1321.
- [43] Gor'Kov, L.P., 1958. On the energy spectrum of superconductors. *Sov. Phys. JETP*, 7(505), p.158.
- [44] Bol'ginov, V., Stolyarov, V., Sobanin, D., Karpovich, A. and Ryazanov, V., 2012. Magnetic switches based on Nb-PdFe-Nb Josephson junctions with a magnetically soft ferromagnetic interlayer. *JETP letters*, 95(7).
- [45] Bakurskiy, S.V., Filippov, V.I., Ruzhickiy, V.I., Klenov, N.V., Soloviev, I.I., Kupriyanov, M.Y. and Golubov, A.A., 2017. Current-phase relations in SIsFS junctions in the vicinity of 0- π transition. *Phys. Rev. B Condens. Matter*, 95(9), p.094522.
- [46] Golubov, A.A., Kupriyanov, M.Y. and Il'Ichev, E., 2004. The current-phase relation in Josephson junctions. *RMP*, 76(2), p.411
- [47] Vernik, I.V., Bol'ginov, V.V., Bakurskiy, S.V., Golubov, A.A., Kupriyanov, M.Y., Ryazanov, V.V. and Mukhanov, O.A., 2012. Magnetic Josephson junctions with superconducting interlayer for cryogenic memory. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 23(3), pp.1701208-1701208.
- [48] Bakurskiy, S.V., Klenov, N.V., Soloviev, I.I., Kupriyanov, M.Y. and Golubov, A.A., 2013. Theory of supercurrent transport in SIsFS Josephson junctions. *Phys. Rev. B Condens. Matter*, 88(14), p.144519.
- [49] Bakurskiy, S.V., Klenov, N.V., Soloviev, I.I., Pugach, N.G., Kupriyanov, M.Y. and Golubov, A.A., 2018. Protected 0- π states in SIsFS junctions for Josephson memory and logic. *Appl. Phys. Lett.*, 113(8), p.082602.
- [50] L.N. Bulaevskii, V.V. Kuzii, A.A. Sobyenin, Superconducting system with weak coupling to current in ground-state. *JETP Lett.* 25(7), 290–294 (1977)

- [51] Broom, R.F., Raider, S.I., Oosenbrug, A., Drake, R.E. and Walter, W., 1980. Niobium oxide-barrier tunnel junction. *IEEE T-ED*, 27(10), pp.1998-2008.
- [52] Imamura, T. (1991). Josephson integrated circuits. I: Fabrication technology. *FSTJ*, 27(1), 1-27.
- [53] Fiorillo, F., Bertotti, G., Appino, C. and Pasquale, M., 2016. Soft magnetic materials. In *Wiley Encyclopedia of Electrical and Electronics Engineering* (pp. 1-42). John Wiley e Sons, Inc..
- [54] Kroger, H., Smith, L., Jillie, D. and Thaxter, J., 1983. Improved Nb-Si-Nb SNAP devices. *IEEE Trans. Magn.*, 19(3), pp.783-786.
- [55] Huggins, H.A. and Gurvitch, M., 1985. Preparation and characteristics of Nb/Al-oxide-Nb tunnel junctions. *J. Appl. Phys.*, 57(6), pp.2103-2109.
- [56] Donley, M.S., Mantz, R.A., Khramov, A.N., Balbyshev, V.N., Kasten, L.S. and Gaspar, D.J., 2003. The self-assembled nanophase particle (SNAP) process: a nanoscience approach to coatings. *Prog. Org. Coat.*, 47(3-4), pp.401-415.
- [57] <https://pdf.medicaexpo.com/pdf/oxford-instruments/triton/100694-213183.html>
- [58] Das, P., de Ouboter, R.B. and Taconis, K.W., 1965. A realization of a London-Clarke-Mendoza type refrigerator. In *Low Temperature Physics LT9: Proceedings of the IXth International Conference on Low Temperature Physics Columbus, Ohio, August 31–September 4, 1964* (pp. 1253-1255). Springer US.
- [59] Martinis, J.M., Devoret, M.H. and Clarke, J., 1987. Experimental tests for the quantum behavior of a macroscopic degree of freedom: The phase difference across a Josephson junction. *Phys. Rev. B Condens. Matter*, 35(10), p.4682.
- [60] Golubov, A.A. and Kupriyanov, M.Y., 1989. Josephson effect in SNINS and SNIS tunnel structures with finite transparency of the SN boundaries. *Soviet Physics-JETP (English Translation)*, 69(4), pp.805-812.
- [61] Golubov, A.A. and Kupriyanov, M.Y., 1988. Theoretical investigation of Josephson tunnel junctions with spatially inhomogeneous superconducting electrodes. *J. Low Temp. Phys.*, 70, pp.83-130.
- [62] Bakurskiy, S.V., Neilo, A.A., Klenov, N.V., Soloviev, I.I., Golubov, A.A. and Kupriyanov, M.Y., 2021. Density of states and current–voltage characteristics in SIsFS junctions. *Supercond Sci Technol*, 34(8), p.085007.

- [63] Karelina, L.N., Hovhannisyan, R.A., Golovchanskiy, I.A., Chichkov, V.I., Ben Hamida, A., Stolyarov, V.S., Uspenskaya, L.S., Erkenov, S.A., Bolginov, V.V. and Ryazanov, V.V., 2021. Scalable memory elements based on rectangular SIsFS junctions. *J. Appl. Phys.*, 130(17), p.173901.
- [64] Bakurskiy, S.V., Klenov, N.V., Soloviev, I.I., Kupriyanov, M.Y. and Golubov, A.A., 2013. Theory of supercurrent transport in SIsFS Josephson junctions. *Phys. Rev. B Condens. Matter*, 88(14), p.144519.
- [65] B Wright Maxfield e WL McLean. "Superconducting penetration depth of niobium". In: *Phys. Rev.* 139.5A (1965), A1515
- [66] Bakurskiy, S.V., Klenov, N.V., Soloviev, I.I., Bol'ginov, V.V., Ryazanov, V.V., Vernik, I.V., Mukhanov, O.A., Kupriyanov, M.Y. and Golubov, A.A., 2013. Theoretical model of superconducting spintronic SIsFS devices. *Appl. Phys. Lett.*, 102(19), p.192603.
- [67] Parlato, L., Caruso, R., Vettoliere, A., Satariano, R., Ahmad, H. G., Miano, A. Granata, C. (2020). Characterization of scalable Josephson memory element containing a strong ferromagnet. *J. Appl. Phys.*, 127(19), 193901.
- [68] Golubov, A.A., Kupriyanov, M.Y. and Il'Ichev, E., 2004. The current-phase relation in Josephson junctions. *RMP*, 76(2), p.411.
- [69] Glick, J.A., Khasawneh, M.A., Niedzielski, B.M., Loloee, R., Pratt Jr, W.P., Birge, N.O., Gingrich, E.C., Kotula, P.G. and Missert, N., 2017. Critical current oscillations of elliptical Josephson junctions with single-domain ferromagnetic layers. *J. Appl. Phys.*, 122(13), p.133906.
- [70] Niedzielski, B.M., Gingrich, E.C., Loloee, R., Pratt, W.P. and Birge, N.O., 2015. S/F/S Josephson junctions with single-domain ferromagnets for memory applications. *Supercond Sci Technol*, 28(8), p.085012.
- [71] Ahmad, H.G., Brosco, V., Miano, A., Di Palma, L., Arzeo, M., Montemurro, D., Lucignano, P., Pepe, G.P., Tafuri, F., Fazio, R. and Massarotti, D., 2022. Hybrid ferromagnetic transmon qubit: Circuit design, feasibility, and detection protocols for magnetic fluctuations. *Phys. Rev. B Condens. Matter*, 05(21), p.214522.
- [72] Ferraiuolo, R., Serpico, G., Parlato, L., Ahmad, H.G., Massarotti, D. and Montemurro, D., 2022, June. Superconducting resonators: a path towards advanced quantum circuits. In 2022 IEEE 15th Workshop on Low Temperature Electronics (WOLTE) (pp. 1-4).
- [73] Ahmad, H.G., Brosco, V., Miano, A., Di Palma, L., Arzeo, M., Satariano, R., Ferraiuolo, R., Lucignano, P., Vettoliere, A., Granata, C. and Parlato, L., 2023. Competition of quasiparticles and magnetization noise in hybrid ferromagnetic transmon qubits. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*