

Università degli Studi Roma TRE

*Scuola Dottorale in Scienze Matematiche e Fisiche - Sezione di Fisica
XXII ciclo*

Rivelatori di singolo fotone a nanofili superconduttori

Relatore interno

prof. Florestano Evangelisti

Coordinatore

prof. Guido Altarelli

Relatore esterno

dott. Roberto Leoni

Alessandro Gaggero

(Firma)

**A. A.
2009**

Indice

Introduzione	1
Capitolo 1 Principi di funzionamento	4
1.1 Applicazioni dei Rivelatori di singolo fotone alle lunghezze d'onda delle telecomunicazioni.	4
1.1.1 Crittografia quantistica	4
1.1.2 Caratterizzazione di sorgenti non classiche di singolo fotone.	5
1.1.3 Comunicazioni quantistiche	6
1.1.4 Spettroscopia della fluorescenza di singole molecole	6
1.1.5 Analisi dei circuiti integrati	7
1.2 Rivelatori di singolo fotone	8
1.3 Rivelatori di singolo fotone a nanofili superconduttori	10
1.3.1 Modello della formazione dell'Hotspot resistivo in un film superconduttore	12
1.3.2 Limiti e miglioramenti del modello dell'hotspot	18
1.3.3 Efficienza quantica	21
1.3.4 Dark count e Noise equivalent power	26
1.3.5 Tempo di ritardo e <i>Jitter</i>	30
1.3.6 Modello elettrico: Induttanza cinetica e controreazione elettrotermica	34
1.4 <i>Hotspot plateau</i>	39
1.5 Rivelatori di singolo fotone a nanofili superconduttori	44
1.5.1 Rivelatori a nanofili superconduttori paralleli.	44
1.5.1.1 Rivelatori del numero di fotoni incidenti a nanofili superconduttori (<i>Photon number detector</i> , PND)	44
1.5.1.2 Principio di funzionamento dei PND	46
1.5.2 Rivelatori a punto di contatto superconduttivo (SPC)	49
Capitolo 2 Tecniche sperimentali per la fabbricazione	52
2.1 Litografia elettronica	52
2.2 Tecniche di deposizione di film sottili	59
2.2.1 Tecnica di evaporazione a cannone elettronico	59

2.2.2	Tecnica di crescita mediante sputtering	62
2.3	Tecniche di rimozione del materiale mediante attacco.	66
2.3.1	Attacco con ioni reattivi (<i>Reactive Ion Etching</i>)	68
2.4	Tecniche per l'analisi topografica delle superfici dei film di NbN	70
2.4.1	Microscopia a scansione di sonda (SPM): Principio di funzionamento	70
2.4.2	AFM in Tapping Mode	73
2.5	Apparati sperimentali per la caratterizzazione elettrica e ottica	77
2.5.1	Caratterizzazione elettrica dei film di NbN	77
2.5.2	Apparato per l'acquisizione delle caratteristiche IV	79
2.5.3	Apparati per la caratterizzazione ottica	82
2.5.3.1	Caratterizzazione ottica in elio liquido (4.2K)	82
2.5.3.2	Probe station criogenica	85
Capitolo 3	Processo di nanofabbricazione	87
3.1	Substrati utilizzati per lo sviluppo dei rivelatori	87
3.2	Deposizione di film ultra sottili di nitruro di niobio	89
3.2.1	Come influenzare la microstruttura e la stechiometria del film	90
3.3	Misura dello spessore di un film di NbN	96
3.4	Film di nitruro di niobio su MgO	98
3.5	Ottimizzazione della crescita dei film di NbN su arsenuro di gallio	99
3.6	Disegno e realizzazione dei contatti elettrici e dei marker per il riallineamento	106
3.7	Disegno e realizzazione delle parti ad alta risoluzione	110
3.7.1	Effetto di prossimità	111
3.8	Trasferimento del pattern mediante attacco in ioni reattivi	114
3.9	Deposizione e realizzazione delle resistenze dei PND	117
Capitolo 4	Caratterizzazione elettrica e ottica a 4.2K dei rivelatori di singolo fotone	118
4.1	Caratterizzazione dei rivelatori di singoli fotoni a nanofili superconduttori (SSPD)	118
4.1.1	Caratterizzazione elettrica degli SSPD	118
4.1.1.1	Caratteristiche I-V	119
4.1.1.2	Caratteristiche IV del plateau di corrente (<i>hotspot-plateau</i>)	121
4.1.1.3	Caratterizzazione elettrica a 4.2K SSPD realizzati su film di NbN su MgO	123
4.1.1.4	Caratterizzazione elettrica a 4.2K degli SSPD realizzati su film di NbN su GaAs	125
4.1.2	Caratterizzazione ottica degli SSPD	126
4.1.2.1	Caratterizzazione ottica a 4.2K degli SSPD su MgO	129
4.1.2.2	Caratterizzazione ottica a 4.2K degli SSPD su GaAs	132
4.2	Caratterizzazione dei punti di contatto superconduttivi, SPC	134

4.2.1 Caratterizzazione elettrica a 4.2K degli SPC	135
4.2.2 Caratterizzazione ottica a 4.2K degli SPC	136
4.3 Caratterizzazione dei rivelatori del numero di fotoni incidenti (<i>photon number detectors</i> , PND)	140
4.3.1 Caratterizzazione elettrica a 4.2K dei PND.	141
4.3.2 Caratterizzazione ottica a 4.2K dei PND	143
Conclusioni	147
Pubblicazioni	150
Bibliografia	152

Indice delle figure

- Fig. 1:** Immagine al microscopio a scansione elettronica (SEM) di un SSPD costituito da un nanofilo, largo 100nm spesso 4.5nm, disposto a meandro, la spaziatura tra due porzioni adiacenti del nanofilo è pari a 150nm, ognuna è lunga 10 μm e il loro numero totale è 21. L'area totale è pari a 100 μm^2 . 10
- Fig. 2:** Schema del meccanismo di rivelazione di un singolo fotone in un SSPD. 11
- Fig. 3:** Schema del processo di termalizzazione. 13
- Fig. 4:** Concentrazione delle quasiparticelle all'interno della sezione del filo ad istanti successivi all'assorbimento del fotone; nel riquadro è rappresentato lo schema del processo. 15
- Fig. 5:** Schema dei nanofili superconduttore polarizzato con una corrente I . Con le linee in grassetto è indicato il volume minimo all'interno del quale una riduzione delle coppie di Cooper causa un cambiamento nella loro velocità media. Il cilindro grigio raffigura la nube di quasiparticelle di dimensione A . 19
- Fig. 6:** Conteggi al secondo di un SSPD (simboli vuoti) e dei *dark count* (simboli pieni) in funzione della corrente di polarizzazione I_b , normalizzata rispetto alla corrente critica I_c . Lo spessore del film di NbN è di 3.5nm. L'asse di destra rappresenta la corrispondente efficienza quantica. Le linee rosse sono state aggiunte per rendere più facile la visualizzazione del cambio di pendenza nell'andamento della QE al disotto di I_t indicata dalla linea tratteggiata. 23
- Fig. 7:** a) Conteggi al secondo di un SSPD (simboli vuoti) ottenuti a 4.2K per diverse lunghezze d'onda 0,8 μm (rombi), 1,2 μm (quadrati) e 2 μm (triangoli), con i simboli pieni è riportato l'andamento del tasso dei conteggi di buio, tutte le curve sono normalizzate rispetto al loro massimo. b) andamento dell'efficienza quantica relativa misurata per diverse correnti di polarizzazione 0.60 I_c , 0.77 I_c , 0.80 I_c , 0.89 I_c , in funzione della lunghezza d'onda della radiazione incidente, per rendere più facile la lettura del grafico le curve sono state traslate arbitrariamente lungo l'ordinata, le frecce indicano la lunghezza d'onda di soglia [35]. 23
- Fig. 8:** Efficienza quantica di un SSPD per differenti valori della corrente di polarizzazione al variare della lunghezza d'onda dei fotoni incidenti (simboli bianchi) e fit dei dati sperimentali eseguito con il modello basato sulla rottura dei VAP. Per ogni corrente di polarizzazione sono stati utilizzati gli stessi parametri per eseguire il fit [51]. 24
- Fig. 9:** Andamento dell'efficienza quantica per due temperature di lavoro diverse (2.2K e 4.2K) e $\lambda=1.26 \mu\text{m}$. Come è possibile notare la QE aumenta con il diminuire della temperatura [28]. 25
- Fig. 10:** Transizione resistiva in un superconduttore 2D. Al di sopra di T_c la transizione è dominata dalle fluttuazioni dell'ampiezza del parametro d'ordine, mentre al di sotto da quelle della fase del parametro d'ordine, finché non si arriva a $T=T_{\text{BKT}}$, quando finalmente R diventa zero. 27
- Fig. 11:** Schema illustrativo del modello dei VAP per un evento di *dark count* in un filo superconduttore. Il nanofilo è polarizzato con una corrente I_B , la forza di Lorentz agisce su entrambi i vortici di ogni VAP portando ad un orientamento preferenziale della coppia. Il cerchio rappresenta una zona in cui è presente una fluttuazione termica che può causare la rottura del legame tra i vortici. 28
- Fig. 12:** Schema della dinamica di formazione della zona resistiva; a) flusso di fotoni incidenti molto alto; b) regime di due fotoni per impulso che porta alla formazione di due hotspot all'interno del filo; c) regime di un singolo fotone per impulso [40]. 30

Fig. 13: Dati sperimentali ricavati per t_d da Zhang et al. in funzione del numero di fotoni incidenti per impulso laser e per unità di area del dispositivo. Le linee solide servono solo per facilitare la lettura dei dati [40].	32
Fig. 14: Segnale dato dalla sovrapposizione di diversi impulsi di risposta di un SSPD; in alto è riportato un istogramma delle misure di jitter del segnale. La larghezza del segnale è di circa 150 ps.	33
Fig. 15: Impulso di tensione registrato ai capi di quattro dispositivi diversi, mantenuti ad una temperatura di lavoro di 4,2K, polarizzati con una corrente di $11,5\mu\text{A}$, in tutti i dispositivi la larghezza nominale di un filo è di 100nm.	35
Fig. 16: a) Schema del modello elettrico. L'area tratteggiata rappresenta l'SSPD; b) andamento della corrente e della tensione ai capi del dispositivo.	36
Fig. 17: a) Modello elettrico del funzionamento del dispositivo, un fotone genera un <i>hotspot</i> con resistenza in serie con l'induttanza cinetica del nanofilo L; b) schema del circuito sperimentale utilizzato in [61], in cui compaiono anche la resistenza serie R_s , il <i>bias-tee</i> e l'impedenza del generatore di corrente; c) e d) Impulsi di risposta del rivelatore mediati per $R_s = 0.250 \Omega$ ($L = 50 \text{ nH}$).	37
Fig. 18: (a) Schema del filo superconduttore; (b) schema del flusso di calore.	40
Fig. 19: Distribuzione delle temperature per diversi diametri dell' <i>hotspot</i> in approssimazione di $L_{th} \ll l$, assumendo che la temperatura agli estremi del film sia $T = T_b$. la distribuzione della restante metà del film è simmetricamente uguale. I punti riportati indicano la posizione dell'interfaccia normale superconduttore dove $T = T_c$.	41
Fig. 20: Andamento teorico delle caratteristiche IV ottenuto tramite il modello di SBT. I_1 e R_B sono definite nel testo. Nel riquadro viene riportata la geometria utilizzata per derivare il modello. I numeri riportati affianco ad ogni caratteristica indicano il corrisponde valore del rapporto l/L_{th} tra la lunghezza del nanofilo l e quella di termalizzazione L_{th} .	42
Fig. 21: Caratteristica IV a 4.2K di un <i>hotspot</i> plateau di un SSPD realizzato con un film di NbN su MgO spesso 7nm. $I_c = 24.8\mu\text{A}$, $I_{hs} = 5.9\mu\text{A}$.	43
Fig. 22: a) Circuito equivalente di un N-PND con resistenze serie. Le n sezioni transite in seguito all'assorbimento di un fotone sono rappresentate in rosa tutte attraversate dalla stessa corrente I_f , mentre quelle che si trovano ancora allo stato superconduttivo sono in verde tutte con la stessa corrente I_u . I_{out} invece è la corrente che scorre attraverso la resistenza d'ingresso degli amplificatori. b) circuito semplificato dello stesso N-PND, dove i due insiemi di sezioni transite e non sono stati sostituiti dai rispettivi circuiti equivalenti di Thévenin.	48
Fig. 23: Andamento teorico delle caratteristiche IV ricavato del modello SBT refinito per il caso $L_{th} \geq l$, Nel riquadro viene riportata la geometria utilizzata per derivare il modello. I numeri riportati affianco ad ogni caratteristica indicano il corrisponde valore del rapporto L/η . Nell'inserto è riportata la geometria considerata nel ricavare il modello.	51
Fig. 24: Fotografia del sistema utilizzato per la litografia elettronica EBPG 5HR della Vistec in uso presso l'IFN.	52
Fig. 25: a) Descrizione schematica del comportamento di un resist positivo, b) immagine SEM relativa ad un resist positivo, c) descrizione schematica del comportamento di un resist negativo con corrispondente immagine SEM d).	53
Fig. 26: Immagine SEM della punta dell'emettitore Schottky montato sull'EBPG 5HR;	54
Fig. 27: Schema della colonna elettro-ottica dell'apparato litografico EBPG 5 HR	55
Fig. 28: Strategia di scrittura dell'EBPG 5 HR	58
Fig. 29: Impianto di evaporazione a cannone elettronico Balzers utilizzato per la deposizione dei metalli. L'armadio sulla sinistra contiene tutti gli strumenti di controllo dell'evaporatore. Sulla destra è visibile la campana contenente il cannone elettronico e i crogioli e sotto l'armadio con i sistemi da vuoto.	59
Fig. 30: Schema di funzionamento dell'evaporatore a cannone elettronico. Gli elettroni emessi da un filamento ed accelerati vanno a colpire un crogiolo con il materiale da evaporare. Il vapore così prodotto va a condensare sulle pareti della camera e sul campione	61
Fig. 31: Sezione trasversale della struttura del magnete planare circolare. Il raggio delle orbite degli elettroni non è in scala per una migliore comprensione, [84].	63

Fig. 32: Impianto per la crescita tramite sputtering utilizzato per la deposizione dei film superconduttori.	64
Fig. 33: Schema illustrativo della camera di deposizione dell'impianto da sputtering utilizzato per la crescita dei film di NbN	64
Fig. 34: a) Sezione trasversale di un campione prima di effettuare l'attacco; b) Sezione trasversale di un campione sottoposta ad <i>etching</i> liquido; b) risultato ottenibile con un attacco a secco.	66
Fig. 35: I tre meccanismi fondamentali per l'attacco a secco	67
Fig. 36: Impianto utilizzato presso l'IFN per gli attacchi con ioni reattivi (RIE).	68
Fig. 37: Schema di funzionamento di un RIE. Alle aperture laterali sono collegati due condotti: uno per l'iniezione dei gas in camera e l'altro per il collegamento di una pompa che consenta di lavorare a pressione costante.	69
Fig. 38: Componenti di base nella SPM.	71
Fig. 39: Schema di AFM in Tapping Mode	73
Fig. 40: Schema del sistema di rilevamento delle flessioni della leva con metodo ottico.	73
Fig. 41: Immagini SEM a) di una sonda in nitruro di silicio, b) in silicio cristallino	74
Fig. 42: Esempio di scansione con punte di forma diversa	75
Fig. 43: Esempio di scansione di un reticolo a pareti verticali	75
Fig. 44: Angoli tipici d'inclinazione delle pareti laterali di una sonda di silicio	76
Fig. 45: Effetti di convoluzione tra punta e campione	76
Fig. 46: Diagramma a blocchi dell'apparato utilizzato per le misure della resistenza in funzione della temperatura. Il controllo della temperatura viene eseguito tramite un Conductus LTC10 o un Lake Shore 325, lo switcher è un HP 3488A, mentre il multimetro un HP 3458A.	77
Fig. 47: Schema illustrativo del porta campioni utilizzato per la caratterizzazione elettrica dei film in elio liquido.	78
Fig. 48: Porta campioni utilizzato per effettuare la caratterizzazione elettrica a 4.2K dei dispositivi.	80
Fig. 49: Schema di principio dell'apparato sperimentale utilizzato per l'acquisizione a 4.2K delle caratteristiche IV.	81
Fig. 50: Immagine del porta campioni utilizzato per le misure ottiche in elio liquido a 4.2K. In giallo sono evidenziate le saldature di Au utilizzate per la connessione dei contatti elettrici dei dispositivi, mentre in verde sono indicate le connessioni a massa dei dispositivi	82
Fig. 51: Schema della parte finale dell'inserto criogenico (testa) utilizzato per la caratterizzazione ottica a 4.2K. Con le frecce rosse sono indicate le parti più significative del terminale.	83
Fig. 52: Diagramma a blocchi dell'apparato utilizzato per la caratterizzazione degli SSPD a 4.2K. il controllo della temperatura è eseguito con un Lake Shore 325, il generatore di tensione continua è un Yokogawa 7651, il multimetro un HP3458A, il contatore uno <i>Standford research system</i> SR 400, l'oscilloscopio un Tektronix TDS 5104 (1 GHz bandwidth) o un Agilent Infinium DCA-J 86100 C (40 GHz bandwidth)	84
Fig. 53: Schema della <i>probe station</i> criogenica.	85
Fig. 54: a) Visione laterale e b) frontale della struttura del DBR utilizzata per le simulazioni dei DBR	88
Fig. 55: Schema dei due processi antagonisti che avvengono durante il processo di sputtering. a) uno ione argon viene accelerato verso il catodo e interagendo con il target rimuove una particella di NbN, b) uno ione argon accelerato verso il target ne riemerge come un atomo neutro. I due processi sono rappresentati separatamente per semplicità, in realtà l'arrivo di uno ione provoca il distacco di un atomo di NbN e la riflessione di un atomo di Ar.	92
Fig. 56: Esempio del disegno riprodotto sul campione per la misura di spessore	97
Fig. 57: Andamento della resistenza in funzione della temperatura dei film di NbN di quattro spessori diversi: 7nm (cerchi viola), 5.5nm (stelle blu), 4nm (quadrati gialli) and 3nm (triangoli verdi). Le condizioni di deposizione sono quelle riportate in Tabella 4. Nell'inserto viene mostrato l'andamento della T_c e della ΔT_c in funzione dello spessore.	98
Fig. 58: a) Resistenza dei film di NbN su GaAs di vari spessori in funzione della temperatura; b) andamento della temperatura critica e della larghezza di transizione in funzione dello spessore.	100
Fig. 59: Confronto tra film di diversi spessori depositi su MgO (simboli pieni) e film depositi su GaAs (simboli aperti); colori uguali corrispondono a spessori nominali uguali.	100

Fig. 60: a) Immagine AFM 2D della superficie di un film di NbN deposto su GaAs mantenendo il substrato ad una temperatura $T_s=400^\circ\text{C}$, l'area di scansione è di $1\mu\text{m}^2$, b) la stessa immagine in 3D.	101
Fig. 61: Immagine AFM della superficie di un campione di GaAs non trattato.	102
Fig. 62: Immagini AFM delle superfici dei tre campioni riscaldati a tre temperature diverse per 8 ore, a) 400°C , b) 350°C e c) a 300°C .	102
Fig. 63: Immagini AFM delle superfici dei campioni di GaAs utilizzati per determinare il valore massimo di T_s per un tempo di riscaldamento breve, a) mantenendo il substrato a 300°C per 7h e 30' e a 400°C per soli 30'; b) mantenendo il substrato a 300°C per 7h e 30' e a 350°C per soli 30'	104
Fig. 64: a) Immagine AFM 2D della superficie di un film di NbN deposto su GaAs dopo l'ottimizzazione del processo, l'area di scansione è di $1\mu\text{m}^2$, b) la stessa immagine in 3D.	105
Fig. 65: a) Confronto tra l'andamento della resistenza in funzione della temperatura dei film di NbN deposti su GaAs in seguito al processo di ottimizzazione (simboli chiusi) e dei film deposti su MgO. Il colore identifica spessori confrontabili entro l'errore della misura ($\pm 0.5\text{nm}$); b) andamento della temperatura critica T_c e della larghezza di transizione ΔT_c in funzione dello spessore.	105
Fig. 66: Disegno dei contatti elettrici adattati a 50Ω utilizzati per la caratterizzazione di tutti i nostri dispositivi; in figura inoltre sono indicati con le frecce rosse sia i marker di riallineamento negli step successivi, sia i contatti elettrici dei quattro dispositivi inseriti in ogni chip.	106
Fig. 67: Diagramma di flusso della procedura da seguire per l'utilizzo dell'EBPG 5HR	107
Fig. 68: Immagine dell'orientamento con cui è montato il campione sul portacampioni e del marker che viene preso come riferimento per l'inizio dell'esposizione.	110
Fig. 69: Meccanismo fisico dell'effetto di prossimità	111
Fig. 70: Immagini di simulazioni eseguite con Casino v2.42, in blu le traiettorie degli elettroni incidenti sul substrato, in rosso quelle degli elettroni di <i>back-scattering</i> , a) si riferisce alle simulazioni eseguite su MgO, mentre b) su GaAs, in entrambi i casi il campione è costituito da un film di 160nm di HSQ, da un film di 5nm di NbN più il substrato (GaAs o MgO). L'energia degli elettroni è 100kV e il numero di traiettorie simulate è 5000.	112
Fig. 71: Esempi di simmetrie di dose utilizzate per la correzione dell'effetto di prossimità su GaAs, a) simmetria circolare, b) simmetria quadrata, ogni colore corrisponde ad una dose diversa, più alta all'esterno (giallo) e minore al centro (rosso); c) simmetria utilizzata per la realizzazione di un meandro su MgO dove non è necessaria alcuna correzione dell'effetto di prossimità	113
Fig. 72: Immagine al microscopio a scansione elettronica di un SSPD realizzato su MgO, il meandro è costituito da un nanofilo largo 100nm, il fattore di riempimento è pari al 40%. Nell'immagine il meandro di NbN è ricoperto dall'HSQ.	115
Fig. 73: Immagine al microscopio a forza atomica AFM di un SSPD realizzato su di un film di NbN su GaAs. Il fattore di riempimento del meandro è pari al 40% e la larghezza del nanofilo è pari a 100nm	116
Fig. 74: a) Immagine a scansione elettronica di un SPC largo 75nm, a nord e a sud del dispositivo è possibile vedere l'induttore di NbN inserito per rallentare il dispositivo ed impedire la formazione di uno stato resistivo stabile; b) ingrandimento del punto di contatto di 75nm.	116
Fig. 75: Immagine a scansione elettronica di diversi disegni dei PND realizzati, a) disegno iniziale di un PND costituito da 14 sezioni parallele senza resistenze, b) primo tentativo di integrazione delle resistenze in un PND costituito da 8 elementi paralleli, c) design ottimizzato di un PND con resistenze integrate costituito da sei sezioni parallele, d) PND circolare con resistenze integrate e costituito da 6 elementi in parallelo. La larghezza dei nanofili di cui è costituita ogni sezione è 100nm, il fattore di riempimento è il 40% e l'area totale attiva è pari a $10 \times 10 \mu\text{m}^2$, il diametro del PND circolare è pari a $10\mu\text{m}$. Gli elementi attivi di ogni dispositivo sono evidenziati con i colori, le resistenze serie sono colorate in rosa. I meandri laterali (non colorati) sono inseriti per rendere uniforme la distribuzione della dose lungo tutto il dispositivo	117
Fig. 76: a) Schema del circuito di acquisizione delle caratteristiche I-V; b) tabella dei valori delle resistenze utilizzate per il circuito di acquisizione	119

- Fig. 77:** Caratteristica IV di un meandro costituito da 5 fili in serie. Le lettere indicano l'ordine con cui, aumentando la corrente di polarizzazione I_b , oltre il valore della corrente critica I_c , transiscono i 5 fili (da A fino ad E), mentre seguendo le frecce si ha un'idea di come si sviluppa la caratteristica IV. 120
- Fig. 78:** Schema del circuito utilizzato per l'acquisizione delle caratteristiche IV del *hotspot plateau*; 121
- Fig. 79:** Caratteristica IV di un *hotspot plateau* misurata a 4.2K. In figura sono indicate le tre zone: superconduttiva, metastabile e la regione dell'*hotspot plateau*. 122
- Fig. 80:** a) Caratteristica IV ottenute a 4.2K con un meandro costituito da un nanofilo di NbN su MgO largo 100nm, lungo 105 μ m e spesso 5nm; b) caratteristica IV del *hotspot plateau* ottenuta con lo stesso dispositivo sempre a 4.2K 124
- Fig. 81:** a) caratteristica IV ottenute a 4.2K con un meandro costituito da un nanofilo di NbN su GaAs largo 100nm, lungo 105 μ m e spesso 5nm; b) caratteristica IV del *hotspot plateau* ottenuta con lo stesso dispositivo sempre a 4.2K 125
- Fig. 82:** Circuito equivalente dell'apparato utilizzato per la caratterizzazione ottica 127
- Fig. 83:** a) Esempio di non correlazione temporale tra la risposta del SSPD (segnale celeste in alto) e l'impulso pilota (giallo nel mezzo), a causa della quale la media (in rosso in basso) risulta nulla; b) parziale correlazione temporale, la media (in rosso in basso) non riesce a ricostruire correttamente la forma dell'impulso pilota (in giallo in mezzo); c) perfetta sincronia tra i due segnali, la media (in rosso in mezzo) ricostruisce perfettamente la forma dell'impulso pilota (in giallo in alto). Nelle figure b e c l'impulso del SSPD è negativo perché per amplificare il segnale sono stati utilizzati tre amplificatori in serie il cui fattore di amplificazione era negativo, mentre in A sono stati utilizzati solo 2 amplificatori. 128
- Fig. 84:** Andamento dei conteggi del rivelatore in funzione della potenza del laser incidente, le misure mostrate sono state effettuate a 6K. Nell'inserto è riportato il risultato del fit lineare eseguito sui dati mostrati 129
- Fig. 85:** Efficienza quantica (quadrati rossi) e tasso dei conteggi di buio (triangoli neri) in funzione della corrente di polarizzazione normalizzata I_b/I_c in regime di assorbimento di singolo fotone per un SSPD di 5x5 μ m² di area, w=100nm, f=40% e d=4nm, la lunghezza d'onda della radiazione incidente era $\lambda=1.3 \mu$ m e la temperatura di lavoro era T=4.2K. 130
- Fig. 86:** La curva arancione continua indica la foto risposta del SSPD di dimensioni 5x5 μ m² (w=100 nm, l=105 μ m, d=4 nm e f=40%). Gli impulsi della radiazione incidente erano larghi 100ps, $\lambda=1.3 \mu$ m, il laser utilizzato era un laser a diodo con una velocità di ripetizione pari a 26MHz. Il dispositivo è stato provato in un bagno di He liquido a 4.2K. La curva tratteggiata indica il fit esponenziale eseguito. 131
- Fig. 87:** Risposta ottica di un SSPD costituito da un nanofilo largo 100nm lungo 105 μ m avvolto a meandro con un fattore di riempimento pari al 40%, con i quadrati rossi è rappresentata la risposta del rivelatore ad una radiazione incidente di lunghezza d'onda pari a $\lambda=780$ nm, con i cerchi viola quella del rivelatore ad una radiazione di lunghezza d'onda pari a 1.3 μ m, mentre con i triangoli neri sono indicati i conteggi di buio 132
- Fig. 88:** a) Misura dell'efficienza quantica a 6K di un SSPD costituito da un nanofilo largo 100nm spesso 5nm e disposto a meandro con un fattore di riempimento del 40%, la lunghezza d'onda della radiazione incidente è pari a $\lambda=1.3 \mu$ m; b) misura dell'efficienza quantica dello stesso dispositivo a 4.2K e $\lambda=780$ nm. 133
- Fig. 89:** Caratteristica IV a 4.2K di un SPC costituito da una struttura quadrata di dimensioni 100x100nm² e spessa 6nm. Seguendo le frecce gialle è possibile seguire lo sviluppo della transizione del dispositivo. 135
- Fig. 90:** a) Andamento del numero dei conteggi del rivelatore in funzione della potenza della radiazione laser incidente sul dispositivo ($\lambda=1330$ nm), nell'inserto è possibile vedere un tipico impulso di risposta; b) conteggi del rivelatore (curva rossa) e darkcounts (curva nera). Entrambe le misure sono state effettuate a 6K. 136
- Fig. 91:** Immagine in due dimensioni dei conteggi del rivelatore in funzione della posizione dello spot del laser ($\lambda=780$ nm, numero di fotoni $\gg 1$). Nell'inserto una scansione in una dimensione ($\lambda=1300$ nm e 0.5 fotoni in media per impulso). 138

- Fig. 92:** Conteggi del rivelatore in funzione del numero medio di fotoni per impulso per quattro diverse correnti di polarizzazione. La frequenza di ripetizione degli impulsi era di 80MHz. I punti misurati sperimentalmente (simboli pieni) sono stati utilizzati per eseguire un fit in scala Log Log. Per un numero medio basso di fotoni per impulso i dati sperimentali (simboli vuoti) deviano dalla pendenza ideale dato che la probabilità di assorbimento di N-fotoni diventa trascurabile 139
- Fig. 93:** Caratteristiche IV a 4.2K di diversi esempi di PND ogni sezione parallela è costituita da dei meandri in cui le dimensioni del nanofilo sono sempre le stesse $w=100\text{nm}$, $l=10\mu\text{m}$, $d=5\text{nm}$ e $f=40\%$ le diverse strutture differiscono tra loro per il numero di sezioni in parallelo (N_p) e per il numero di nanofili che costituiscono ogni elemento (N_s). a) PND costituito da 4 elementi in parallelo ciascuno dei quali formato dalla serie di 11 nanofili b) struttura con $N_p=6$ e $N_s=7$, c) $N_p=8$ e $N_s=5$, d) $N_p=10$ e $N_s=5$. Come si può notare la corrente critica è all'incirca proporzionale a $I_{c,tot}=N_p \times I_{c,i}$, dove per esempio in figura $I_{c,i} \sim 9\mu\text{A}$. 141
- Fig. 94:** Caratteristiche IV di *hotspot* a 4.2K di diversi esempi di PND ogni sezione parallela è costituita da dei meandri in cui le dimensioni del nanofilo sono sempre le stesse $w=100\text{nm}$, $l=10\mu\text{m}$, $d=5\text{nm}$ e $f=40\%$. Le diverse strutture differiscono tra loro per il numero di sezioni in parallelo (N_p) e per il numero di nanofili che costituiscono ogni elemento (N_s). a) PND costituito da $N_p=4$ elementi in parallelo ciascuno dei quali formato dalla serie di $N_s=11$ nanofili b) struttura con $N_p=6$ e $N_s=7$, c) $N_p=8$ e $N_s=5$, d) $N_p=10$ e $N_s=5$. Come si può notare anche la corrente di *hotspot* I_h , oltre alla corrente critica, è all'incirca proporzionale a N_p , dove per esempio in figura $I_{h,i} \sim 3.5\mu\text{A}$. 142
- Fig. 95:** Misura a 4.2K del valore della resistenza risultante dal parallelo delle resistenze serie dei diversi elementi del PND. In questo caso la misura è stata effettuata a quattro fili in modo da eliminare la resistenza di circa $20\ \Omega$ dovuta ai fili con i quali il dispositivo è collegato con gli strumenti all'esterno del dewar. 143
- Fig. 96:** a) Traccia singola all'oscilloscopio della foto risposta di un rivelatore di area $8.6 \times 8\ \mu\text{m}^2$ costituito dal parallelo di $N_p=5$ sezioni senza resistenze in serie. Il campione è stato misurato a 4.2K con l'inserto criogenico immergendolo in He liquido, illuminandolo uniformemente con un laser al titanio zaffiro di lunghezza d'onda $\lambda=700\text{nm}$ e con una frequenza di ripetizione pari a 80MHz; b) transiente della foto risposta acquisito con un oscilloscopio a campionamento a 40GHz di un PND di area $10 \times 10\ \mu\text{m}^2$ con $N_p=4$ con resistenze in serie misurato a $\sim 6\text{K}$ con la *probe station* e illuminato da un laser a diodo di InGaAs con $\lambda=1300\text{nm}$, con impulsi larghi 100 ps e con una frequenza di ripetizione pari a 26MHz. Le curve in rosso servono solo come aiuto visivo. 144
- Fig. 97:** Circuito equivalente di un N-PND con resistenze serie utilizzato per simulare il funzionamento del rivelatore. 145

Introduzione

Il regime di rivelazione di singolo fotone rappresenta il limite ultimo per la sensibilità di un rivelatore. Negli ultimi anni sono state sviluppate un numero sempre maggiore di applicazioni in cui è necessario l'impiego di un rivelatore con una sensibilità così elevata, come le comunicazioni quantistiche alle lunghezze d'onda delle telecomunicazioni, distribuzioni quantistiche di chiavi crittografiche, caratterizzazione di sorgenti luminose non classiche, spettroscopia della fluorescenza emessa da singole molecole, analisi non invasiva dei circuiti integrati, la metrologia e misure astronomiche. Le principali applicazioni dei rivelatori di singoli fotone saranno discusse nel capitolo 1. Per lunghezze d'onda maggiori o uguali a quelle del visibile esistono diversi rivelatori basati principalmente sulla tecnologia dei semiconduttori, come i tubi fotomoltiplicatori, PMT e i fotodiodi ad effetto a valanga APD. Nel campo del visibile questi rivelatori sono ineguagliabili in termini di efficienza e velocità, potendo inoltre lavorare a temperature prossime se non uguali a quella ambiente. Le prestazioni di questi dispositivi crollano vistosamente quando però si aumenta la lunghezza d'onda, passando a quelle tipiche dell'infrarosso ed in particolare alle lunghezze utilizzate per le telecomunicazioni ($\lambda \sim 1.31\mu\text{m}$ o $1.55\mu\text{m}$). Tali Lunghezze d'onda corrispondono a i minimi di assorbimento della fibra, quindi, permettono di realizzare collegamenti ottici alle distanze maggiori. Le prestazioni di questi rivelatori calano drasticamente a causa del gap del silicio nei PMT ($\lambda \sim 1.1\mu\text{m}$), e del rapporto segnale rumore negli APD, senza contare che in alcuni casi è necessario ridurre la temperatura di lavoro del rivelatore. Argomento di questo lavoro di tesi è lo sviluppo e la caratterizzazione dei rivelatori di singolo fotone a nanofili superconduttori (*Superconductive Single Photon Detector*, SSPD). Questi rivelatori migliorano ampiamente le prestazioni di qualsiasi altro rivelatore alle lunghezze d'onda tipiche delle telecomunicazioni, in termini di efficienza, velocità, risoluzione temporale e conteggi di buio, operando ad una temperatura di lavoro di 4.2K facilmente accessibile ai criorefrigeratori moderni. Al fine di poter meglio

discutere le proprietà di rivelazione dei dispositivi che tratteremo può essere utili introdurre fin da ora le principali figure di merito che utilizzeremo in seguito:

- Efficienza quantica, è data dal rapporto tra il numero di fotoni rivelati dal dispositivo e il numero di fotoni incidenti sul dispositivo.
- Conteggi di buio (*dark-count*), eventi registrati dal rivelatore anche in assenza di radiazione incidente.
- Velocità, è a la frequenza massima alla quale può lavorare il rivelatore.
- Risoluzione temporale, è legata alla stabilità temporale del segnale di risposta (*jitter*). Più è basso il valore di *jitter* più è elevata la stabilità temporale dell'impulso di risposta e più è alta la risoluzione temporale.
- Tempo di reset, intervallo di tempo necessario al rivelatore in seguito ad un evento di rivelazione per riassetarsi e tornare ad essere pronto per rivelare l'arrivo di un nuovo evento.
- *Noise Equivalent Power*, definito come la potenza radiante che produce un rapporto segnale rumore pari all'unità all'uscita di un dato rivelatore ottico, ad una data frequenza di ripetizione, lunghezza d'onda e larghezza di banda.

Questo lavoro di sviluppo e caratterizzazione è stato svolto nell'ambito del progetto europeo SINFONIA (acronimo di *SIN*gle *PHO*ton *Nano*structured *detectors* for *advanced optI*cal *Applications*) che ha coinvolto l'Istituto di Fotonica e Nanotecnologie di Roma (IFN-CNR). Lo scopo di questo progetto era la realizzazione, caratterizzazione e ottimizzazione dei rivelatori di singoli fotoni a nanofili superconduttori (*Superconductive Single Photon Detector*, SSPD). Questi rivelatori sono basati su dispositivi nano fotonici costituiti da nano strutture realizzate su sottili film superconduttori. Le strutture sono composte da sottili fili di nitruro di niobio, NbN, spessi tra i 4 e i 6 nm, larghi $\approx 100\div 200$ nm, disposti in modo da formare un meandro. In seguito all'assorbimento di un fotone in questi dispositivi si ha il passaggio temporaneo di parte del filo dallo stato superconduttivo. La formazione della zona normale causa la comparsa ai capi del dispositivo di un breve impulso di tensione di ampiezza misurabile. La tecnologia degli SSPD è stata ideata nei laboratori dell'MSPU (Moscow State Pedagogical University) di Mosca dal gruppo del prof. Gregory Gol'tsman, dove è stato dimostrato che le potenzialità di questo tipo di rivelatori sono date da un'efficienza $>50\%$, meno di 1 dark count/s, una frequenza di lavoro >2 GHz e un jitter <20 ps. Riuscire a raggiungere questi limiti di efficienza del rivelatore aprirebbe

nuove opportunità in numerosi campi tra i quali quelli descritti precedentemente. A tale scopo il progetto SINPHONIA prevedeva la collaborazione di diversi gruppi di ricerca facenti parte del progetto. Per la realizzazione del lavoro di questa tesi, in particolare, si è collaborato con quattro di questi gruppi presso: l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), il Commissariat à l'Energie Atomique (CEA) e da Moscow State Pedagogical University (MSPU) e l'Istituto di Cibernetica del CNR di Pozzuoli.

Capitolo 1 Principi di funzionamento

In questo capitolo inizialmente ci occuperemo di analizzare i motivi per i quali nella comunità scientifica si è sviluppato un interesse crescente nei confronti dei rivelatori di singolo fotone, soprattutto per quelli operanti alle lunghezze d'onda delle telecomunicazioni. A tale scopo analizzeremo quali sono attualmente le principali applicazioni di questi rivelatori. In seguito cercheremo di dare una descrizione panoramica dei rivelatori di singolo fotone attualmente in uso, per poi andare in dettaglio nella discussione del principio di funzionamento dei dispositivi realizzati nell'ambito di questo lavoro di dottorato.

1.1 Applicazioni dei Rivelatori di singolo fotone alle lunghezze d'onda delle telecomunicazioni.

1.1.1 Crittografia quantistica

La crittografia quantistica (*Quantum Key Distribution* QKD) sfrutta le leggi della meccanica quantistica per permettere a due individui di scambiarsi in modo sicuro e segreto la chiave con cui viene criptata l'informazione che deve essere comunicata. La chiave viene codificata, per esempio, sfruttando gli stati di polarizzazione di singoli fotoni, in questo modo la sicurezza della trasmissione viene garantita dalle leggi della meccanica quantistica, come il principio d'indeterminazione di Heisemberg o il collasso della funzione d'onda [1].

A partire dal primo esperimento di crittografia quantistica (1992 [2]), in cui la linea di trasmissione era lunga circa 32cm e i fotoni si propagavano nello spazio libero, la distanza alla quale viene eseguito l'esperimento è andata man mano aumentando. Esperimenti di crittografia quantistica possono essere effettuati anche facendo propagare i fotoni in opportuni sistemi, fibre ottiche. Le fibre ottiche sono classificate come guide d'onda dielettriche. Esse, in altre parole, permettono di convogliare al loro interno un campo elettromagnetico di frequenza opportuna (in

genere in prossimità dell'infrarosso) con perdite estremamente limitate, se vengono utilizzate lunghezze d'onda comprese tra i 1310 nm e i 1550nm.

Come accennato l'effettiva lunghezza della linea di trasmissione viene in primo luogo limitata dalle perdite causate dall'assorbimento nel mezzo di propagazione, ma un altro fattore che può influire è legato alle prestazioni del rivelatore di singolo fotone utilizzato per la ricezione dell'informazione. Possiamo quindi affermare che dal punto di vista tecnologico lo sviluppo dei rivelatori di singolo fotone è un argomento chiave per il progresso in questo campo. Un rivelatore ideale di singolo fotone per la QKD deve avere un'elevata efficienza di rivelazione (efficienza quantica QE) alle lunghezze d'onda delle telecomunicazioni ($\lambda \approx 1310 \text{ nm} \div 1550 \text{ nm}$), alta velocità di rivelazione, un basso numero di conteggi di buio (*dark-counts rate* D_k) ed un basso *Jitter*.

1.1.2 Caratterizzazione di sorgenti non classiche di singolo fotone.

Nella maggior parte dei primi esperimenti di QKD veniva utilizzato il protocollo ideato da Bennett e Brassard nel 1984 (BB84) [3] e come sorgente dei fotoni veniva utilizzato un laser attenuato, in questo modo però non era possibile trasmettere una chiave in modo sicuro, in quanto non si poteva escludere un eventuale intercettazione da parte di terzi di alcuni fotoni e quindi dell'informazione segreta. Ancor più grave non c'era modo di sapere se il messaggio era stato effettivamente manipolato da un'eventuale spia, il cosiddetto *photon number splitting* (PNS) *attack* [4]. Un modo per prevenire un'eventuale intercettazione del segnale è utilizzare una sorgente deterministica di singolo fotone [5], per questo motivo negli ultimi anni in tutto il mondo si è sviluppata la ricerca sulle sorgenti di singolo fotone. Tuttavia, anche se la ricerca nella messa a punto di sorgenti di singolo fotone alle lunghezze d'onda delle telecomunicazioni ha fatto grossi progressi, la loro caratterizzazione in termini di durata del tempo di emissione e della probabilità residua di emissione di due fotoni rimane difficoltosa perché necessita di un rivelatore di singolo fotone. In generale, gli stati quantistici della luce sono di notevole interesse per lo sviluppo della crittografia quantistica e in generale per le comunicazioni quantistiche, ma per una loro corretta caratterizzazione sono necessari rivelatori di singolo fotone con un basso *Jitter*, pochi conteggi di buio, elevata efficienza quantica alle lunghezze d'onda delle telecomunicazioni e cosa non meno importante i rivelatori devono essere in grado di distinguere

anche segnali molto veloci. Recentemente è stata dimostrata una distribuzione di entanglement in fibra ottica su una distanza di 100 Km da diversi gruppi [6], [7]. In questi esperimenti non era possibile dimostrare un entanglement a distanze superiori a causa sia della bassa efficienza della sorgente di fotoni entangled sia a causa degli eccessivi conteggi di buio e alla limitata velocità di conteggio del rivelatore di singolo fotone utilizzato, che sostanzialmente limitava la possibilità di distinguere eventi coincidenti.

1.1.3 Comunicazioni quantistiche

I rivelatori di singolo fotone possono essere utilizzati anche nelle comunicazioni ottiche a lunga distanza, come per esempio nello spazio, l'utilizzo di questo tipo di rivelatore permetterebbe di ridurre la complessità del ricevitore e di migliorare la sua sensibilità [8]. Comunque fino ad oggi questo tipo di tecniche di rivelazione non sono state molto utilizzate principalmente a causa dei rivelatori di singolo fotone disponibili, i quali alle lunghezze d'onda tipiche delle telecomunicazioni soffrono di una bassa efficienza di rivelazione, di una bassa velocità di conteggio e di un elevato tasso di conteggi di buio.

1.1.4 Spettroscopia della fluorescenza di singole molecole

La spettroscopia della fluorescenza di singole molecole è una tecnica di analisi delle strutture, delle funzioni e della dinamica di sistemi biologici. Questo tipo di tecnica necessita di un rivelatore di singolo fotone molto sensibile e con una buona risoluzione temporale. L'emissione dei singoli fotoni in questi sistemi avviene sotto l'effetto di una stimolazione esterna, per esempio una sorgente laser. Per essere sicuri che solo una delle molecole costituenti il campione in esame sia in risonanza con la radiazione incidente bisogna focalizzare il fascio laser in volumi piuttosto ridotti, tipicamente $1-100\mu\text{m}^3$, fino a $10^{-4}\mu\text{m}^3$ con tecniche a campo vicino (*Near Field*). L'efficienza con cui l'energia assorbita viene riemessa dalle singole molecole dipende da diversi fattori che contribuiscono all'accoppiamento della sorgente con il campione, dalla efficienza quantica intrinseca della molecola e dalle dimensioni della sua sezione d'urto. In generale la quantità di fotoni emessa per fluorescenza è limitata dal ridotto volume delle molecole e dalla possibilità di indurre mutazioni nelle molecole in esame. Questi ultimi possono

avvenire per esempio a causa di un danneggiamento dovuto all'utilizzo di un'intensità della radiazione troppo alta [9]. Per una corretta misura della luminescenza emessa in queste condizioni di bassa intensità di radiazione è necessario avere un rivelatore in grado di discriminare i singoli fotoni con un efficienza quantica elevata e un basso livello di *dark-counts*. Nel caso in cui si voglia essere in grado di studiare il tempo di vita della luminescenza emessa dalle molecole, utilizzando per esempio una tecnica di conteggio di singoli fotoni con correlazione temporale (*Time Correlated single photon counting* TCSPC) il rivelatore deve avere oltre ad un'elevata sensibilità nel rivelare i singoli fotoni, un'elevata risoluzione temporale e quindi un basso livello di *jitter* [10].

1.1.5 Analisi dei circuiti integrati

La possibilità di eseguire un'analisi non invasiva dei circuiti integrati CMOS è un argomento di estrema attualità nel mondo delle industrie dei semiconduttori.

Negli ultimi anni è stata messa a punto una nuova tecnica per la diagnostica dei nuovi e sempre più complessi circuiti integrati come l'analisi grafica dei circuiti con risoluzione temporale del picosecondo (*Picosecond Imaging Circuit Analysis*, PICA), questa tecnica si basa sulla rivelazione dei fotoni emessi dai transistor nel loro passaggio dallo stato di conduzione a quello di aperto e viceversa. Come è stato dimostrato alla fine degli anni 90, la luce emessa in questo modo contiene molte informazioni circa il funzionamento dei circuiti integrati [11]. Poiché la lunghezza dei *gate* nei moderni transistor ad effetto di campo (Field Emission Transistor, FET) è inferiore al μm , il campo elettrico può superare i 10^5 V/cm e l'energia dei portatori nelle regioni vicine al *drain* possono essere superiori ad 1 eV [13]. Una piccola parte di questi portatori possono cedere la loro energia emettendo un fotone di lunghezza d'onda nel range tra il visibile e il vicino infrarosso. A causa delle diverse metallizzazioni che sono presenti sulla superficie del transistor tale luce può essere rivelata solo raccogliendola dal retro del dispositivo, quindi attraverso il substrato di silicio (dal quale in gran parte è costituito il FET), il quale assorbe la maggior parte della radiazione emessa, specialmente quella con lunghezza d'onda $\lambda \leq 1,1 \mu\text{m}$. Anche in questo caso quindi avremo a che fare con un flusso di fotoni estremamente basso e quindi il rivelatore di cui avremo bisogno dovrà essere estremamente sensibile alle lunghezze

d'onda di interesse, dovrà avere un'elevata risoluzione temporale (ovvero un basso livello di *jitter*) ed infine un basso tasso di conteggi di buio [12],[13],[14].

1.2 Rivelatori di singolo fotone

I fotodiodi di silicio ad effetto a valanga (*Silicon Avalanche photodiodes*, Si-APD) [15], hanno un'elevata efficienza di rivelazione nel regime di singolo fotone (fino a 76% per $\lambda = 700\text{nm}$), un basso tasso di conteggi di buio ($\approx 100\text{ Hz}$) [16], ed un basso livello di *jitter* (la risposta temporale dei Si-APD risultante mostra una larghezza a metà altezza del picco, FWHM, pari a 20 ps) [17]. Per questi motivi sono i rivelatori più utilizzati nel intervallo di lunghezze d'onda del visibile.

Questo tipo di rivelatore però è estremamente inefficiente per le lunghezze d'onda superiori ai 1050 nm (gap del silicio) in quanto un fotone con lunghezza d'onda superiore alla valore del gap non ha un'energia sufficiente per generare un'eccitazione nel silicio. I rivelatori maggiormente utilizzati per la rivelazione di singoli fotoni alle lunghezze d'onda delle telecomunicazioni sono i rivelatori di singolo fotone ad effetto a valanga (*single photon avalanche photodiode*, SPAD) realizzati in arsenuro di indio e gallio (InGaAs), facendoli lavorare in modalità Geiger [18]. Gli SPAD in In-GaAs operano ad una temperatura di 200K, hanno un'efficienza di rivelazione $>20\%$, ma il loro *jitter* FWHM è di centinaia di picosecondi. Pur limitando i conteggi di buio attraverso la tensione di *gate*, questi rimangono sempre superiori ai 10 kHz (modalità *gated* [19],[20]). Oltretutto la velocità di conteggio dei singoli fotoni è limitata a circa 5 MHz per evitare il fenomeno dell'*after-pulsing*, [21]. Recentemente, sono stati sviluppati nuovi APD estremamente funzionali, alle lunghezze d'onda di interesse per telecomunicazioni, usando dei Si-APD, e dei cristalli non lineari. In questo modo, sfruttando il meccanismo di *up-conversion frequency*, è possibile convertire la lunghezza d'onda del fotone incidente in un'altra in cui il rivelatore è più sensibile [22]. Un'altra tecnica consiste nell'utilizzare un In-GaAs APD in cui il gating viene effettuato con un impulso sinusoidale [23]. Tuttavia l'uso di questo tipo di rivelatori rimane limitato dal fatto che il meccanismo di rivelazione del singolo fotone (assorbimento, diffusione ed effetto a valanga) si traduce in una funzione di risposta nel tempo non di tipo Gaussiano, con una lunga coda esponenziale [24]. Questa caratteristica in un esperimento di QKD può aumentare la probabilità di errore nel riconoscimento dell'arrivo di due fotoni distinti. Come ulteriore complicazione, gli APD sono affetti da fenomeni di emissione spontanea di

singoli fotoni durante il processo di sviluppo dell'effetto a valanga, questo rende un eventuale esperimento di QKD estremamente vulnerabile ad eventuali intercettazioni [25].

Negli ultimi anni sono stati sviluppati nuovi tipi di rivelatori di singoli fotoni per le lunghezze d'onda delle telecomunicazioni sfruttando materiali superconduttori, tra questi ricordiamo i rivelatori che sfruttano la ripidità in temperatura della transizione resistiva superconduttore-Normale (*Transition Edge Sensor*, TES) e i rivelatori di singolo fotone a nanofili superconduttori (*Superconducting nanowire Single Photon Detectors*, SSPD), i quali offrono una serie di vantaggi rispetto ai convenzionali rivelatori a semiconduttore. I TES integrati con opportune cavità ottiche [26] esibiscono una elevata efficienza di rivelazione (~95%) alle lunghezze d'onda delle telecomunicazioni e un tasso di Dk pressoché nullo, limitato solo dalla radiazione di fondo, ma sono caratterizzati da tempi di recupero molto lunghi (anche nel migliore dei casi si parla di centinaia di nanosecondi), da un *jitter* di ~70 ns FWHM, la loro temperatura di lavoro è di circa 100 mK e richiedono un'elettronica di lettura basata su SQUID il che complica notevolmente il sistema sperimentale.

Rivelatore	Si-APD	InGaAs-APD	TES (W)	SSPD (NbN)
Temperatura di lavoro (K)	300	200	0.1	2÷4
Lunghezza d'onda (μm)	0.25÷1.1	1.1÷1.8	0.1÷5	0.4÷5.6
Risoluzione temporale (ps)	48	300	$3.0 \cdot 10^5$	18
QE	70% @ 630 nm	25% @ 1.55 μm	92% @ 1.55 μm	57% @ 1.55 μm
Conteggi di buio (cps)	< 25	< 10^4	< 10^{-3}	0.01
Frequenza max di lavoro	10 MHz	1 MHz	20 kHz	>2GHz
Risoluzione # fotoni	limitata	No	Si	No

Tabella 1: Confronto tra le principali caratteristiche dei rivelatori di singolo fotone

Come vedremo in seguito, gli SSPD [27], che sono l'oggetto di studio in questo lavoro, hanno un'efficienza di rivelazione più bassa rispetto ai TES (fino al 30% per $\lambda=1.3 \mu\text{m}$ per un dispositivo senza cavità ottica integrata [28], e fino al 57% per $\lambda=1.5 \mu\text{m}$ per un dispositivo integrato con una cavità ottica[29]), un limitato tasso di conteggi di buio (sempre nell'intervallo di qualche Hz [28], ma decisamente meno che nel caso degli APD) e potenzialmente possono

essere molto veloci (gli SSPD possono arrivare alle velocità tipiche utilizzate nelle telecomunicazioni di $\sim 1\text{GHz}$, [30]). Inoltre la funzione di risposta nel tempo ha un andamento gaussiano con una larghezza del picco a metà altezza di 20ps [31]. La temperatura di lavoro degli SSPD tipicamente può variare tra i 2 e i 4 K, quindi possono essere utilizzati sia inserendoli in un discendente criogenico [32], sia in crio-refrigeratori senza elio liquido [33]. Tutte queste proprietà rendono gli SSPD tra i rivelatori più promettenti per le applicazioni ottiche avanzate, che prevedono l'utilizzo di singoli fotoni alle lunghezze d'onda delle telecomunicazioni.

1.3 Rivelatori di singolo fotone a nanofili superconduttori

I rivelatori superconduttori di singolo fotone (*Superconducting Single Photon Detector*, SSPD), basati su nanofili superconduttori di nitrato di niobio (NbN), hanno trovato negli ultimi anni diverse applicazioni grazie alle loro proprietà di rivelazione con tempi di risposta dell'ordine del picosecondo, basso numero di conteggi di buio (darkcount) e piccole fluttuazioni del tempo di risposta (jitter).

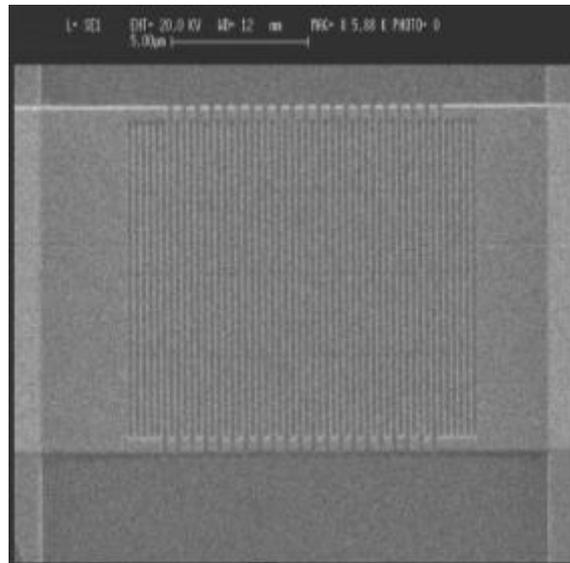


Fig. 1: Immagine al microscopio a scansione elettronica (SEM) di un SSPD costituito da un nanofilo, largo 100nm spesso 4.5nm, disposto a meandro, la spaziatura tra due porzioni adiacenti del nanofilo è pari a 150nm, ognuna è lunga 10 μm e il loro numero totale è 21. L'area totale è pari a 100 μm^2 .

Gli SSPD sono costituiti da un singolo nanofilo di larghezza $w=100\text{nm}$ e spesso tra i 4 e i 5 nm, per migliorare l'accoppiamento del dispositivo con la radiazione incidente il nanofilo è disposto a meandro (Fig. 1). Tipicamente l'area attiva di un SSPD misura $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ (il che permette un migliore accoppiamento con il *core* di una fibra ottica), con un rapporto tra spazio pieno e vuoto (*filling factor, f*) attorno al 40%÷60%. I meandri sono, infine, connessi con dei contatti elettrici adattati a 50Ω . Nel 2001, per primi Semenov, Gol'tsman e Korneev proposero di utilizzare un nuovo meccanismo rivelazione introducendo il modello dell'*hotspot* [34], che è alla base del funzionamento degli SSPD. Il principio di funzionamento di un SSPD può essere riassunto nel seguente modo: consideriamo innanzitutto un nanofilo superconduttore mantenuto ad una temperatura al di sotto della sua temperatura critica e polarizzato in corrente con una I_B vicina alla corrente critica I_C del filo. Quando un fotone viene assorbito dal film superconduttore si viene a creare una regione in cui la superconduttività viene soppressa con la conseguente formazione di un *hotspot* resistivo (Fig. 2a). Le dimensioni dell'*hotspot* dipendono dall'energia del fotone incidente, dall'energia del gap superconduttivo 2Δ , dalla densità degli stati al livello di Fermi, dal tempo di termalizzazione degli elettroni e dalla diffusione degli elettroni nel superconduttore. In seguito alla transizione allo stato normale di questa porzione di filo la supercorrente $I=I_B$ che scorre attraverso l'SSPD viene espulsa all'esterno dell'*hotspot* e costretta a fluire ai suoi bordi (Fig. 2b). Se il superconduttore è costituito da fili sufficientemente stretti (confrontati con le dimensioni dell'*hotspot*) e la corrente di polarizzazione è abbastanza vicina alla corrente critica allora a causa dell'aumento della corrente ai bordi del filo la densità di corrente supera il valore critico, causando, quindi, la scomparsa della fase superconduttiva lungo l'intera sezione del nanofilo (Fig. 2c). Come risultato si ha un impulso di tensione rivelabile tramite i contatti ai capi del dispositivo (Fig. 2d).

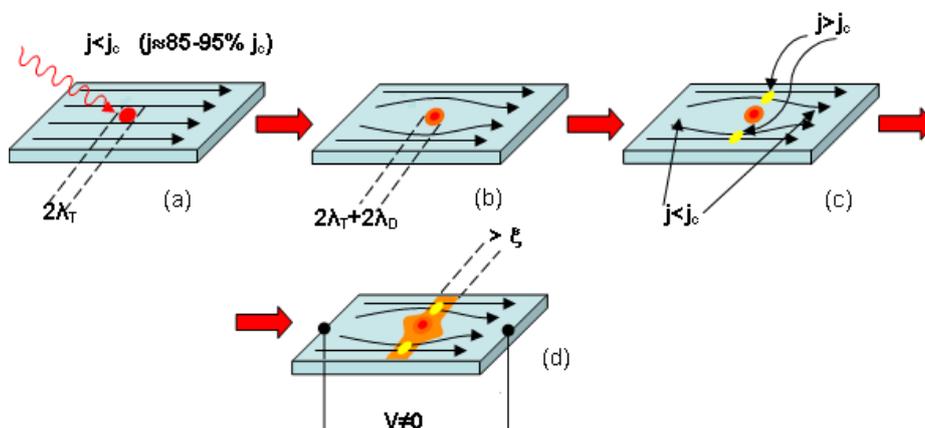


Fig. 2: Schema del meccanismo di rivelazione di un singolo fotone in un SSPD.

Anche se con il passare degli anni sono stati fatti notevoli passi avanti nel descrivere dal punto di vista teorico il meccanismo di rivelazione [35][36], l'origine del Dark-count [37][38], il *jitter* [39][40], nello studio sui limiti della velocità di funzionamento degli SSPD [41], sulla formazione foto-indotta della regione normale e sui tempi di recupero [42], tuttavia allo stato attuale un modello che descriva pienamente la fisica degli SSPD deve essere ancora formulato. Nei prossimi paragrafi verranno illustrati sia il primo modello formulato dell'*hotspot* resistivo, del quale verranno illustrate sia le inesattezze sia le successive rifiniture più importanti.

1.3.1 Modello della formazione dell'*Hotspot* resistivo in un film superconduttore

Nel paragrafo precedente abbiamo dato una descrizione qualitativa dei fenomeni che avvengono all'interno della porzione di filo in cui viene assorbito il fotone ora cercheremo di andare più in dettaglio introducendo il modello dell'*hotspot* proposto da Semenov et al. nel 2001 [34] con il quale introdussero un nuovo regime di funzionamento per un rivelatore quantistico. Prima di cominciare è importante però sottolineare che il regime di funzionamento qui proposto differisce dal regime dei bolometri classici in quanto lo stato resistivo e quindi il segnale di risposta appare grazie alla collaborazione congiunta di due effetti, quello dovuto alla corrente di polarizzazione e quello dovuto alla formazione dell'*hotspot* resistivo nel nanofilo superconduttore.

Nell'*hotspot* resistivo la concentrazione delle quasiparticelle non in equilibrio aumenta grazie all'effetto di termalizzazione degli elettroni eccitati dal fotone e contemporaneamente diminuisce a causa della diffusione degli elettroni al di fuori della regione resistiva.

Come mostrato schematicamente in Fig. 3 l'assorbimento di un fotone crea un fotoelettrone molto energetico rompendo una coppia di Cooper [43], questo durante il suo processo di termalizzazione interagisce con le altre coppie di Cooper cedendo parte della sua energia, dando luogo ad una vera e propria cascata, alla fine della quale si ha un eccesso di quasi particelle.

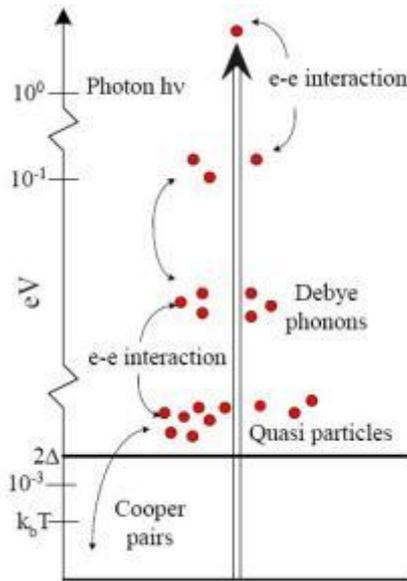


Fig. 3: Schema del processo di termalizzazione.

La regione normale si viene a creare nel momento in cui localmente la concentrazione di quasiparticelle eccede il valore critico corrispondente al valore dello stato normale.

Per semplicità considereremo il caso in 2D, questo ci è consentito dal fatto che lo spessore del film d ($3\text{nm} < d < 5\text{nm}$) è minore sia della lunghezza di coerenza della fase superconduttiva ($\xi_{\text{NbN}} \sim 7.5\text{nm}$) sia della lunghezza di termalizzazione L_{th} degli elettroni ($\sim 20\text{nm}$) dove L_{th} è data da $L_{\text{th}} = (D\tau_{\text{th}})^{1/2}$ in cui D è il coefficiente di diffusione degli elettroni nello stato normale (che nel nioburo di niobio vale circa $0.45\text{cm}^2/\text{s}$) e τ_{th} è il tempo di termalizzazione degli elettroni (solitamente $\sim 7\text{ps}$ nel NbN). Consideriamo ora un nanofilo superconduttore mantenuto ad una temperatura T_B inferiore alla sua temperatura critica T_C (tipicamente per un film di NbN spesso tra i 4 e i 5 nm si ha che $T_C \sim 9 \div 11$ K, mentre T_B può variare tra i 2K e i 6K), la temperatura di lavoro determina sia la densità di corrente critica J_C sia l'energia del gap superconduttivo Δ sia la concentrazione degli elettroni non accoppiati all'equilibrio C_0 . Aggiungiamo inoltre che il filo è polarizzato con una corrente I_b (in continua) di poco inferiore alla corrente critica determinata anche questa (poiché come detto J_C dipende da T) dalla temperatura di lavoro.

A questo punto il flusso delle quasi particelle non in equilibrio (NQP) prodotto dall'assorbimento di un fotone può essere descritto dell'equazione bi-dimensionale della diffusione:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{1}{r} \left(\frac{\partial C}{\partial r} + r \frac{\partial^2 C}{\partial r^2} \right) + \frac{C - C_0}{\tau}; \quad (1.1)$$

In cui $C(r,t)$ è la concentrazione delle quasi particelle, r è la distanza dal punto in cui viene assorbito il fotone e $1/\tau$ è velocità di decadimento delle quasi particelle, attraverso la ricombinazione in coppie di Cooper e per effetto del raffreddamento del sistema fononico da parte del substrato. All'interno della regione resistiva o *hotspot* il tempo di decadimento delle quasi particelle si riduce a $\tau_{ep} - (c_e/c_p) \tau_{es}$ dove τ_{ep} è il tempo di interazione elettrone-fonone, τ_{es} è il tempo di interazione dei fononi con il substrato, c_e e c_p sono rispettivamente il calore specifico elettronico e fononico. Assumendo in fine che il fotone venga assorbito all'istante $t=0$ e che il processo di diffusione e di termalizzazione siano indipendenti tra di loro, la soluzione dell'equazione 1.1 può essere espressa come:

$$C(r, t) = \frac{M(t)}{4\pi Dd} \frac{e^{\left(-\frac{r^2}{4Dt}\right)}}{t} e^{-\frac{t}{\tau}} + C_0; \quad (1.2)$$

Dove $M(t)$ è il coefficiente di moltiplicazione delle quasiparticelle dipendente dal tempo. Il valore massimo che può assumere $M(t)$ è chiamato guadagno, rappresenta il numero massimo di quasiparticelle che possono essere prodotte mediante l'assorbimento di un singolo fotone ed è legato all'energia del quanto di energia assorbito. $M(t)$ può essere scritto nella sua forma analitica:

$$M(t) = K \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_{th}}} \right); \quad (1.3)$$

Dove K è il valore sperimentale del guadagno quantico e τ_{th} è il tempo di termalizzazione. Durante il processo di rilassamento energetico aumenta il numero di quasi particelle le quali lentamente diventano sempre meno energetiche. Quando la loro energia media raggiunge il valore di circa 0.1 meV (circa l'energia di Debye) le quasiparticelle rilassano emettendo dei fononi. Fino ad ora abbiamo trascurato il contributo dei fononi che vengono emessi durante il processo di termalizzazione degli elettroni, questa approssimazione è corretta finché il gap superconduttivo non viene soppresso. Nel nostro caso però questa condizione non è più soddisfatta nel momento in cui la concentrazione delle quasi particelle localmente supera il suo valore critico con il conseguente annullamento del gap. A questo punto i fononi possono influenzare il processo di raffreddamento degli elettroni eventualmente rompendo ulteriori coppie di Cooper. I processi descritti (ricombinazione degli elettroni con conseguente emissione

di un fonone e di distruzione di una coppia indotta da un fonone) avvengono simultaneamente finché tutti i fononi non fuggono attraverso il substrato dopo un tempo caratteristico τ_{es} (il termine fuggono viene utilizzato per dare un'immagine visiva dell'azione di raffreddamento del sistema fononico da parte del substrato). Questa dinamica rende il meccanismo di recupero della fase superconduttiva altamente non lineare. Il raggio r_n della zona normale cilindrica dell'*hotspot* è determinato dalla condizione $C(r_n,t)=C_n$, dove $C_n=N(0)k_B T_c$ è la concentrazione delle quasiparticelle all'equilibrio, T_c la temperatura di transizione e $N(0)$ la densità degli stati dello stato normale al livello di Fermi. Dopo la comparsa della zona normale la supercorrente viene espulsa da questa zona e viene concentrata nella zona esterna compresa tra l'*hotspot* e il bordo del filo. Fig. 4 mostra il profilo del decadimento della concentrazione delle quasiparticelle in funzione della distanza dal punto di assorbimento del fotone, (i diversi profili corrispondono ad istanti successivi)

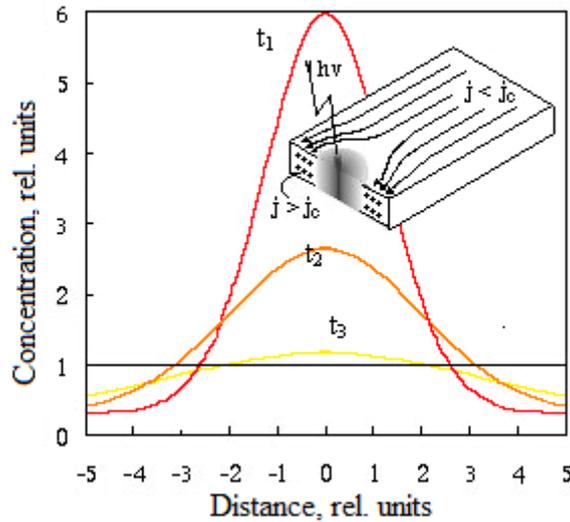


Fig. 4: Concentrazione delle quasiparticelle all'interno della sezione del filo ad istanti successivi all'assorbimento del fotone; nel riquadro è rappresentato lo schema del processo.

Quindi la densità di corrente aumenta nelle zone del nanofilo che si trovano ancora nello stato superconduttivo, a causa della formazione dell'*hotspot*, il cui diametro d_{HS} ha dimensioni significativamente minori della larghezza w del nanofilo. Il film non possiede alcuna resistenza finché la densità di corrente all'esterno della zona normale non supera il valore critico, ovvero finché non è soddisfatta la condizione:

$$I_B = \left(1 - \frac{d_{HS}}{w}\right) I_C \quad (1.4)$$

In cui I_B , I_C , d_{HS} e w sono rispettivamente la corrente di polarizzazione, la corrente critica, il diametro dell'*hotspot* e la larghezza del nanofilo. La resistenza istantanea si manifesta tramite un impulso di tensione $V(t)=R(t)I$ misurabile ai capi del film. Da queste “semplici” considerazioni si può vedere come la capacità del film di rivelare l’arrivo di un singolo fotone sia legata al quanto di energia trasportato dal fotone, dalla corrente di polarizzazione e dalla larghezza del nanofilo. Il valore della corrente di polarizzazione è però limitato dalle fluttuazioni termiche, quindi la differenza tra la corrente critica e quella di polarizzazione deve essere almeno di poco superiore alle fluttuazioni termiche della corrente critica:

$$I_c - I_b > \delta I_c \quad (1.5)$$

Per una densità di corrente di polarizzazione fissata la più piccola quantità di energia rivelabile è legata in modo proporzionale alla larghezza del filo, tuttavia esiste un limite fisico inferiore per il regime di rivelazione di singolo fotone che non è legato alla larghezza del film. La comparsa dell'*hotspot* è infatti legata alla velocità di moltiplicazione delle quasiparticelle, la quale deve essere maggiore della loro velocità di diffusione. Per trovare il valore minimo di energia che deve avere un fotone per poter attivare il processo di rivelazione basta uguagliare l’equazione (1.2) per $C(0,t)$ alla concentrazione delle quasi particelle all’equilibrio alla temperatura di transizione T_c data da $N(0)k_B T_c$, utilizzando l’espressione analitica (1.3) per $M(t)$ e trascurando C_0 . In questo modo otteniamo per tempi $t/\tau_{th} < 1$ il valore minimo del guadagno quantico K che è sufficiente per innalzare temporaneamente la concentrazione delle quasi particelle nel punto $r=0$ (punto in cui viene assorbito il fotone) e renderla uguale al valore della concentrazione all’equilibrio alla temperatura di transizione. Solitamente il valore sperimentale che si trova per il guadagno K in un materiale specifico, ad una determinata frequenza, risulta minore del limite teorico massimo previsto $h\nu/\Delta$ e corrisponde a $K=(1/n)(h\nu/\Delta)$, dove il fattore n tiene conto delle eventuali perdite di energie come per esempio quella dovuta alla creazione dei fononi di subgap, che non sono in grado di eccitare le quasiparticelle finché non scompare il gap Δ . Quindi volendo calcolare quale è l’energia minima che deve possedere un fotone per instaurare un meccanismo efficiente di rivelazione possiamo scrivere:

$$\frac{M(t)}{4\pi D d} \frac{e^{-\frac{t}{\tau}}}{t} = N(0)k_B T_c \quad \text{con } t \approx \tau_{th} \ll \tau \quad (1.6)$$

Da cui ricordando che:

$$M(t) = K \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_{th}}} \right) \approx \frac{1}{n} \frac{\varepsilon}{\Delta} \quad \text{per } t \approx \tau_{th} \quad (1.7)$$

si trova che il quanto di radiazione deve avere un'energia minima pari a:

$$\varepsilon = h\nu \approx 4\pi n \Delta N(0) k_B D \tau_{th} \quad (1.8)$$

Con un'opportuna elettronica di lettura (come vedremo nei prossimi paragrafi), la transizione locale tra stato superconduttivo e stato normale può essere facilmente misurata. Trascorsi circa 30 ps [45] dall'assorbimento del fotone, tempo corrispondente al rilassamento delle quasi particelle (τ_e), in seguito alla diffusione e al rilassamento delle quasiparticelle eccitate, l'*hotspot* collassa. In questo modo viene ristabilita la superconduttività e il nanofilo è pronto per rivelare l'arrivo di un nuovo fotone.

In tabella 2 riassumiamo alcuni dei parametri caratteristici del NbN.

ρ ($\mu \Omega \text{ cm}$)	$\xi(0)$ (nm)	T_C (K)	D ($\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$)	$N(0)$ ($\text{m}^{-3} \text{K}^{-1}$)	τ_{th} (ps)	τ_{ep} (ps)	τ_{es} (ps)	C_e ($\text{mJcm}^{-3} \text{K}^{-1}$)	C_p ($\text{mJcm}^{-3} \text{K}^{-1}$)	$2\Delta(0)$ (meV)
230	8.5 ^a	10.5	0.45 ^a	5.2×10^{24b}	7 ^c	17 ^d	78 ^e	2.4 ^b	9.8 ^d	3.36 ^f

Tabella 2: Parametri fisici caratteristici di un film di NbN

a: I valori della lunghezza di coerenza per $T=0$ e per la costante di diffusione sono stati ricavati da misure riportate in [35] del campo magnetico critico

b: La densità degli stati al livello di Fermi e il calore specifico elettronico a 10 K sono calcolati a partire da ρ e D

c: Dati sperimentali [46]

d: Dati sperimentali [47]

e: Dati sperimentali [48]

f: Calcolato dal valore di $T_C=10.5\text{K}$ e dall'espressione per la gap superconduttiva BCS [43]

1.3.2 Limiti e miglioramenti del modello dell'*hotspot* resistivo

In questo paragrafo discuteremo i limiti del modello dell'*hotspot* nel descrivere correttamente il funzionamento degli SSPD.

Prima di tutto il modello di Semenov, Gol'tsman e Korneev descritto nel paragrafo precedente non è in grado di spiegare molti effetti evidenziati dai dati sperimentali come:

- le dimensioni dell'*hotspot* calcolate con il modello originario [34], tramite la 1.4, sembrerebbero non essere tali da poter innescare la transizione alla fase normale dell'intera sezione del filo;
- la condizione 1.4 inoltre implica che fissato d_{hs} il meccanismo di rivelazione dovrebbe innescarsi da un certo valore della corrente di polarizzazione I_{tr} in poi, questo comporta che l'efficienza quantica dovrebbe avere un andamento a soglia netto in funzione della corrente di polarizzazione che invece non è evidenziato dai dati sperimentali;
- l'incremento dell'efficienza quantica al diminuire della temperatura di lavoro;
- l'origine dei *dark count* e il loro andamento esponenziale in funzione della corrente di polarizzazione;
- i tempi di risposta dei rivelatori sono eccessivamente sottostimati in quanto non si tiene conto sia dell'induttanza cinetica, tipica dei superconduttori, sia del circuito di lettura a cui è connesso il dispositivo.

Dato che, come detto in precedenza, ancora molti aspetti della fisica degli SSPD devono essere spiegati, dove è possibile cercheremo di dare una risposta esaustiva a tutte queste tematiche in questo e nei seguenti paragrafi. Cominciamo affrontando il primo argomento che riguarda le dimensioni dell'*hotspot* e il meccanismo di rivelazione come è illustrato in [35].

Applicando la 1.4 ai dati sperimentali si può facilmente ricavare il raggio dell'*hotspot* formatosi dall'assorbimento di un fotone, valori standard ricavati in questo modo sono compresi tra i 7 e i 9 nm. In accordo con il modello dell'*hotspot*, migliore è la qualità del film, migliore è la sua struttura cristallina e quindi migliori sono i parametri superconduttivi del film (Δ , D e N_0 aumentano), il che si può tradurre in *hotspot* di dimensioni anche minori. Le dimensioni ricavate sia dai dati sperimentali che dalle simulazioni sono tutte confrontabili con la lunghezza di coerenza ($5\div 8$ nm) il che suggerirebbe che non si dovrebbe avere una transizione allo stato resistivo se la lunghezza d'onda del fotone incidente aumenta oltre i 1.2 μm , contrariamente ai dati sperimentali riportati per lunghezze d'onda di 1.3 μm e 1.5 μm fino a 2.4 μm [35]. Per

eliminare questa discrepanza e migliorare il modello dell'*hotspot* sono state prese in considerazione anche le quasiparticelle non confinate all'interno della zona normale generata dal fotone.

Anche in questo caso, consideriamo un nanofilo superconduttore polarizzato in corrente come mostrato in Fig. 5, in cui lo spessore del film è minore della lunghezza di coerenza ξ e della lunghezza di termalizzazione L_{th} , il che ci permette di ridurci ad un caso in due dimensioni per la diffusione delle quasiparticelle non in equilibrio. Il piccolo spessore del film inoltre si traduce in una lunghezza di penetrazione del campo magnetico molto grande (tra i 500 e i 700 nm a seconda della qualità del film) e si mantiene maggiore della larghezza del nanofilo anche a temperature ben al di sotto della temperatura critica della transizione superconduttore-normale. In queste condizioni possiamo essere sicuri che la densità di corrente critica si mantiene costante attraverso tutta la larghezza del filo.

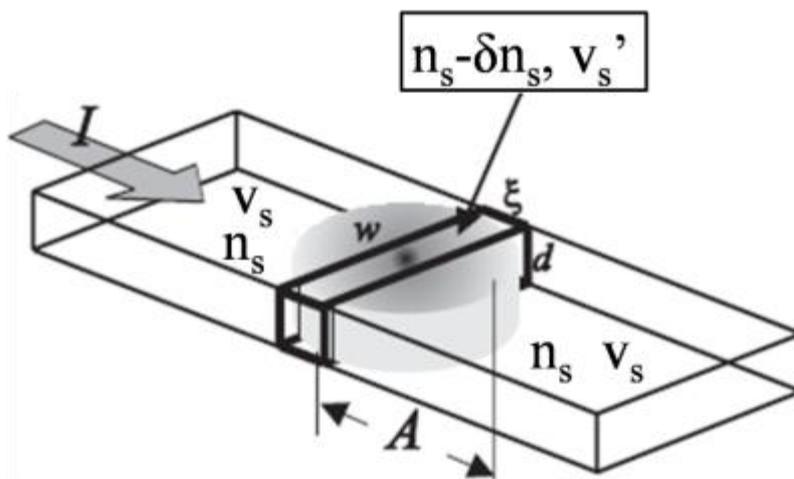


Fig. 5: Schema del nanofili superconduttore polarizzato con una corrente I . Con le linee in grassetto è indicato il volume minimo all'interno del quale una riduzione delle coppie di Cooper causa un cambiamento nella loro velocità media. Il cilindro grigio raffigura la nube di quasiparticelle di dimensione A .

La densità di supercorrente locale $j = 2en_s v_s$ è associata alla velocità delle quasiparticelle (v_s) e alla densità delle coppie di elettroni ($n_s - \delta n_s, v_s'$). In assenza di perturbazioni dovute a campi magnetici esterni, la corrente locale può variare apprezzabilmente solo se la densità delle quasiparticelle n_s varia su distanze dell'ordine di ξ o maggiori, in caso contrario la perturbazione viene superata dalle coppie di elettroni per effetto tunnel senza alcuna dissipazione di energia. In figura 5 il volume V minimo di interesse per un cambiamento della supercorrente è evidenziato

in grassetto. Se il valore di n_s diminuisce di una quantità δn_s , la velocità media delle coppie aumenta diventando:

$$v'_s = \frac{n_s}{n_s - \delta n_s} v_s \quad (1.9)$$

come implica la conservazione del flusso della carica. Il tempo caratteristico in cui avviene questa variazione di velocità è molto piccolo se confrontato con il tempo di termalizzazione τ_{th} , così nel nostro modello possiamo considerare che la variazione di velocità avviene istantaneamente. A questo punto la porzione di superconduttore compresa nel volume V passa allo stato normale se v'_s supera la velocità critica v_{sc} che corrisponde alla densità di corrente critica $j_C = 2en_s v_{sc}$. Come si può vedere questa modifica del modello dell'*hotspot* suggerisce che in realtà non è necessaria la formazione di una zona normale (*hotspot*), affinché si inneschi la transizione allo stato normale della porzione di filo superconduttore racchiusa in V .

La concentrazione delle quasiparticelle non all'equilibrio $C(r,t)$ ad una distanza r dal punto di assorbimento del fotone evolve nel tempo in seguito alla loro moltiplicazione e alla loro diffusione come:

$$C(r,t) = \frac{M(t)}{4\pi D t} e^{-\frac{r^2}{4Dt}} \quad (1.10)$$

Dove $M(t)$ descrive l'evoluzione del numero delle quasiparticelle nel tempo. Ad un tempo $\tau_{ep} \geq t \geq \tau_{th}$ il numero delle quasiparticelle raggiunge il suo valore massimo $M = \zeta \left(\frac{h\nu}{\Delta} \right)$. Trascorso il tempo di termalizzazione τ_{th} e prima che i fononi comincino a interagire con le coppie di Cooper, la concentrazione delle quasi particelle non all'equilibrio uguaglia localmente la variazione della concentrazione delle coppie di Cooper δn_s . Assumendo inoltre che molto al di sotto della temperatura critica (come nel nostro caso in cui la temperatura di lavoro è circa $T_C/2$) si possa scrivere $n_s = N_0 \Delta$ possiamo riscrivere la 1.9 e trovare il numero minimo di quasiparticelle che è sufficiente per indurre la transizione allo stato normale del volume V .

$$\delta N^* = N_0 \Delta \xi w d \left(1 - \frac{I}{I_c} \right) \quad (1.11)$$

Se a questo punto la nuvola di quasiparticelle è confrontabile come dimensioni alla ξ allora tutte le particelle contribuiranno al cambiamento della velocità delle coppie e $\delta n_s = M(\tau_{th}) / (w d \xi)$, altrimenti dovremo tener conto solo delle particelle confinate nel volume V . Le dimensioni $A(t)$

della nuvola elettronica è due volte più grande del raggio dell'*hotspot* che confina tutte le quasi particelle. Uguagliando $M(t)$ all'integrale della concentrazione degli elettroni (1.10) su un cilindro di raggio $A(t)/2$ e di spessore d , possiamo trovare l'andamento nel tempo delle dimensioni della nuvola elettronica.

$$A(t) = 4[Dt \ln(M(t))]^{\frac{1}{2}} \quad (1.12)$$

Se per esempio si pone $M(t) \geq 100$ e si considerano i parametri del del film come in [35], si trova che $A(t) > \xi$ già nei primi istanti di termalizzazione quando $t < \tau_{th}$. Per $A \gg \xi$ il valore assoluto di δN degli elettroni non all'equilibrio confinati nel volume V può essere calcolato analiticamente. Integrando l'equazione (1.10) sul volume V , ottenendo $\delta N = M(\tau_{th}) \xi / (\pi Dt)^{1/2}$. Il numero degli elettroni non in equilibrio nel volume V ha un massimo per $t \approx \tau_{th}$ istante per il quale gli elettroni possono essere effettivamente considerati delle quasi particelle.

1.3.3 Efficienza quantica

L'efficienza di un SSPD può essere definita in diversi modi, in questo paragrafo ci occuperemo di introdurre le definizioni più utilizzate e di spiegarle.

Una delle quantità più utilizzate dal punto di vista applicativo è l'efficienza di rivelazione del sistema (*System Detection Efficiency, SDE*) che descrive l'efficienza di un rivelatore accoppiato con una fibra ed è definito come il rapporto tra il numero di conteggi misurato con il rivelatore e il numero di fotoni accoppiati con la fibra. La SDE è data dal prodotto dell'efficienza di accoppiamento (χ) e l'efficienza di rivelazione di singolo fotone o efficienza quantica (QE) del rivelatore: $SDE = \chi \cdot QE$. χ tiene conto di tutte le perdite tra l'ingresso della fibra e il rivelatore, ed è definita come il rapporto tra numero di fotoni che raggiungere l'area attiva del rivelatore (l'area tipica di un pixel A_d solitamente misura $10 \times 10 \mu m^2$) e il numero di fotoni accoppiati con l'ingresso della fibra. χ può essere massimizzato (raggiungendo circa il 100%) attraverso una accurata progettazione del sistema di accoppiamento ottico.

L'efficienza quantica QE è definita come il rapporto tra il numero di conteggi misurati con l'SSPD e il numero di fotoni che incidono sull'area attiva. La QE può essere scritta a sua volta come il prodotto tra il coefficiente di assorbimento del film (α) e l'efficienza quantica intrinseca del nanofilo (η_I), in questo modo la probabilità che l'assorbimento di un singolo fotone causi la

formazione di una zona resistiva (e quindi generi un impulso di tensione misurabile dall'esterno) è data da $QE = \alpha \cdot \eta_I$. Facendo riferimento al modello dell'*hotspot* introdotto nei paragrafi 1.3.1 e 1.3.2 possiamo affermare che l'efficienza intrinseca di un dispositivo η_I dipende dai parametri del film superconduttore, dalla geometria del nanofilo e dalla sua omogeneità [49]. Il coefficiente di assorbimento α invece dipende solo dalle proprietà ottiche del materiale, della struttura del meandro e dal campo incidente. Un fotone incidente sulla superficie di un SSPD può essere non assorbito sia se viene riflesso sia se viene trasmesso attraverso il meandro. α rappresenta un limite importante per la SDE, è stato dimostrato che nella classica configurazione in cui la radiazione incide sul dispositivo frontalmente α non può superare il 30% per film con uno spessore di circa 4nm che è quello che tipicamente massimizza η_I [50]. Per risolvere questo problema sono stati introdotti due approcci:

- Illuminare il campione dal retro (attraverso il substrato per esempio di zaffiro), poiché la differenza tra l'indice di rifrazione dell'NbN e dello zaffiro è minore che tra quello dell'NbN a l'aria. In questo modo α aumenta fino al 45% [50];
- Integrando l'SSPD con una cavità ottica, opportunamente disegnata per concentrare il campo incidente sul nanofilo di NbN. Con questo approccio si possono ottenere valori di $\eta = \alpha \cdot \eta_I$ pari a circa il 57% per $\lambda=1.5 \mu\text{m}$ [29];

Come accennato nel precedente paragrafo secondo il modello *dell'hotspot* descritto nel paragrafo 1.3.1, applicando il criterio 1.4 l'andamento della QE (η) dovrebbe avere un pronunciato crollo al di sotto di una determinata corrente di polarizzazione, in quanto per una lunghezza d'onda fissata, le dimensioni dell'*hotspot* non sono più sufficienti a provocare una transizione allo stato normale a causa della ridotta corrente di polarizzazione. In Fig. 6, mostriamo un tipico andamento dei conteggi, dell'efficienza quantica e del *dark count* di un SSPD [13] in funzione della corrente di polarizzazione. Come si può vedere la QE non ha un vero e proprio andamento a soglia piuttosto per valori della corrente di polarizzazione $I_b < I_t$ ha un andamento esponenziale in funzione della corrente normalizzata I_b/I_c , mentre per $I_b > I_t$ l'andamento è quasi piatto.

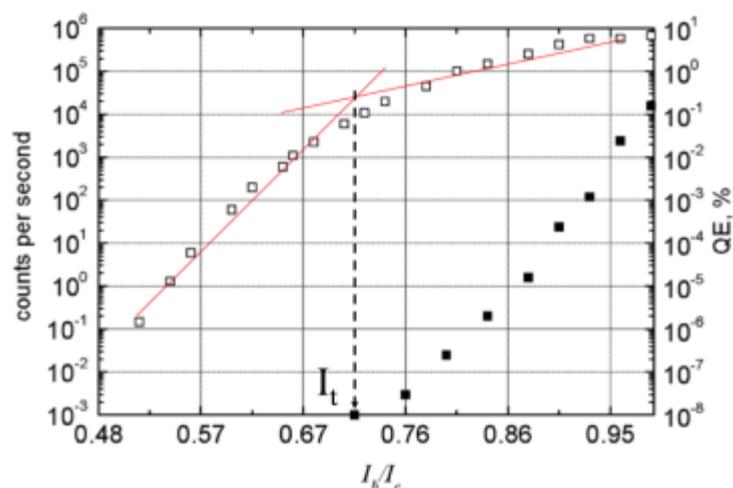


Fig. 6: Conteggi al secondo di un SSPD (simboli vuoti) e dei *dark count* (simboli pieni) in funzione della corrente di polarizzazione I_b normalizzata rispetto alla corrente critica I_c . Lo spessore del film di NbN è di 3.5nm. L'asse di destra rappresenta la corrispondente efficienza quantica. Le linee rosse sono state aggiunte per rendere più facile la visualizzazione del cambio di pendenza nell'andamento della QE al disotto di I_t indicata dalla linea tratteggiata.

Tramite la corrente di soglia I_t , (indicata qualitativamente dalla linea tratteggiata in fig. 6) è possibile dare una stima delle dimensioni dell'*hotspot* utilizzando il criterio 1.4. Il valore della corrente di soglia varia al variare della lunghezza d'onda incidente, in quanto le dimensioni dell'*hotspot*, come descritto nei paragrafi precedenti, dipendono dall'energia del quanto di radiazione assorbito (Fig.7a).

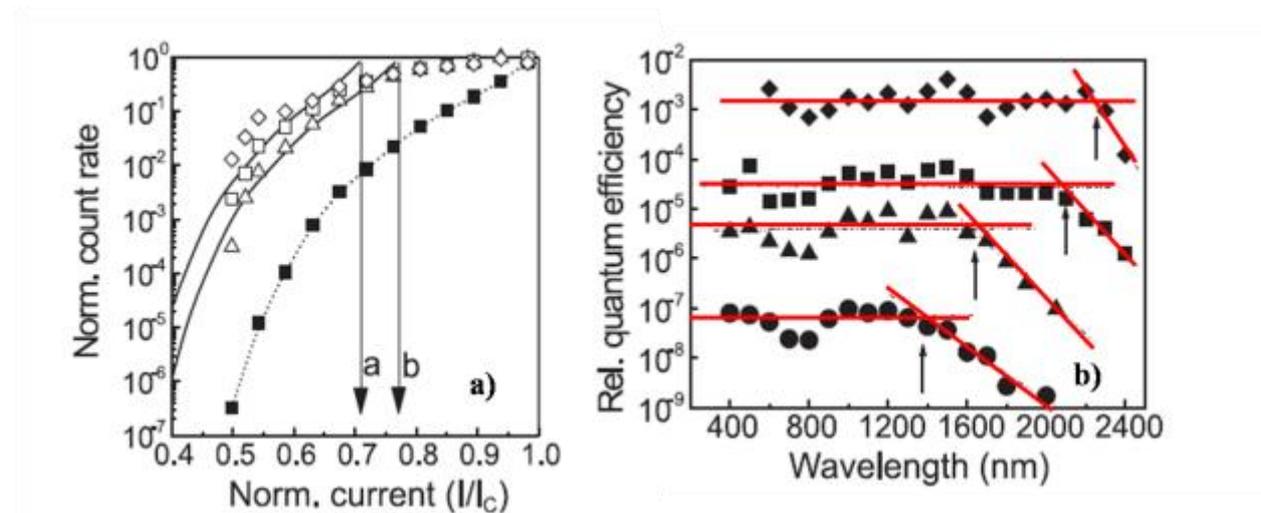


Fig. 7: a) Conteggi al secondo di un SSPD (simboli vuoti) ottenuti a 4.2K per diverse lunghezze d'onda 0,8μm (rombi), 1,2 μm (quadrati) e 2 μm (triangoli), con i simboli pieni è riportato l'andamento del tasso dei conteggi di buio, tutte le curve sono normalizzate rispetto al loro massimo. b) andamento dell'efficienza quantica relativa misurata per diverse correnti di polarizzazione 0.60 I_c , 0.77 I_c , 0.80 I_c , 0.89 I_c , in funzione della lunghezza d'onda della radiazione incidente, per rendere più facile la lettura del grafico le curve sono state traslate arbitrariamente lungo l'ordinata, le frecce indicano la lunghezza d'onda di soglia [35].

In fig. 7 b) invece è possibile vedere come varia l'efficienza quantica in funzione della lunghezza d'onda del fotone assorbito. Anche qui a seconda della corrente di polarizzazione avremo una soglia (λ_t) nella sensibilità spettrale del dispositivo, per questo motivo se vogliamo che il dispositivo sia efficiente anche all'arrivo di un fotone meno energetico dobbiamo essere accurati nella scelta della corrente di polarizzazione. Come si può vedere per $\lambda > \lambda_t$ l'efficienza crolla velocemente, questo implica che c'è un massimo valore di λ oltre il quale il rivelatore non è più sensibile, in quanto la corrente di polarizzazione è limitata superiormente dal valore della corrente critica oltre la quale il nanofilo non è più superconduttore.

Negli ultimi anni si è cercato di capire perché al disotto della corrente di soglia I_t invece di crollare immediatamente a zero l'efficienza quantica cambia andamento in funzione della corrente di polarizzazione. Questo fenomeno è stato spiegato da Semenov et al. in [36] e [51] in termini di un evento di *dark count* innescato dall'arrivo di un fotone. In questo modello l'evento di conteggio di buio è interpretato con la rottura di una coppia vortice antivortice (Vortex-Antivortex Pair, VAP), per un ulteriore approfondimento su questo argomento rimandiamo al prossimo paragrafo in cui tratteremo come argomento i conteggi di buio, quello che qui si vuole sottolineare è che i risultati sperimentali sono in ottimo accordo con questa argomentazione vedi fig. 8.

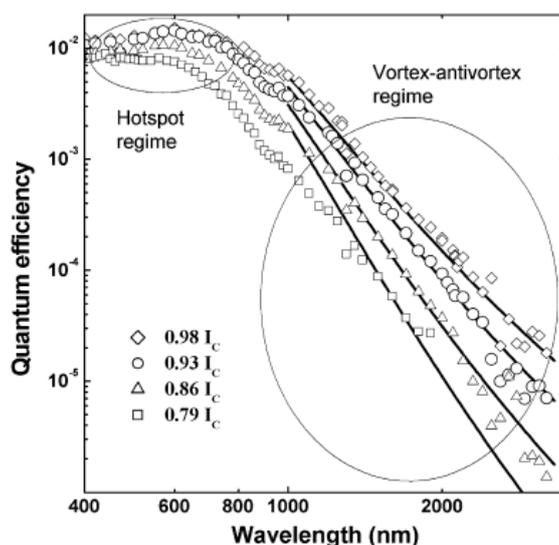


Fig. 8: Efficienza quantica di un SSPD per differenti valori della corrente di polarizzazione al variare della lunghezza d'onda dei fotoni incidenti (simboli bianchi) e fit dei dati sperimentali eseguito con il modello basato sulla rottura dei VAP. Per ogni corrente di polarizzazione sono stati utilizzati gli stessi parametri per eseguire il fit [51].

Altro argomento molto interessante è la dipendenza dell'efficienza quantica dalla temperatura di lavoro del dispositivo come mostrato in Fig. 9.

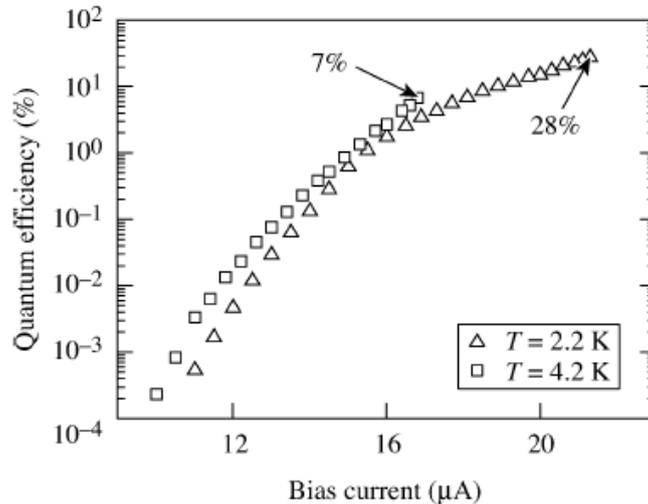


Fig. 9: Andamento dell'efficienza quantica per due temperature di lavoro diverse (2.2K e 4.2K) e $\lambda=1.26 \mu\text{m}$. Come è possibile notare la QE aumenta con il diminuire della temperatura [28].

Una reale e completa comprensione di questo fenomeno ancora non è stata raggiunta. Tuttavia un tentativo molto interessante per spiegare questo fenomeno viene esposto in [52] dove l'argomento viene discusso introducendo la velocità di propagazione (v) della zona non superconduttiva a partire dal punto di assorbimento del fotone verso i bordi del nanofilo. In questo lavoro si fa vedere che v dipende linearmente dalla densità di corrente critica J_c la quale ha un andamento in funzione della temperatura $J_c(T) \approx J_c(0)(1-T/T_c)^{3/2}$, quindi J_c aumenta al diminuire della temperatura di lavoro. In questo scenario quindi l'aumento della QE al diminuire della temperatura è spiegato con l'aumento di v che implica quindi un aumento delle dimensioni della zona normale (per intenderci dell'*hotspot* anche se come abbiamo visto precedentemente questo termine è un po' limitante). Come già discusso nei precedenti paragrafi, questo porta ad un aumento nell'efficienza nella creazione di una barriera resistiva all'interno del filo superconduttore, anche se quasi tutti i parametri superconduttivi come l'energia del gap superconduttivo ($\Delta(T)$), la lunghezza di coerenza ($\xi(T)$) e la lunghezza di penetrazione del campo magnetico per $T \approx 0.5T_c$ (tipicamente la temperatura di lavoro $T=4.2\text{K}$ mentre $T_c \approx 10\text{K}$) hanno un andamento praticamente indipendente dalla temperatura

1.3.4 Dark count e Noise equivalent power

Una delle più importanti figure di merito per un rivelatore di singolo fotone è il tasso dei conteggi di buio. Nei rivelatori come gli SSPD ci sono due tipi di fluttuazioni termodinamiche (indipendenti tra di loro) che possono essere causa di un evento di *dark count*:

- fluttuazioni del numero di quasiparticelle, che macroscopicamente si può riflettere in fluttuazioni della densità di corrente critica J_c . Quindi se per esempio J_c diminuisce e diventa minore della densità di corrente di polarizzazione una porzione del nanofilo può transire allo stato normale generando un impulso di tensione;
- fluttuazioni dovute alla rottura delle coppie di Vortice-Antivortice (Vortex-Antivortex Pair VAP). Poiché il nanofilo è percorso da corrente I_b , tutte le coppie sono soggette alla forza di Lorentz dovuta a I_b che ne può causare la rottura: in questo modo i vortici sotto l'effetto della stessa forza si muovono in direzioni opposte all'interno del superconduttore dando luogo ad una transizione allo stato normale.

Visto che sperimentalmente si è verificato che nell'intervallo di temperature di nostro interesse il fenomeno che maggiormente influenza i conteggi di buio è quello relativo ai VAP nel resto del paragrafo ci concentreremo su questo argomento.

Come abbiamo visto precedentemente il nostro sistema superconduttore può essere considerato bidimensionale, in questi casi il parametro d'ordine superconduttore è descritto da una complessa funzione d'onda macroscopica data da:

$$\Psi(\vec{r}) = |\Psi(\vec{r})| e^{i\theta(\vec{r})} \quad (1.13)$$

Dove r sono le coordinate spaziali, θ è la fase dipendente dalla posizione e $|\Psi(\vec{r})|$ è la densità delle coppie di Cooper. Ora guardando l'andamento della transizione della resistenza in funzione della temperatura $R(T)$ in un superconduttore in 2D possiamo osservare che presenta un allargamento rispetto all'andamento che ha nei materiali che possono essere invece considerati come bulk (vedi fig. 10). Al di sopra della temperatura critica BCS T_c la transizione è dominata dalle fluttuazioni dell'ampiezza del parametro d'ordine superconduttivo, per $T=T_c$ l'ampiezza del parametro d'ordine è ben definita, ma la resistenza non diventa zero a causa delle fluttuazioni della fase del parametro d'ordine finché non si raggiunge una seconda temperatura critica T_{BKT}

detta di Berezinskii, Kosterlitz e Thouless i quali furono i primi ad investigare questo nuovo effetto e a darne una spiegazione [54], [55].

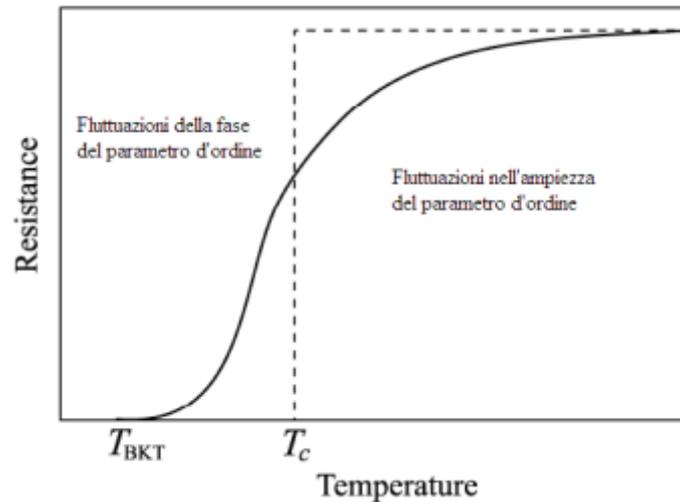


Fig. 10: Transizione resistiva in un superconduttore 2D. Al di sopra di T_c la transizione è dominata dalle fluttuazioni dell'ampiezza del parametro d'ordine, mentre al di sotto da quelle della fase del parametro d'ordine, finché non si arriva a $T=T_{BKT}$, quando finalmente R diventa zero.

Il modello BKT è applicabile alle transizioni di fase in diversi sistemi 2D, come sistemi di spin planari, film di elio superfluido ecc. Una discussione approfondita su come questa teoria sia applicabile nel nostro caso è riportata in [56], [57] e [58] noi qui ci limiteremo a dare una descrizione qualitativa che ci sia utile per comprendere la natura dei conteggi di buio in un SSPD. In un film superconduttore 2D (in cui ricordiamo lo spessore $d < \xi$) i difetti topologici sono legati alle fluttuazioni termiche, e appaiono nella forma di coppie di vortici e antivortici (VAP). Nell'intervallo di temperatura compreso tra T_c e T_{BKT} nel film possono essere presenti vortici sia riuniti in coppie che disaccoppiati. Un vortice ha polarità 2π ed è legata al verso di rotazione (quindi un antivortice -2π) e muovendosi all'interno del film i vortici causano un effetto di dissipazione. Al di sotto della temperatura T_{BKT} tutti i vortici di polarità opposta sono riuniti in coppie, quindi non sono liberi di muoversi indipendentemente, in più la polarità totale della coppia è nulla. Se però a questo punto applichiamo una corrente di polarizzazione, questa eserciterà sulle coppie una forza di Lorentz, causando una diminuzione dell'energia di legame delle coppie, che quindi possono essere rotte da un'eventuale fluttuazione termica. Quest'ultimo effetto si manifesta come una transizione resistiva. Le VAP sono sempre presenti in un film superconduttore 2D e la loro energia di legame è dell'ordine di $k_B T$. In fig. 11 riportiamo una

schematizzazione del nanofilo superconduttore in cui l'interazione tra un vortice ed un antivortice è rappresentata con una forza di richiamo di tipo elastico.

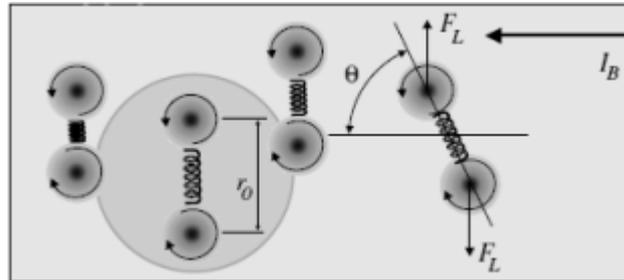


Fig. 11: Schema illustrativo del modello dei VAP per un evento di *dark count* in un filo superconduttore. Il nanofilo è polarizzato con una corrente I_B , la forza di Lorentz agisce su entrambi i vortici di ogni VAP portando ad un orientamento preferenziale della coppia. Il cerchio rappresenta una zona in cui è presente una fluttuazione termica che può causare la rottura del legame tra i vortici.

Una vera transizione secondo il modello BKT può avvenire se solo se l'energia di legame di una coppia vortice-antivortice dipende in modo logaritmico dalla distanza di separazione r tra i due vortici, il che accade nei superconduttori se $r \ll 2\lambda_L^2/d$ dove λ_L è la lunghezza di penetrazione di London nel bulk [56]. Per $r > 2\lambda_L^2/d$ l'energia di legame diventa proporzionale a r^{-2} , il che comporta che per r grandi l'energia di legame è estremamente ridotta, quindi esistono vortici non accoppiati a qualsiasi temperatura liberi di muoversi sotto effetto della forza di Lorentz e non ha luogo nessuna transizione allo stato superconduttivo. Per poter osservare questo tipo di transizione bisogna quindi essere nel regime di dipendenza logaritmica, il che limita la larghezza del film w a $w \ll 2\lambda_L^2/d$. Per i superconduttori *dirty*, questa condizione è facilmente soddisfatta in quanto λ_L può essere piuttosto grande, come per esempio nel nostro caso in cui λ_L varia tra i 500 e i 700 nm.

Ora se torniamo indietro a quanto detto nel precedente paragrafo riguardo all'efficienza quantica, è evidente che la rottura del legame tra una coppia di vortici può essere causata da qualsiasi tipo di fluttuazione della superconduttività all'interno del nanofilo, sia essa dovuta ad una fluttuazione termica o all'assorbimento di un fotone di energia $h\nu$. Ulteriori approfondimenti riguardo la relazione tra i conteggi di buio e i VAP possono essere trovati in [37], [52], [59].

Nell'ultima parte di questo paragrafo ci dedicheremo all'introduzione della potenza equivalente del rumore (*Noise Equivalent Power*, NEP) in un rivelatore come il nostro. Consideriamo innanzitutto un rivelatore di singolo fotone quantistico con un'efficienza quantica QE, esposto ad

una radiazione di fondo filtrata con una banda molto stretta ($\delta\nu/\nu \ll 1$) e di potenza P_B [44]. La potenza assorbita dal rivelatore è quindi dato da $P_B QE$. Se non ci sono perdite intrinseche (cioè il film assorbe ogni fotone incidente) il numero di conteggi al secondo è dato da $P_B QE/h\nu$. Il valor medio dei fotoni rivelati dal dispositivo nel tempo di campionamento τ_S è dato da $N=(P_B QE\tau_S)/h\nu$. Assumendo che il processo di assorbimento segua la statistica di Poisson, troviamo che le fluttuazioni quadratiche medie del numero medio N di conteggi sono dati da $\delta N=N^{1/2}=(P_B QE\tau_S/h\nu)^{1/2}$. Consideriamo ora che una radiazione incidente di potenza P_S , anche questa con $\delta\nu/\nu \ll 1$, aggiunga al numero medio di conteggi un valore pari a $N_S=(P_S QE\tau_S)/h\nu$. In una situazione tipica in cui si ha che $P_S \ll P_B$, il rapporto tra segnale e rumore è dato dal rapporto tra il numero medio dei conteggi dovuti al segnale e le fluttuazioni medie, $N_S/\delta N=P_S(QE\tau_S/(h\nu P_B))^{1/2}$. La definizione di NEP è la potenza del segnale che produce un rapporto segnale rumore pari a uno all'uscita del rivelatore. Così possiamo scrivere che il NEP è dato da:

$$NEP = \sqrt{\frac{h\nu P_B}{QE\tau_S}} \quad (1.14)$$

Se il rivelatore è intrinsecamente affetto da un tasso di conteggi di buio R , che di fatto ne limita l'efficienza quantica allora il NEP diventa:

$$NEP = \frac{h\nu}{QE} \sqrt{\frac{R}{\tau_S}} \quad \text{con } R = \frac{P_B QE}{h\nu} \quad (1.15)$$

Confrontando la definizione di NEP ottenuta e confrontandola con quella utilizzata per altri rivelatori si trova che per ottenere un espressione del NEP equivalente in entrambi i casi si deve scrivere che:

$$NEP = \frac{h\nu}{QE} \sqrt{2R} \quad (1.16)$$

Utilizzando valori tipici per gli SSPD di ultima generazione misurati a 2K (come per esempio quelli riportati in [28] in cui $QE \sim 10\%$ e $R \sim 10^{-4} \text{Hz}$) e considerando un fotone con $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ si ha che il NEP può raggiungere valori pari a $NEP \approx 10^{-19} \div 10^{-21} \text{W/Hz}^{1/2}$.

1.3.5 Tempo di ritardo e *Jitter*

Nel paragrafo 1.3.1 è stato descritto il processo di formazione dello stato resistivo all'interno di un filo superconduttore polarizzato con una corrente prossima alla corrente critica in seguito all'assorbimento di un fotone. In corrispondenza di questo fenomeno è possibile riscontrare un tempo di ritardo t_d nella risposta del dispositivo. Questo tempo di ritardo, se misurato, può portare ad una conferma che la risposta del dispositivo è legata all'effetto dell'assorbimento di un fotone coadiuvato dalla presenza di una corrente prossima alla corrente critica.

La dinamica della formazione dello stato resistivo in un filo superconduttivo illuminato da radiazione laser dipende dal flusso di fotoni incidente sul campione e dalla densità di corrente di polarizzazione come mostrato schematicamente in Fig. 12 [40].

Se il flusso di fotoni incidenti è molto alto avremo la formazione simultanea di un grande numero di *hotspot* all'interno del filo (Fig. 12 (a)). In questo caso ogni *hotspot* si sovrappone con quello adiacente attraverso la sezione del filo. Poiché lo spessore d del film di NbN è confrontabile con la lunghezza di coerenza (in realtà sappiamo che è addirittura minore) possiamo assumere che istantaneamente si viene a formare una barriera resistiva attraverso l'intera sezione trasversale del filo dando luogo ad un impulso di tensione entro un tempo uguale al tempo di termalizzazione degli elettroni pari a circa 7 ps

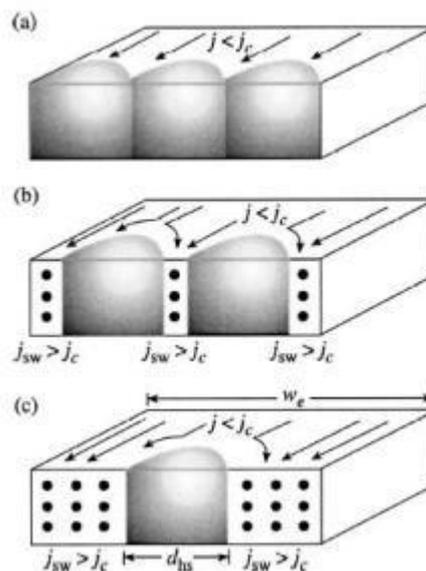


Fig.12: Schema della dinamica di formazione della zona resistiva; a) flusso di fotoni incidenti molto alto; b) regime di due fotoni per impulso che porta alla formazione di due hotspot all'interno del filo; c) regime di un singolo fotone per impulso [40].

Quando diminuiamo il flusso di fotoni incidenti la formazione dell'*hotspot* diventa un fenomeno sempre più isolato, fino ad arrivare ad una situazione in cui il flusso incidente contiene solo un fotone o anche meno Fig 12 (c).

Facendo riferimento ai parametri in figura noi sappiamo che in un regime di basso flusso di fotoni incidenti la formazione della barriera resistiva si ha solo quando il valore della densità di corrente superconduttrice (J_{sw}) costretta a fluire all'esterno dell'*hotspot* supera quello della densità di corrente critica (J_c). Il tempo di ritardo nella risposta del dispositivo è direttamente imputabile al fenomeno di redistribuzione della corrente di polarizzazione. Il tempo di ritardo t_d corrisponde quindi al tempo che trascorre tra la formazione iniziale dell'*hotspot* e l'eventuale formazione di una barriera resistiva lungo tutta la sezione trasversale del filo superconduttore.

In realtà quanto mostrato in Fig. 12 (b) è solo una possibile configurazione di assorbimento di due fotoni, in quanto i due *hotspot* possono sovrapporsi parzialmente o al limite coincidere.

In termini della dinamica del superconduttore t_d corrisponde al tempo necessario, in un regime di basso flusso, perché il gap superconduttore sia ridotto a zero da una corrente $J_{sw} > J_c$. Sotto queste ipotesi t_d può essere calcolato secondo la teoria di Tinkham come:

$$t_d = 2\tau_\Delta \int_0^1 \frac{f^4}{\left[\frac{2J_{sw}}{s\sqrt{3}J_c}\right]^2 + f^4 + f^6} df \quad (1.17)$$

Dove:

$$\tau_\Delta = \frac{2,41 \tau_{ep}}{\sqrt{1 - \frac{T}{T_c}}} \quad (1.18) \quad \text{e} \quad f = \frac{\Delta}{\Delta_0} \quad (1.19)$$

In cui $\Delta_0 = \Delta(T=0)$; τ_Δ rappresenta il tempo di rilassamento della gap e τ_{ep} è il tempo di scattering anelastico elettrone-fonone. Fig. 13 mostra la misura del tempo di ritardo ottenuto per due correnti di polarizzazione diverse riportato da Zhang et al. in [40].

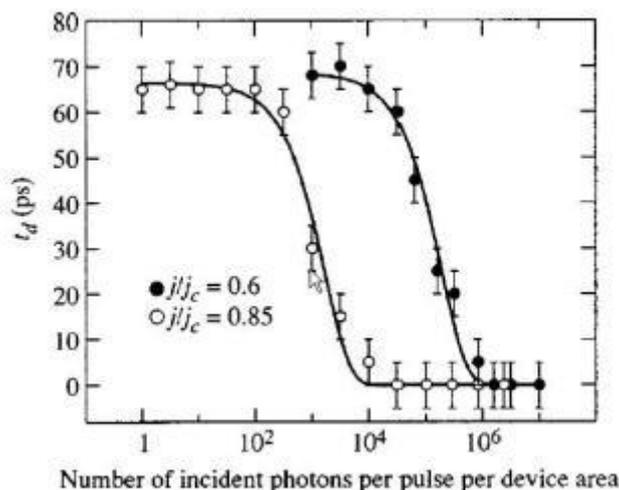


Fig. 13: Dati sperimentali ricavati per t_d da Zhang et al. in funzione del numero di fotoni incidenti per impulso laser e per unità di area del dispositivo. Le linee solide servono solo per facilitare la lettura dei dati [40].

I cerchi bianchi corrispondono ad un valore di $j/j_c = 0.85$ e quelli neri a $j/j_c = 0.60$ che indicano, per l'SSPD in questione, rispettivamente il regime di assorbimento di un singolo fotone e di due fotoni. Come si può notare in corrispondenza di un flusso di fotoni incidenti molto alto ($> 10^6$) t_d è indipendente dal numero di fotoni incidenti, questo ovviamente corrisponde al caso (a) di Fig.12 che corrisponde alla formazione della barriera resistiva in seguito all'assorbimento contemporaneo di N fotoni. Tale valore può essere usato come livello di riferimento ($t_d=0$) in quanto corrisponde al tempo necessario per la formazione dell'*hotspot* resistivo. Diminuendo il numero dei fotoni incidenti t_d comincia ad aumentare velocemente fino poi a raggiungere un nuovo livello di saturazione in corrispondenza di un numero molto basso di fotoni ($< 10^2$). Misurando il Δt_d tra i due livelli ottenuti si attiene un valore pari a $\Delta t_d = 65 \pm 5$ ps per il caso $j/j_c = 0.85$ e $\Delta t_d = 70 \pm 5$ ps per il caso $j/j_c = 0.60$. questi valori sono stati confrontati con l'andamento teorico ottenuto dalla formula 1.17 del tempo di ritardo in funzione j_{sw}/j_c considerando un tempo di interazione elettrone fonone pari a $\tau_{ep} = 10$ ps. Inoltre, è stato calcolato il valore di J_{sw} corrispondente alle due condizioni di polarizzazione tramite la formula:

$$J_{sw} = J \left(\frac{w}{w - d_{hs}} \right) \quad (1.20)$$

In cui $d_{hs}=30$ nm è il diametro dell'*hotspot* generato da un singolo fotone con una lunghezza d'onda di 810 nm e con w al solito la larghezza effettiva del filo superconduttore. Alla condizione $j/j_C=0.6$ corrisponde un valore $j_{sw}/j_C=0.96$, mentre considerando il caso di doppio assorbimento, raddoppiando il valore del diametro del *hotspot*, si ottiene un valore $j_{sw}/j_C=1.28$ che è sufficiente per dar luogo alla formazione di uno stato resistivo.

Per l'altra condizione invece otteniamo direttamente che ad un valore di $j/j_C=0.85$ corrisponde un valore di $j_{sw}/j_C=1.36$ e quindi un solo fotone è sufficiente per innescare la formazione dello stato resistivo. Un fenomeno legato a quello appena descritto è quello del jitter (letteralmente tremolio) che rappresenta la variazione casuale nel tempo dell'impulso di risposta e a causa del quale il segnale si presenta con un tremolio legato alle fluttuazioni del tempo di ritardo.

Negli SSPD questo fenomeno può essere causato principalmente da due effetti:

- Eventuali non uniformità del filo superconduttore;
- Assorbimento del fotone in prossimità del bordo del filo superconduttore;

In entrambi i casi quello che succede è che si ha una variazione del tempo di risposta del dispositivo, dovuta, come per il tempo di ritardo, alla redistribuzione della corrente di polarizzazione.

Negli SSPD si hanno valori di jitter molto bassi che vanno dai 10 ps ai 35 ps come mostrato in Fig. 14 in cui è mostrato un segnale dato dalla sovrapposizione di diversi impulsi di risposta [137].

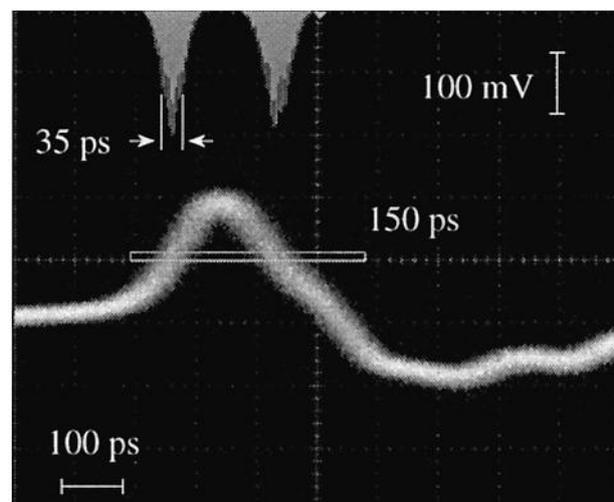


Fig. 14: Segnale dato dalla sovrapposizione di diversi impulsi di risposta di un SSPD; in alto è riportato un istogramma delle misure di jitter del segnale. La larghezza del segnale è di circa 150 ps.

1.3.6 Modello elettrico: Induttanza cinetica e controreazione elettrotermica

Anche con le considerazioni illustrate nel paragrafo precedente le prestazioni degli SSPD sono sovrastimate, per ottenere una descrizione corretta dei tempi di risposta di questi dispositivi bisogna tenere in considerazione l'induttanza cinetica del nanofilo superconduttore. Da quanto detto nei paragrafi precedenti sappiamo che l'assorbimento di un fotone provoca nel superconduttore una variazione della concentrazione delle quasiparticelle ed una riduzione della densità delle coppie di Cooper. Possiamo descrivere questo processo come una variazione nel tempo dell'induttanza cinetica:

$$L_{cin}(t) = \mu_0 \frac{\lambda_L^2}{d} n_q \quad e \quad \lambda_L^2 = \frac{m}{\mu_0 n_s e^2} \quad (1.21)$$

Dove n_q è il numero di quadrati definito come $n_q=L/w$, $L_{cin}(0) = \mu_0 \lambda_L^2/d$ è il valore dell'induttanza all'equilibrio per quadrato, λ_L la lunghezza di penetrazione del campo magnetico, n_s la densità di coppie di Cooper, d lo spessore del film, e la carica elettrica dell'elettrone e m è la massa dell'elettrone. In linea di principio tramite L_{cin} è possibile controllare eventuali variazioni della concentrazione delle coppie di Cooper n_s . In un film superconduttore polarizzato in corrente se n_s varia, per esempio a causa dell'assorbimento di un fotone, come descritto nel paragrafo 1.3.2, le restanti coppie di Cooper devono accelerare per poter trasportare la stessa corrente, ma a causa dell'inerzia per poter accelerare hanno bisogno di un campo elettrico. Questo campo elettrico generato intrinsecamente è osservabile dall'esterno come una differenza di potenziale che si sviluppa ai capi del dispositivo. Matematicamente quest'impulso è dato da [41]:

$$V_{cin} = I \frac{dL_{cin}}{dt} \quad (1.22)$$

L'arrivo del fotone crea una zona resistiva come spiegato nel modello dell'*hotspot*, contemporaneamente si ha una variazione dell'induttanza cinetica del dispositivo a causa della variazione del numero delle coppie di Cooper. In principio quindi sarebbe possibile rivelare l'assorbimento di un fotone solamente misurando le variazioni dell'induttanza cinetica senza la necessità che si inneschi la transizione allo stato normale di un'intera porzione di filo. Tuttavia le variazioni sono talmente piccole da risultare praticamente impossibili da misurare con tecniche

normali, richiedendo l'utilizzo di dispositivi come i dispositivi superconduttori ad interferenza quantistica (Superconducting Quantum Interference Devices, SQUID), che oltre a complicare l'elettronica di lettura del rivelatore ne comprometterebbero le prestazioni, tenuto conto che tipicamente gli SQUID hanno frequenze di lavoro ben al di sotto di quelle tipiche degli SSPD.

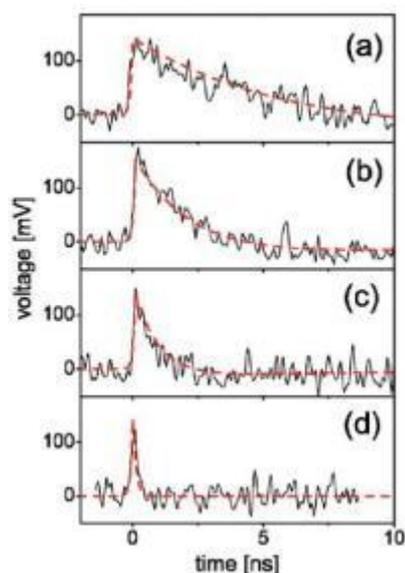


Fig. 15: Impulso di tensione registrato ai capi di quattro dispositivi diversi, mantenuti ad una temperatura di lavoro di 4,2K, polarizzati con una corrente di 11,5 μ A, in tutti i dispositivi la larghezza nominale di un filo è di 100nm.

a) meandro di 10 \times 10 μm^2 (lunghezza totale 500 μm); b) meandro di 4 \times 6 μm^2 (120 μm); c) meandro di 3 \times 3,3 μm^2 (50 μm) ed infine d) singolo filo di lunghezza 5 μm .

La Fig. 15 mostra gli impulsi di tensione presi ai capi di quattro dispositivi diversi in cui l'unico parametro che viene fatto variare è la lunghezza del meandro (quindi viene fatto variare n_q). La linea tratteggiata rossa rappresenta l'andamento teorico previsto tramite un modello fenomenologico senza parametri liberi utilizzato in [41] per lo studio dell'effetto dell'induttanza cinetica sul tempo di risposta dell'SSPD. In Fig. 16 possiamo vedere il modello elettrico utilizzato per simulare il funzionamento degli SSPD, in cui il rivelatore viene schematizzato con una resistenza in serie con un'induttanza L , il cui valore è costante nel tempo.

In questa descrizione l'arrivo del fotone e la conseguente formazione dello stato resistivo (il film acquista una resistenza normale R_n) vengono descritti inserendo in parallelo un interruttore che si apre o si chiude a seconda dello stato in cui si trova il nanofilo. Quando viene assorbito il fotone e il nanofilo acquisisce una resistenza R_n per un tempo t_{hs} . Trascurando per il momento il tempo di ritardo introdotto nel paragrafo precedente e l'effetto di auto riscaldamento per effetto Joule, t_{hs} può essere considerato pari a 30 ps. Tipicamente un SSPD, che come nel nostro caso è costituito da un nanofilo lungo 105 μm e largo 100nm, ha una resistenza normale dell'ordine dei 600k Ω , pari a circa $\approx 500 \Omega$ per quadrato. A questo punto l'interruttore si apre ed essendo la resistenza $R_n \gg R_{load}$ ($\sim 50 \Omega$), la corrente viene deviata attraverso la resistenza di carico, mentre

la corrente che passa attraverso il dispositivo decade quasi a zero. Trascorso un tempo t_{hs} le dimensioni dell'*hotspot* cominciano a ridursi in quanto, non essendo più attraversato da una corrente, il fenomeno di auto-riscaldamento del filo (*self-heating*) dato da $I^2(t)R_n$ è sufficientemente ridotto da permettere una nuova transizione allo stato superconduttivo. Per effetto dell'induttanza cinetica però la corrente ritorna al valore iniziale dopo un tempo τ_{ris} chiamato tempo di risalita

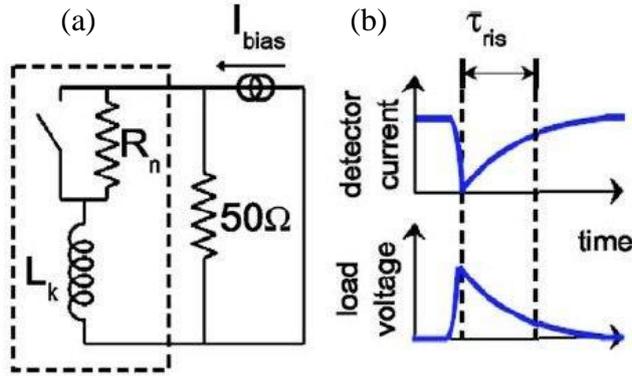


Fig. 16: a) Schema del modello elettrico. L'area tratteggiata rappresenta l'SSPD; b) andamento della corrente e della tensione ai capi del dispositivo.

Come si può vedere in Fig. 16 la curva teorica della tensione ha un andamento a doppio esponenziale in cui si hanno due tempi caratteristici τ_{dec} e τ_{ris} , rispettivamente tempo di decadimento e di risalita (il concetto di risalita e decadimento sono riferiti alla corrente nel dispositivo), entrambi legati all'induttanza cinetica del nanofilo che come detto dipende dal numero di quadrati :

$$\tau_{dec} = \frac{L_{cin}}{50\Omega + R_n}; \quad \tau_{ris} = \frac{L_{cin}}{50\Omega}; \quad (1.23)$$

All'aumentare della lunghezza del meandro aumenta l'induttanza cinetica che si traduce in un aumento dei tempi di decadimento e di risalita con un evidente effetto sul profilo dell'impulso Fig. 15. L'effetto dell'induttanza cinetica in realtà come si può vedere in Fig. 15 influenza principalmente il tempo di risalita τ_{ris} , mentre τ_{dec} risulta praticamente costante, questo è principalmente dovuto al fatto che quest'ultimo dipende dall'inverso della resistenza normale della zona resistiva che tipicamente è $R_n \gg 50\Omega$.

Per ridurre il tempo di risalita τ_{ris} si potrebbe diminuire L_{cin} (per esempio diminuendo la lunghezza del nanofilo) oppure aumentare la resistenza di carico del circuito di lettura, sfortunatamente però entrambi i valori non possono essere scelti arbitrariamente.

Infatti il funzionamento del dispositivo, come mostrato in [61], in cui gli autori presentano un ulteriore rifinitura del modello elettrico precedente (figura 17a), dipende da un delicato equilibrio tra la costante di tempo con cui il dispositivo una volta transitato recupera la sua fase superconduttiva e quella con cui la corrente una volta espulsa all'esterno del dispositivo, in seguito alla formazione della zona resistiva ritorna a fluire nell'SSPD.

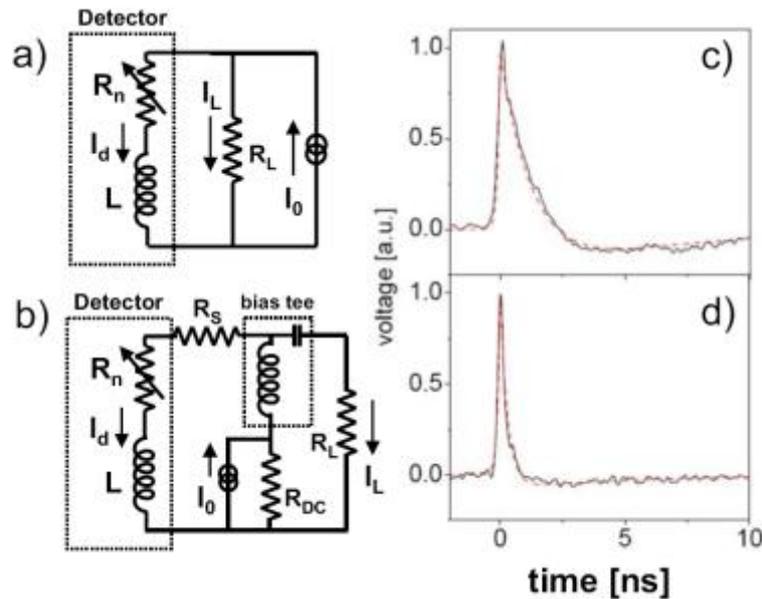


Fig. 17: a) Modello elettrico del funzionamento del dispositivo, un fotone genera un *hotspot* con resistenza in serie con l'induttanza cinetica del nanofilo L ; b) schema del circuito sperimentale utilizzato in [61], in cui compaiono anche la resistenza serie R_s , il *bias-tee* e l'impedenza del generatore di corrente; c) e d) Impulsi di risposta del rivelatore mediati per $R_s = 0.250 \Omega$ ($L = 50 \text{ nH}$).

In questa nuova schematizzazione l'arrivo del fotone e la formazione dello stato resistivo (da qui in avanti in questo paragrafo intenderemo con il termine stato resistivo la transizione allo stato normale dell'intera sezione di filo) viene descritta tramite una resistenza $R_n(t)$ che varia nel tempo. In seguito alla comparsa della zona normale per effetto Joule $R_n(t)$ aumenta esponenzialmente (cresce la porzione resistiva di filo). L'espansione di $R(t)$ è contrastata dalla controreazione elettrotermica negativa della resistenza di carico R_L ($R_L = 50 \Omega$), che forma con R_n un divisore di corrente, e devia la corrente I_L nel carico, in questo modo la corrente che fluisce attraverso il dispositivo I_d è data da $I_d = I_0 - I_L$, dove I_0 è la corrente in continua di polarizzazione. In un dispositivo correttamente funzionante questo effetto di controreazione elettrotermica è instabile. La costante di tempo induttiva è abbastanza lunga, in questo modo prima che I_L diventi

apprezzabile, il riscaldamento per effetto Joule ha già aumentato in modo consistente le dimensioni della zona normale, in modo che $R_n \gg R_L$. a questo punto la corrente I_d si riduce praticamente a zero, annullando di fatto l'effetto di riscaldamento e permettendo una nuova transizione allo stato superconduttivo, mentre il tempo in cui la corrente I_d ritorna al suo valore iniziale è dato sempre dall'espressione riportata nella 1.23 per τ_{ris} . Se a questo punto cercassimo di ridurre τ_{ris} per esempio aumentando molto R_L (R_L nella nuova trattazione corrisponde con i 50Ω del modello precedente) oppure riducendo molto l'induttanza cinetica del dispositivo (diminuendo la lunghezza del meandro) l'effetto della controreazione elettrotermica potrebbe diventare talmente veloce da controbilanciare l'effetto di riscaldamento prima della sua scomparsa, il che porterebbe alla formazione di una zona resistiva stabile, non permettendo al dispositivo di resettarsi, questo effetto viene chiamato auto riscaldamento dell'*hotspot* (o *latching*).

1.4 *Hotspot plateau*

Skocpol, Beasley e Tinkham (SBT) nel 1974 svilupparono un modello con il quale descrivere la formazione dell'*hotspot plateau* in fili stretti di stagno immersi in elio liquido e polarizzate in corrente [60]. Questo modello prevede due tipi di risposta a seconda che la lunghezza di termalizzazione (thermal healing length) L_{th} sia $L_{th} \gg l$ o $L_{th} \ll l$ dove con l si è indicata la lunghezza totale del nanofilo e L_{th} è data da $L_{th} = (Kd/h)^{1/2}$ in cui K è la conducibilità termica del film di NbN, d è lo spessore del film e h è il coefficiente del flusso di calore totale trasferito per unità di area dal film al substrato. Nel nostro caso dato che $L_{th} \sim 100$ nm e $l = 105 \mu\text{m}$ abbiamo che $L_{th} \ll l$ e per questo motivo concentreremo la nostra attenzione solo sulla trattazione relativa a questo caso. Le misure IV dell'*hotspot plateau* sono riportate nel capitolo 4. Nel modello usato per descrivere la formazione dell'*hotspot*, il calore sviluppato per effetto joule dalle zone che si trovano nello stato normale al di sopra della temperatura di transizione T_C viene trasferito principalmente in due modi:

- per conduzione termica tra la superficie del filo e quella del substrato tra le quali si viene a creare una discontinuità in temperatura (lo scambio avviene anche tra la superficie del filo e l'elio liquido del bagno termico);
- per conduzione elettronica all'interno del filo.

Poiché le dimensioni del filo solitamente sono molto inferiori a quelle del substrato possiamo assumere che il substrato si trovi alla temperatura del bagno termico (T_b).

Per determinare la corrente necessaria a sostenere la distribuzione di temperatura opportuna per la formazione stabile di una zona normale SBT risolsero il sistema di equazioni legate al flusso di calore, trovando una soluzione autoconsistente. Questa procedura li portò a trovare una rappresentazione parametrica delle curve IV in funzione delle dimensioni dell'*hotspot*.

Per introdurre il modello cominciamo con il considerare un semplice caso in una dimensione in cui inoltre $L_{th} \ll l$ in cui si forma una regione normale di diametro $2x_0$ e resistività ρ . Assumiamo inoltre che la zona normale si venga a creare simmetricamente al centro del filo, In Fig.18 (a) e (b) riportiamo uno schema del sistema in studio e del flusso di calore

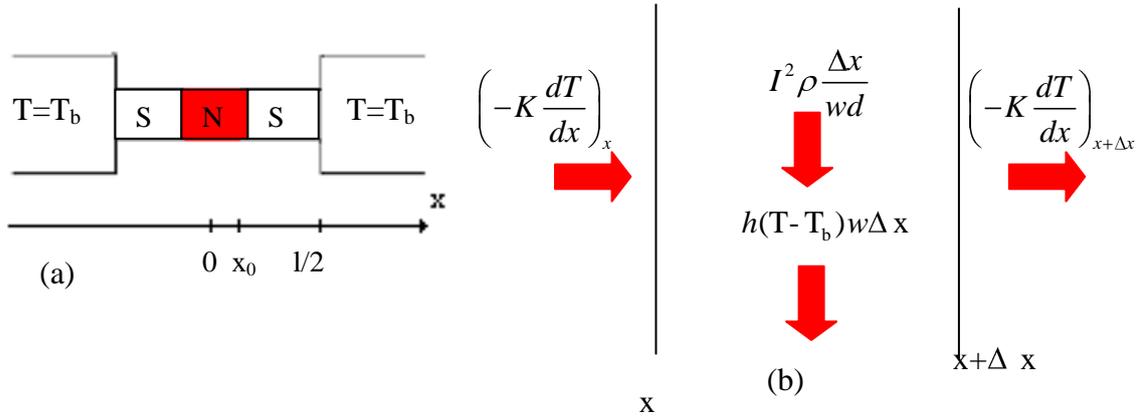


Fig. 18: (a) Schema del filo superconduttore; (b) schema del flusso di calore.

In Fig.18 (b) possiamo vedere che il flusso di calore è costituito da diversi termini:

- $I^2 \rho \Delta x / wd$ dovuto alla potenza dissipata per effetto joule nel volumetto normale di filo di lunghezza dx ;
- $h(T - T_b) w \Delta x$ dovuto allo scambio di calore tra il substrato e il filo;
- $\left(-K \frac{dT}{dx}\right) wd$ rappresenta il flusso di calore trasportato dagli elettroni calcolato rispettivamente in x e $x+\Delta x$:

In questo modo la distribuzione delle temperature deve soddisfare le equazione del flusso di calore:

$$-K_N \frac{d^2 T}{dx^2} + \frac{h}{d} (T - T_b) = \left(\frac{I}{wd}\right)^2 \rho \quad (|x| < x_0) \quad (1.24)$$

$$-K_S \frac{d^2 T}{dx^2} + \frac{h}{d} (T - T_b) = 0 \quad (|x| > x_0)$$

In cui K è la conducibilità termica (N e S indicano se siamo nella zona normale o in quella superconduttiva), h è il coefficiente del calore totale trasferito per unità di area dal film al substrato, e I è la corrente elettrica che scorre nel filo. I coefficienti sono assunti costanti nel passaggio dalla regione normale a quella superconduttiva. In questo modo si arriva ad una soluzione per le equazioni (1.24) di tipo iperbolico. In questa approssimazione di filo lungo le condizioni al contorno sono $T(\pm 1/2) = T_B$ e all' interfaccia tra la zona normale e quella superconduttiva (x_0) assumiamo che $T(\pm x_0) = T_C$.

La risultante distribuzione della temperatura è data da:

$$T_N(x) = T_c + (T_c - T_b) \left(\frac{K_s}{K_N}\right)^{1/2} \coth\left(\frac{x_0}{L_{th}}\right) \coth\left(\frac{\frac{1}{2}l - x_0}{L_{th}}\right) \left\{1 - \cosh\left(\frac{x}{L_{th}}\right) \left[\cosh\left(\frac{x_0}{L_{th}}\right)\right]^{-1}\right\} \quad (|x| < x_0)$$

E (1.25)

$$T_s(x) = T_b + (T_c - T_b) \left[\sinh\left(\frac{\frac{1}{2}l - x}{L_{th}}\right) \right] \left[\sinh\left(\frac{\frac{1}{2}l - x_0}{L_{th}}\right) \right]^{-1} \quad (|x| > x_0)$$

In cui $L_{th}^s = (K_s d/h)^{1/2}$. Dalle 1.25 si ottiene le distribuzioni della temperatura mostrate in Fig. 19

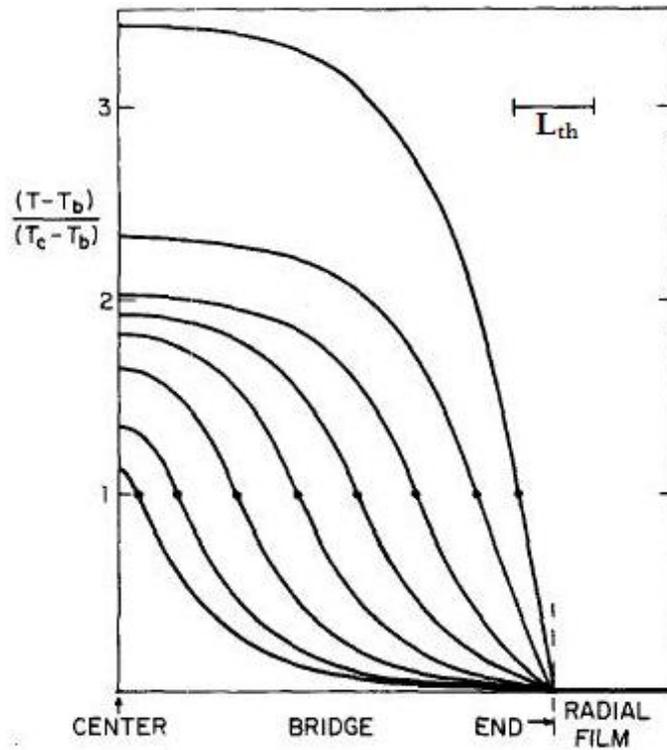


Fig. 19: Distribuzione delle temperature per diversi diametri dell'*hotspot* in approssimazione di $L_{th} \ll 1$, assumendo che la temperatura agli estremi del film sia $T=T_b$. la distribuzione della restante metà del film è simmetricamente uguale. I punti riportati indicano la posizione dell'interfaccia normale superconduttore dove $T=T_c$.

La corrente necessaria per ottenere una soluzione autoconsistente come questa è:

$$I(x_0) = \left(\frac{hw^2d(T_c - T_b)}{\rho}\right)^{1/2} \left[1 + \left(\frac{K_s}{K_N}\right)^{1/2} \coth\left(\frac{x_0}{L_{th}}\right) \coth\left(\frac{\frac{1}{2}l - x_0}{L_{th}}\right)\right]^{1/2} \quad (1.26)$$

E dalla legge di Ohm troviamo la tensione corrispondente:

$$V(x_0) = I(x_0) \frac{2x_0\rho}{wd} \quad (1.27)$$

Da cui si ottengono gli andamenti teorici delle caratteristiche IV riportate in Fig. 20

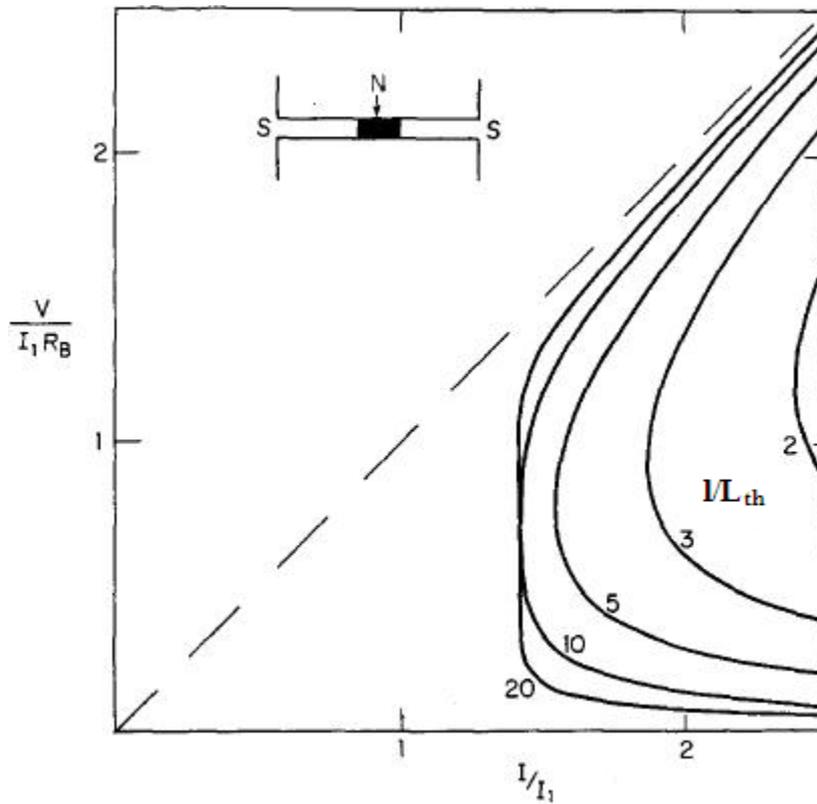


Fig. 20: Andamento teorico delle caratteristiche IV ottenuto tramite il modello di SBT. I_1 e R_B sono definite nel testo. Nel riquadro viene riportata la geometria utilizzata per derivare il modello. I numeri riportati affianco ad ogni caratteristica indicano il corrisponde valore del rapporto l/L_{th} tra la lunghezza del nanofilo l e quella di termalizzazione L_{th} .

Dove il parametro $R_B = \frac{2x_0\rho}{wd}$ è la resistenza normale del filo trascurando la variazione di resistenza alle estremità del filo, mentre il fattore nella 1.26:

$$I_1 = \left(\frac{hw^2d(T_c - T_b)}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.28)$$

è ottenibile anche in maniera più semplice uguagliando la potenza dissipata per effetto joule con la potenza scambiata dal film con il substrato

$$I_1^2 \frac{2x_0\rho}{wd} = h2x_0w(T_c - T_b) \Rightarrow I_1 = \left(\frac{hw^2d(T_c - T_b)}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.34b)$$

I_1 rappresenta la corrente di plateau che genera, per effetto Joule, un calore sufficiente a bilanciare il trasferimento di calore dalla superficie di un film normale a $T=T_C$ al substrato a $T=T_b$. Per $l \gg L_{th}$ la caratteristica IV tende ad un valore costante minimo della corrente I_{hs} pari a $(1+K_S/K_N)^{1/2}I_1$, che nel caso in cui $K_S=K_N$ si riduce a $\sqrt{2}I_1$.

Più la zona normale cresce più aumenta la resistenza normale del filo, che si traduce in una aumento della differenza di potenziale che si sviluppa ai capi del filo pur restando la corrente costante. Il processo si arresta quando transisce una porzione di filo abbastanza grande da far transire per effetto joule l'intero filo. Riportiamo in Fig. 18 una tipica caratteristica IV di un *hotspot* plateau di uno degli SSPD realizzati durante questo lavoro di tesi. Per una discussione più approfondita delle misure delle IV degli SSPD rimandiamo al capitolo 4

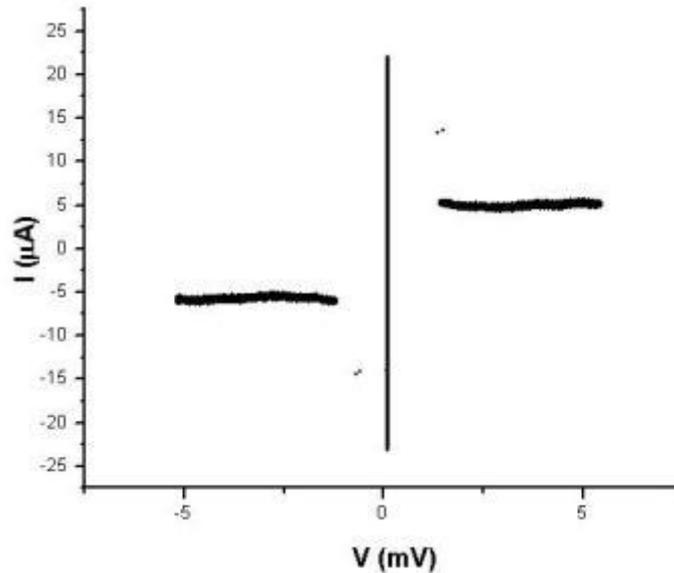


Fig. 21: Caratteristica IV a 4.2K di un *hotspot* plateau di un SSPD realizzato con un film di NbN su MgO spesso 7nm. $I_c= 24.8\mu A$, $I_{hs}=5.9\mu A$.

1.5 Rivelatori di singolo fotone a nanofili superconduttori di seconda generazione

Questo lavoro di tesi di dottorato ha riguardato oltre lo studio degli SSPD anche lo sviluppo di una serie di nuovi dispositivi, di cui si darà una breve descrizione nei prossimi paragrafi. Il principio di funzionamento di questi rivelatori si basa sugli stessi meccanismi di rivelazione descritti nei paragrafi precedenti. Questi nuovi rivelatori possono essere suddivisi in due gruppi, rivelatori di fotoni a nanofili superconduttori paralleli (PND) e rivelatori a punto di contatto superconduttivo (SPC).

1.5.1 Rivelatori a nanofili superconduttori paralleli.

A questa prima classe di rivelatori appartengono i rivelatori del numero di fotoni incidenti a nanofili superconduttori (Photon number resolving detector, PND), sviluppati in collaborazione con il gruppo del Prof. Andrea Fiore attualmente situato presso l'Università Tecnologica di Eindhoven Tue, Olanda. All'inizio della nostra collaborazione questo gruppo lavorava presso l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, EPFL.

1.5.1.1 Rivelatori del numero di fotoni incidenti a nanofili superconduttori (Photon number detector, PND)

In molti rivelatori di singolo fotone (tra i quali anche gli SSPD) l'assorbimento di un singolo fotone non è distinguibile da un evento in cui siano stati assorbiti un numero maggiore di fotoni, il che implica che non è possibile misurare direttamente il numero di fotoni presenti in un impulso luminoso se la durata dell'impulso è minore del tempo di risposta del rivelatore. Tuttavia rivelatori che siano in grado di risolvere il numero di fotoni incidenti sono necessari in diversi campi di ricerca delle comunicazioni quantistiche, dell'informazione quantistica e dell'ottica quantistica per due principali applicazioni: 1) per poter ricostruire la statistica dei fotoni che arrivano sul rivelatore tramite misure di ensemble, questo per esempio è il caso della caratterizzazione di sorgenti di luce non classiche come le sorgenti di singolo fotone [62] o le sorgenti di n-fotoni [63]; 2) per rivelare un eventuale attacco (*photon numbers splitting*, PNS)

nella crittografia quantistica [64]. Nel secondo caso un rivelatore PND è necessario per poter eseguire misure *single shot* del numero di fotoni incidenti, utile in applicazioni come il computer quantistico con ottica lineare (*linear-optics quantum computing*) [65], ripetitori quantistici [66] o preparazione di stati quantici [67].

	Rep. Rate (Hz)	Dk (Hz)	QE (%)	NEP (W/Hz ^{1/2})	λ (nm)	M _{noise}	N _{max}	T (K)	Tipo di lettura
CIPD ^[122]	40	Nr	80	n.r	1550	Si	N.R	4.2	Cryo JFET
QD-FET ^{[127][128]}	2·10 ⁵	0.4	1.3	2·10 ⁻¹⁷	684	Si	3	4.2	Cryo MESFET
TES ^[123]	5·10 ⁴	400	89	4·10 ⁻¹⁸	1550	Si	11	0.1	SQUID
PMT ^[129]	6.7·10 ⁵	400	7	1·10 ⁻¹⁶	523	Si	9	300	Amp a T _{amb}
VLPC ^{[63][130]}	1.5·10 ⁴	2·10 ⁴	85	9·10 ⁻¹⁷	543	Si	10	6-7	Cryo preamp
MPPC ^[131]	10 ⁴	1÷4·10 ⁴	25-65	7·10 ⁻¹⁶	400	Si	100-1600	300	Amp a T _{amb}
2D APD ^[124]	2·10 ⁴	1.6·10 ⁴	33	10 ⁻¹⁴	1064	NO	1024	246	Pluri canale
Multip.temp. ^{[133][134]}	10 ⁴	nr	66	n.r	800	NO	8-16	300	2 canali
PND	8·10 ⁷	0.15	2	4·10 ⁻¹⁸	1300	NO	6	2	Amp a T _{amb}

Tabella 3: Prestazioni riportate in letteratura per i rivelatori che hanno la capacità di risolvere il numero di fotoni incidenti. Le prestazioni riportate sono: velocità (Rep. Rate) è la frequenza di lavoro utilizzata negli esperimenti riportati in letteratura che per questo motivo non rappresenta necessariamente la velocità massima possibile, Dk conteggi di buio, QE efficienza quantica, NEP: *noise equivalent power*, λ lunghezza d'onda dell'eccitazione ottica, M_{noise} indica se il dispositivo è affetto dal fenomeno di moltiplicazione del rumore, N_{max} numero massimo di fotoni rivelati, T temperatura di lavoro ed infine il tipo di lettura richiesta. N.r. sta per non riportato.

In questi anni diversi approcci sono stati suggeriti per lo sviluppo di rivelatori che siano in grado di risolvere il numero di fotoni assorbiti dal rivelatore, come i transistor ad effetto di campo (*Field Effect transistors, FET*) o i rivelatori ad integrazione della carica (*charge integration detectors*) [122]-[128], in tutti i casi però questi dispositivi sono affetti da tempi di integrazione molto lunghi che portano a larghezze di banda <1MHz. I TES (*Transition Edge Sensor* [26], [123]) sono anche loro rivelatori superconduttori che esibiscono un'elevata efficienza, ma lavorano a temperature estremamente basse (~100mK) e sono caratterizzati, anche nel migliore dei casi, da tempi di risposta molto lunghi di alcune centinaia di nanosecondi. Altri approcci basati sui tubi fotomoltiplicatori (PMT [129]) ed i fotodiodi ad effetto a valanga (*Avalanche PhotoDiode, APD*), come i contatori di fotoni alle lunghezze d'onda del visibile (*Visible Light Photon Counter, VLPC* [63], [130]) o le matrici bidimensionali di APD [124], [131] o i rivelatori basati sul *multiplexing* temporale [133], [134], non sono sensibili all'arrivo di fotoni con lunghezze d'onda tipiche delle telecomunicazioni ed in più sono affetti da un elevato numero di conteggi di buio e da tempi di reset molto lunghi. Infine le matrici di rivelatori di singoli fotoni

comportano la necessità di dover utilizzare complesse elettroniche di lettura [124], [135]. Il nostro approccio invece propone di utilizzare il *multiplexing* spaziale di una matrice di SSPD connessi tra di loro in parallelo, in modo da ottenere in uscita dal dispositivo un singolo impulso la cui ampiezza è proporzionale al numero di fotoni assorbiti. In questo modo i rivelatori del numero di fotoni incidenti a nanofili paralleli (PND) superano gli altri dispositivi esistenti in termini di semplicità, sensibilità (NEP), velocità (*repetition rate*), e di moltiplicazione rumore (*multiplication noise*, M_{noise}) dovuta alla connessione di diversi elementi insieme (vedi Tabella 3)

1.5.1.2 Principio di funzionamento dei PND

L'idea alla base dei PND è quella di sfruttare l'elevata sensibilità degli SSPD, connettendone un numero N_p in parallelo, per poter contemporaneamente rivelare l'arrivo di un numero massimo di fotoni che è legato al numero N_p di elementi in parallelo vedi Fig. 22. Quindi l'elemento attivo anche in questo caso è un nanofilo di NbN spesso pochi nanometri (3÷5nm), largo 100nm e disposto a meandro (per ulteriori dettagli sulla fabbricazione vedi capitolo 3). Ogni sezione agisce come un vero e proprio SSPD, in cui come visto nei paragrafi precedenti, l'arrivo di un singolo fotone causa la temporanea espulsione della corrente che fluisce al suo interno verso il circuito esterno di lettura, generando un impulso misurabile ai capi dell'uscita del rivelatore. In particolare nei PND la corrente che viene espulsa da ogni sezione può sommarsi, dando luogo ai capi dell'uscita del dispositivo ad un impulso la cui ampiezza è proporzionale al numero di fotoni assorbiti (come vedremo anche nel capitolo della caratterizzazione ottica). Chiamiamo I_B^i per $i=1, \dots, N_p$ la corrente di polarizzazione che fluisce attraverso ciascuno degli N_p elementi in parallelo quando il rivelatore si trova stabilmente nello stato superconduttivo. Polarizzando il circuito con un generatore di tensione V_B connesso in serie con una resistenza di polarizzazione R_B , (vedi capitolo 4 per lo schema equivalente del circuito utilizzato per la caratterizzazione ottica), la corrente di polarizzazione totale del dispositivo (che si trova sempre nella fase superconduttiva) è $I_B = V_B/R_B$. La corrente di polarizzazione di ogni elemento sarà data da $I_B^i = I_B/N_p$. Se tutte le sezioni sono identiche tra di loro, ciascuna caratterizzata da una corrente critica I_c^i , la transizione dallo stato superconduttivo a quello normale dell'intero dispositivo avrà luogo quando la corrente di polarizzazione I_B supererà il valore critico dato da $I_c = I_c^i \cdot N_p$. In realtà a causa della presenza di eventuali disuniformità nei nanofili (come per esempio variazioni

della larghezza o dello spessore del nanofilo), ogni elemento è caratterizzato da una propria corrente critica (maggiori informazioni sull'argomento sono discusse in [116]) e quindi la corrente di polarizzazione può essere aumentata solo fino a quando la corrente che scorre attraverso ogni elemento non supera il valore della corrente critica locale I_c^i , in questo caso la corrente critica totale del dispositivo è data da $I_c = \sum_{i=1}^{N_p} I_c^i$. Consideriamo ora che il k-esimo nanofilo sia quello caratterizzato dalla corrente critica minore I_c^k . Finché aumentando la corrente di polarizzazione $I_B^k < I_c^k$, la corrente che fluisce in ogni elemento del parallelo è data da: $I_B^i = I_B/N_p$. Non appena però si raggiunge la condizione $I_B^k = I_c^k$ il valore della corrente che circolerà attraverso tutte le altre sezioni sarà uguale a I_c^k . Se a questo punto si continua ad aumentare la corrente di polarizzazione il k-esimo nanofilo transisce dallo stato superconduttivo a quello normale, mentre tutti gli altri rimangono allo stato superconduttivo. Se la corrente I_B non è tale da far transire anche la successiva sezione allora le $N-1$ sezioni possono ridistribuire tra di loro l'eccesso di corrente in modo da far tornare il k-esimo nanofilo allo stato superconduttivo. Questa dinamica di redistribuzione della corrente può essere applicata ad ogni nanofilo in questo modo è possibile polarizzare correttamente ogni sezione parallela in prossimità della propria corrente critica I_c^i . Definiamo come $QE^i = QE(I_B^i)$ (dove $i_b^i = I_B^i/I_c^i$) come l'efficienza quantica di ogni sezione dipendente dalla corrente di polarizzazione normalizzata. A questo punto sappiamo che QE^i sarà massima quanto più la corrente di polarizzazione del dispositivo (I_B) è vicina ad I_c . Come spiegato, grazie al meccanismo dinamico di redistribuzione della corrente, sappiamo che ogni nanofilo è polarizzato il più vicino possibile alla sua corrente critica. Quando un fotone viene assorbito da una delle N_p sezioni, opportunamente polarizzate, darà luogo in essa alla formazione di una zona resistiva attraverso l'intera sezione del nanofilo con una probabilità data dalla sua efficienza quantica. A causa dell'immediato aumento della resistenza del nanofilo, la sua corrente sarà espulsa al di fuori di esso e si ridistribuirà tra le N_p-1 sezioni ancora superconduttive e la resistenza di carico esterna R_{out} dell'amplificatore ad alta frequenza. Questo effetto porta al fatto che, se le sezioni in cui si ha simultaneamente un evento di assorbimento sono N (in un intervallo di tempo che deve essere molto minore del tempo di rilassamento della corrente), parte della loro corrente si somma ai capi dell'uscita del dispositivo e quindi sul carico esterno. Il dispositivo è in grado di risolvere il numero di fotoni incidenti se l'ampiezza dell'impulso di corrente $\bar{I}_{out}^{(N)}(t)$ ai capi di R_{out} dovuto alla transizione delle N sezioni è n volte maggiore dell'ampiezza dell'impulso $\bar{I}_{out}^{(1)}(t)$ causato dalla transizione di una sola sezione. In

altre parole il dispositivo sarà in grado di risolvere il numero di fotoni incidenti se la corrente di perdita I_0 che viene assorbita da ogni sezione non transita è trascurabile rispetto alla corrente di polarizzazione. I_0 non solo causa una diminuzione dell'ampiezza del picco di risposta abbassando il segnale utile per l'amplificazione esterna (peggiorando così il rapporto segnale rumore elettrico introdotto dagli amplificatori), ma aumenta la corrente che circola negli elementi del PND che si trovano ancora allo stato superconduttivo causandone eventualmente la transizione allo stato resistivo. Quindi la corrente di perdita introduce un limite massimo alla corrente di polarizzazione permessa per ottenere un funzionamento stabile del dispositivo.

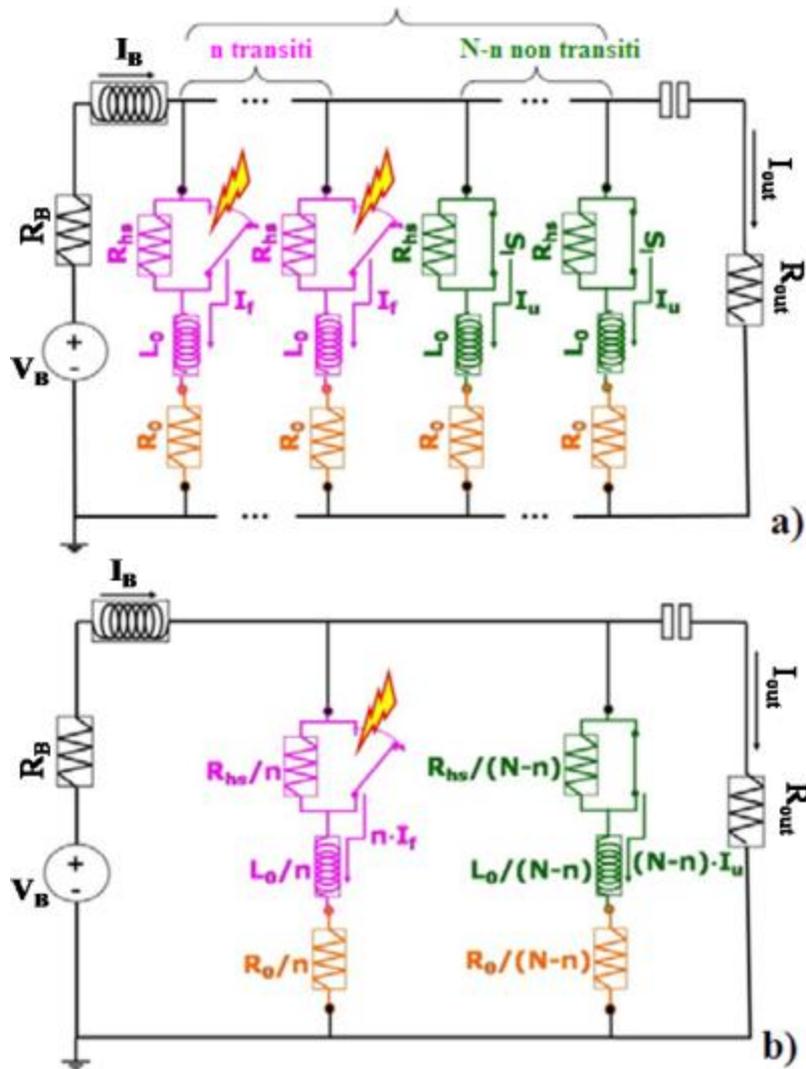


Fig. 22: a) Circuito equivalente di un N-PND con resistenze serie. Le n sezioni transite in seguito all'assorbimento di un fotone sono rappresentate in rosa tutte attraversate dalla stessa corrente I_f , mentre quelle che si trovano ancora allo stato superconduttivo sono in verde tutte con la stessa corrente I_u . I_{out} invece è la corrente che scorre attraverso la resistenza d'ingresso degli amplificatori. b) circuito semplificato dello stesso N-PND, dove i due insiemi di sezioni transite e non sono stati sostituiti dai rispettivi circuiti equivalenti di Thévenin.

I_0 dipende dal rapporto tra l'impedenza di ogni elemento in parallelo Z_i e l'impedenza d'uscita R_{out} . Dato che Z_s in un superconduttore è data solo dall'induttanza cinetica L_{cin} , trovare il giusto compromesso tra I_0 e il corretto funzionamento del dispositivo è molto complicato. Allo scopo di ridurre le difficoltà in fase di progettazione, si è pensato di introdurre in serie ad ogni elemento una resistenza (R_0 , vedi capitolo 3 per i dettagli sulla fabbricazione). In questo modo l'impedenza di ogni ramo del parallelo è dato da $Z_s=j\omega L_{cin}+R_0$, quindi I_0 può essere minimizzata variando opportunamente le dimensioni del nanofilo (e quindi la sua induttanza cinetica) e quelle della resistenza serie R_0 alla quale è imposto solo il limite di dover essere $R_0 \leq R_{out} = 50\Omega$.

Fig. 22 mostra il modello elettrico equivalente di un PND, costituito da N sezioni in parallelo, utilizzato in [136] per effettuare delle simulazioni che ci hanno permesso di identificare i parametri ottimali per la realizzazione dei nostri rivelatori. In Fig. 22 ogni sezione viene rappresentata come un serie di una resistenza R_0 , da noi introdotta per controllare la problematica legata alla corrente di perdita, un'induttanza L_0 che tiene conto dell'induttanza cinetica del nanofilo quando si trova nello stato superconduttivo e un parallelo tra un interruttore che si apre per simulare l'arrivo di un fotone e la conseguente formazione di una zona resistiva di resistenza R_{HS} . Per tutte le sezioni transite si assume che siano attraversate dalla stessa corrente I_f , come anche tutte le sezioni non transite in cui scorre la corrente I_u . Rimandiamo ai capitoli 3 e 4 per la discussione dei risultati ottenuti con i rivelatori realizzati grazie all'ottimizzazione condotta tramite le simulazioni.

1.5.2 Rivelatori a punto di contatto superconduttivo (SPC)

Questi rivelatori sono stati realizzati con l'idea di base di realizzare un rivelatore che avesse delle dimensioni molto minori della lunghezza d'onda incidente. I dispositivi che discuteremo in questa tesi sono tutti costituiti da un'area attiva quadrata di dimensioni variabili tra i $(50 \times 50 \text{nm}^2)$ e i $150 \times 150 \text{nm}^2$, vedi capitolo 3 per le immagini dei dispositivi), mentre la lunghezza d'onda della radiazione incidente era di 1310nm o 780nm. Il principio di funzionamento del dispositivo è lo stesso di quello descritto nei paragrafi precedenti in cui il fotone dà luogo ad un impulso di risposta grazie alla collaborazione congiunta della corrente di polarizzazione (I_B molto vicina a I_c) e la formazione di una zona normale (*hotspot*). Le uniche differenze nel comportamento del rivelatore sono legate alle dimensioni nanometriche del dispositivo, che comporta la necessità di

ridefinire il modello del *hotspot plateau* introdotto nel paragrafo 1.4. In quel caso infatti tutta la teoria illustrata si basava sulla condizione che $L_{th} \ll l$ dove L_{th} è la lunghezza di termalizzazione, mentre l era la lunghezza del nanofilo. Tale condizione è verificata nel caso degli SSPD in cui $L_{th} \sim 100\text{nm}$ e $l = 105\text{nm}$, mentre non lo è nel caso degli SPC cui (supponendo che L_{th} sia la stessa) $l = 50 \div 150\text{nm}$. Per questo motivo seguendo la teoria di Thinkam riportata precedentemente e le equazioni 1.30 devono esser modificate nel seguente modo [60]:

$$\begin{aligned}
 -K \left(r^2 \frac{d^2 T}{dr^2} + r \frac{dT}{dr} \right) + \frac{h}{d} r^2 (T - T_b) &= \left(\frac{I}{\pi d} \right)^2 \rho \quad (\text{stato normale}) \\
 -K \left(r^2 \frac{d^2 T}{dr^2} + r \frac{dT}{dr} \right) + \frac{h}{d} r^2 (T - T_b) &= 0 \quad (\text{stato superconduttivo})
 \end{aligned} \tag{1.35}$$

Per ottenere le eq. 1.35 si è considerato un flusso termico unidimensionale all'interno di un ponte di lunghezza $l + (w/2)$ e un flusso radiale di raggio $w/2$ nel film alle estremità del ponte, con w la larghezza del ponte. Dalla soluzione delle eq. 1.35 si arriva a ricavare la seguente espressione per la corrente per il caso $L_{th} \geq l$ (dove con l si sottintende sia larghezza che la lunghezza):

$$\begin{aligned}
 I(r_0) &= \left(\frac{Kd^2(T_c - T_b)}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \left[K_0 \left(\frac{r_0}{L_{th}} \right) \right]^{-\frac{1}{2}} \\
 &\times \left\{ \left(\frac{L_{th}}{W} \right)^2 \left[K_0 \left(\frac{w}{2L_{th}} \right) + \left(\frac{\pi}{2} \right) K_1 \left(\frac{w}{2L_{th}} \right) \coth \left(\frac{\frac{1}{2}l}{L_{th}} - \frac{1}{4} \frac{w}{L_{th}} \right) \right] \right\}^{-1} \\
 &+ \left\{ \pi^{-2} \int_{\frac{w}{2L_{th}}}^{\frac{r_0}{L_{th}}} \frac{I_0(x)}{x} dx \right\}^{\frac{1}{2}} \tag{1.36}
 \end{aligned}$$

Dove $I_0(x)$, $K_0(x)$ e $K_1(x)$ sono funzioni di Bessel modificate. L'andamento delle caratteristiche IV ricavato con queste nuove approssimazioni è riportato in Fig. 1

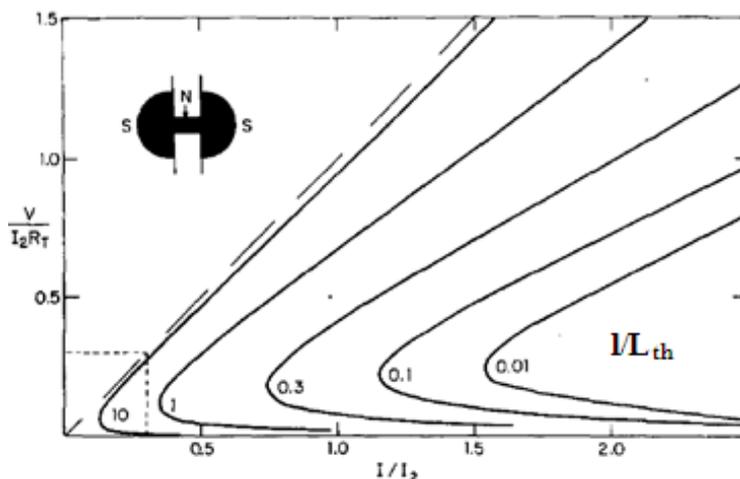


Fig. 23: Andamento teorico delle caratteristiche IV ricavato dal modello SBT refinito per il caso $L_{th} \geq L$. Nel riquadro viene riportata la geometria utilizzata per derivare il modello. I numeri riportati affianco ad ogni caratteristica indicano il corrisponde valore del rapporto L/η . Nell'inserto è riportata la geometria considerata nel ricavare il modello.

Da Fig. 23 possiamo vedere che l'andamento previsto per $L_{th} \geq l$ presenta un minimo pronunciato in contrapposizione con il plateau evidenziato nel caso di $L_{th} \ll l$. In accordo con quanto previsto invece dalla teoria introdotta nel paragrafo 1.3.6 l'induttanza cinetica di un dispositivo di dimensioni così ridotte non è sufficiente ad ottenere un effetto di retroazione elettrotermico stabile, causando una transizione stabile allo stato resistivo del dispositivo, in altre parole la risposta del dispositivo è talmente veloce da non permettere il completo recupero della fase superconduttiva durante l'intervallo di tempo in cui la corrente si riversa ai capi della resistenza di carico R_{out} . Quando la corrente ritorna a scorrere nel dispositivo, questo si trova ancora nella fase normale, causando una nuova espulsione di tutta la corrente all'esterno del dispositivo e così via. In questo modo il dispositivo rimane stabilmente nella fase resistiva e non è in grado di rivelare l'arrivo di un fotone. Per ovviare a questo problema abbiamo deciso di inserire due induttanze alle due estremità del dispositivo (vedi Fig. 74 capitolo 3) in modo da ritardarne la risposta e permetterne il corretto funzionamento.

Capitolo 2 Tecniche sperimentali per la fabbricazione e la caratterizzazione dei rivelatori di singoli fotoni a nanofili superconduttori

In questo capitolo ci occuperemo di dare una breve ma esaustiva descrizione delle diverse tecniche di micro e nano fabbricazione utilizzate per la realizzazione dei dispositivi studiati in questo lavoro di dottorato. Il capitolo è articolato come segue: Litografia elettronica, tecniche di deposizione di film sottili, tecniche di rimozione del materiale mediante plasma reattivo, tecniche per l'analisi topografica delle superfici dei film di NbN, apparati per la caratterizzazione elettrica e ottica dei dispositivi.

2.1 Litografia elettronica

Per il grado di risoluzione richiesto nella realizzazione dei nostri dispositivi è fondamentale l'utilizzo della litografia elettronica. In questo paragrafo faremo riferimento al sistema EBPG 5 HR della *Vistec Microsystem* (vedi Fig. 22), installato presso l'Istituto di Fotonica e di Nanotecnologie (IFN) del CNR di Roma.



Fig. 24: Fotografia del sistema utilizzato per la litografia elettronica EBPG 5HR della Vistec in uso presso l'IFN.

Un sistema per la litografia elettronica essenzialmente è una macchina in grado di generare, accelerare e controllare un fascio di elettroni che viene fatto incidere sul campione ricoperto di un polimero (resist elettronico) su cui si vuole riprodurre il disegno desiderato. Il fascio elettronico interagendo con un'opportuna energia con il resist modifica i legami chimici delle catene polimeriche che lo costituiscono rendendolo a seconda dei casi più o meno solubile all'azione di un solvente (Sviluppo). I resist si dividono in due tipi: resist positivi e negativi. La differenza tra i due consiste proprio nel modo in cui rispondono all'esposizione elettronica. Nel primo caso l'esposizione causa un indebolimento dei legami tra le catene del polimero, tale che quando si immerge il resist nel suo "sviluppo" la parte esposta al fascio elettronico diviene solubile e sciogliendosi lascia una maschera di resist in positivo (vedi fig. 23a). Nel caso di resist negativo avviene il processo contrario, e quindi immergendo il campione nel suo sviluppo quello che si ottiene è di asportare tutto il resist non esposto. Il risultato è una maschera in negativo del nostro pattern (vedi figura 23b).

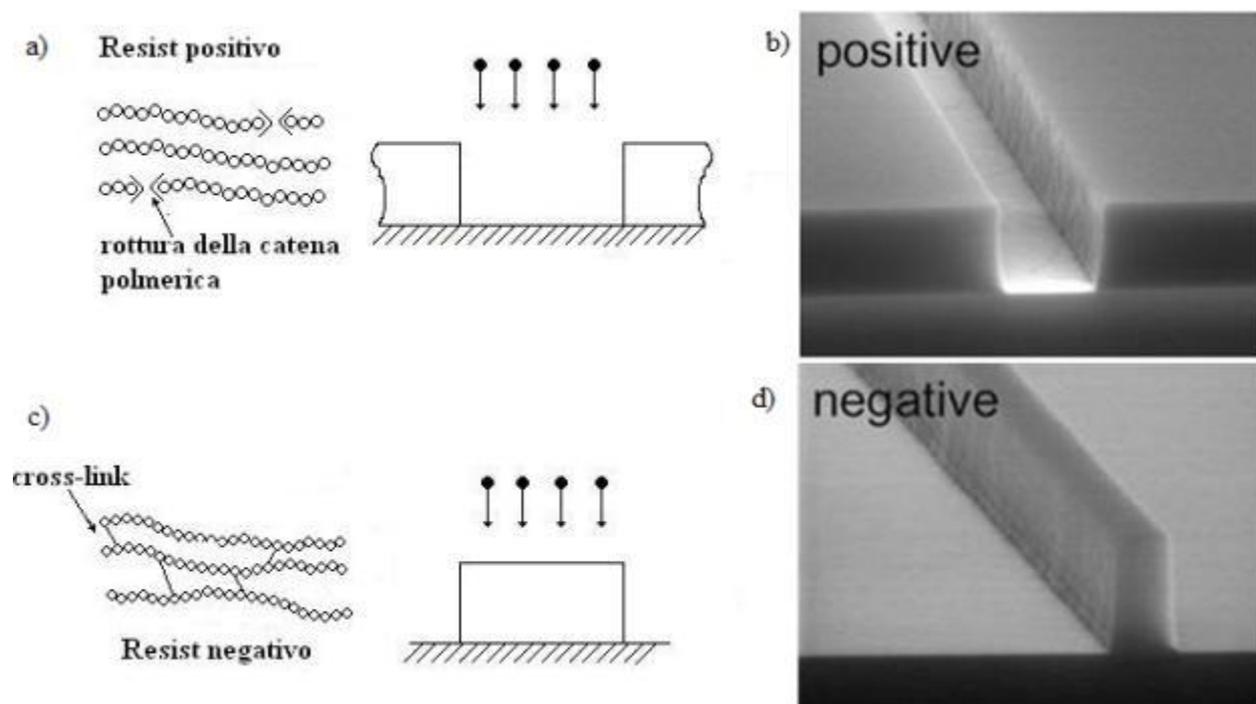


Fig. 25: a) Descrizione schematica del comportamento di un resist positivo, b) immagine SEM relativa ad un resist positivo, c) descrizione schematica del comportamento di un resist negativo con corrispondente immagine SEM d).

Per la realizzazione dei nostri rivelatori sono stati utilizzati entrambi i tipi di resist. In particolare come resist positivo si è usato il polimetil-meta-acrilato (PMMA) la cui formula minima è

$C_8O_6H_{12}$, mentre come resist negativo è stato usato silsesquioxane di idrogeno (HSQ). L'HSQ è un oligomero a struttura ingabbiata con formula generale $(HSiO_{2/3})^{2n}$. I resist sono disponibili in soluzione a diverse concentrazioni. La forma liquida permette di distribuirli uniformemente sul campione da esporre tramite la tecnica di “*Spinning*”, che consiste nel far ruotare il campione ad elevate velocità (nel nostro spinner si può andare tra i 1000 e i 7000 giri al minuto). A questo punto dopo aver ottenuto uno strato omogeneo di resist si provvede ad eliminare il solvente residuo tra le molecole di polimero, ponendo il substrato su una piastra calda a temperatura regolabile. Temperatura e tempo di cottura variano a seconda del resist utilizzato. La litografia elettronica consente la scrittura diretta sul resist tramite un fascio di elettroni. La scansione del fascio elettronico viene controllata da un computer in modo da riprodurre il pattern secondo i parametri impostati dall'utente. La colonna elettro-ottica dell'EBL è fondamentalmente costituita da un emettitore di elettroni, diverse lenti elettromagnetiche e da una serie di bobine e fenditure che hanno lo scopo di dirigere e focalizzare il fascio di elettroni. Il sistema viene mantenuto a tre livelli di vuoto distinti: la camera di carico del campione (load lock) è mantenuta ad una pressione di 5×10^{-7} mbar tramite una pompa turbomolecolare, la colonna e la sorgente di elettroni, tramite due coppie di pompe ioniche vengono rispettivamente mantenute ad una pressione di 10^{-8} mbar e di 10^{-10} mbar. La sorgente di elettroni in uso nell'apparato EBPG 5HR è un emettitore di elettroni ad effetto di campo (FEG, Field Emission gun) di tipo Schottky il cui funzionamento è legato alle proprietà delle strutture a bande dei metalli e al campo elettrico di estrazione applicato. Un emettitore Schottky è costituito da (Fig. 26):

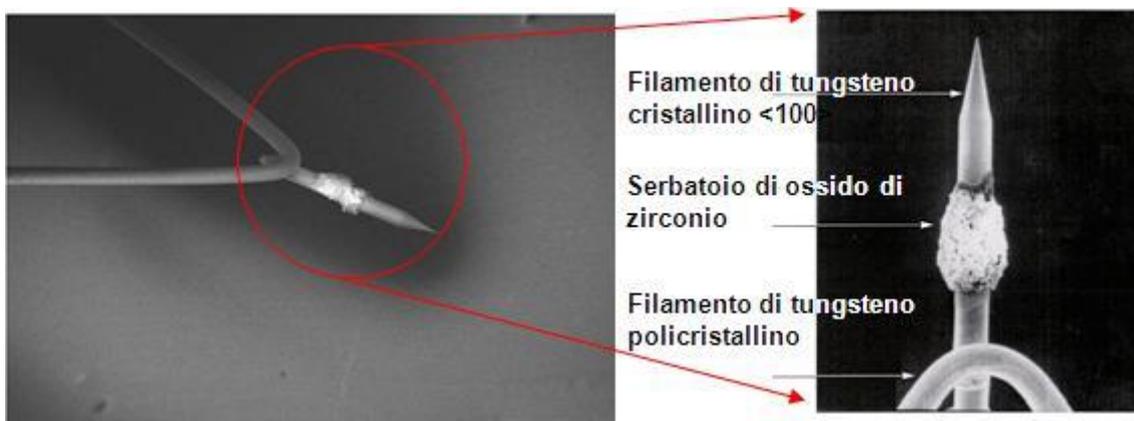


Fig. 26: Immagine SEM della punta dell'emettitore Schottky montato sull'EBPG 5HR;

- Una punta di Tungsteno (W) cristallino orientato lungo il piano cristallino $\langle 100 \rangle$;
- Un “serbatoio di elettroni” di Ossido di Zirconio, ZrO;
- Un filamento di Tungsteno policristallino.

Per avere emissione Schottky si deve applicare un campo elettrico di estrazione tramite un elettrodo, chiamato estrattore, che applica sulla punta un potenziale di circa 5 kV. In questo modo la funzione lavoro viene diminuita dalla presenza del campo elettrico facilitando così l'estrazione degli elettroni. La punta viene scaldata a 1800 K per ottenere l'emissione termoionica (tramite una corrente di ≈ 2.3 A). L'ossido di zirconio a questa temperatura aumenta la propria mobilità e migrando verso la punta tende ad abbassare la funzione lavoro fino a 2.9 eV, facilitando ulteriormente l'estrazione degli elettroni. Gli elettroni emessi vengono focalizzati una prima volta dalla lente C1 (vedi Fig. 27), quindi accelerati verso l'anodo che si trova ad una differenza di potenziale rispetto al catodo che può essere impostata a scelta tra 20, 50, e 100 kV.

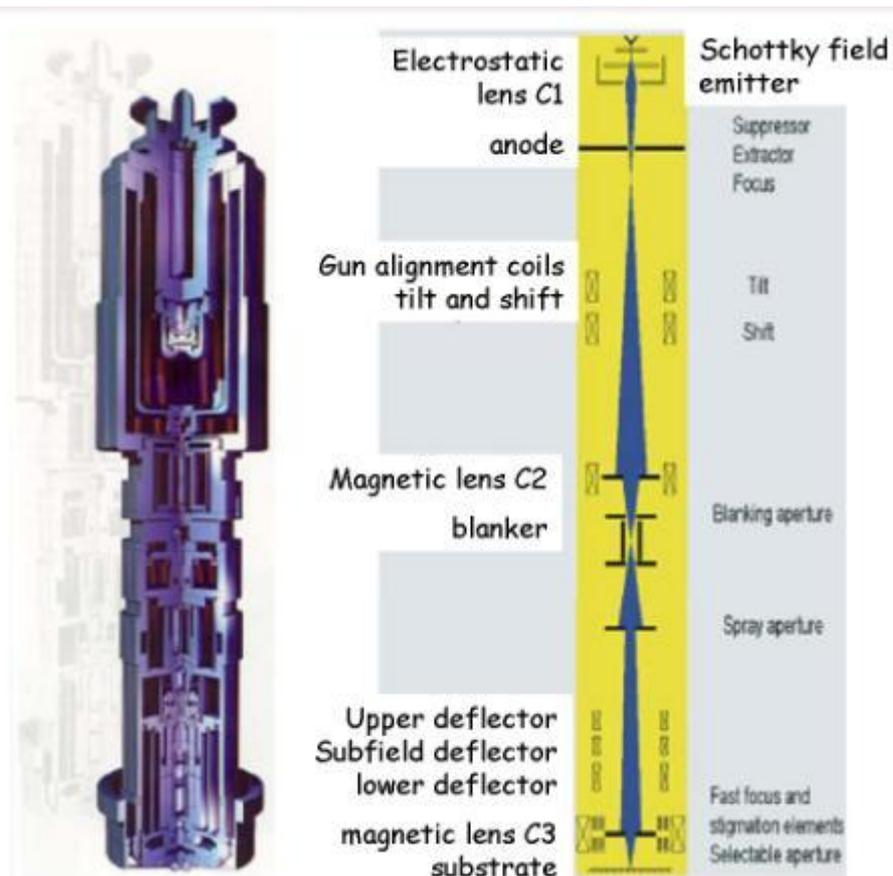


Fig. 27: Schema della colonna elettro-ottica dell'apparato litografico EBPG 5 HR

In questo modo si determina l'energia finale con cui gli elettroni incideranno sul campione nel processo di scrittura. Gli elettroni passano poi attraverso una seconda lente C2 che, agendo in combinazione con C1 come in uno zoom, determina la dimensione e l'intensità del fascio di elettroni. Il fascio collimato e demagnificato dal sistema di lenti C1-C2, viene quindi fatto passare attraverso una lente elettrostatica chiamata blanker, che agisce come un otturatore deviando il fascio dall'asse ottico, per evitare l'esposizione accidentale del resist durante gli spostamenti del substrato o del fascio. La terza lente elettromagnetica C3 determina la focalizzazione del fascio sul campione. Alla fine del cammino ottico troviamo quindi una fenditura con una apertura variabile di 300nm o 400nm il cui scopo è di ridurre meccanicamente l'intensità e le dimensioni del fascio di particelle: in questo modo si riducono le aberrazioni e si varia la profondità del campo. Agendo sul sistema C1-C2 siamo in grado di variare la demagnificazione, variando in questo modo la corrente I_b che, attraversando la fenditura, incide direttamente sulla superficie del campione da processare. Sappiamo che I_b è legata ai parametri di scrittura dalle formule:

$$I_B = \frac{Q}{t} = D v_{BSF} B_{SS}^2 \quad (2.1)$$

Da cui

$$v_{BSF} = \frac{I_B}{D B_{SS}^2} \quad (2.2)$$

Dove Q è la carica depositata, v_{BSF} è la frequenza con cui viene deflesso il fascio durante l'esposizione che nel nostro sistema può assumere un valore compreso tra 1kHz e 10MHz, D indica la dose usata ovvero la carica depositata sul campione per unità di superficie ($\mu\text{C}/\text{cm}^2$), B_{SS} (beam step size in μm) è il passo con cui il fascio espone e dunque B_{SS}^2 è la superficie minima esposta (μm^2). Quindi inserendo nell'ultima equazione le unità di misura che ci interessano, quello che si ottiene è:

$$v_{BSF} = 0.1 \frac{I_B [\mu\text{A}]}{D \left[\frac{\mu\text{C}}{\text{cm}^2} \right] B_{SS}^2 [\mu\text{m}^2]} \quad (2.3)$$

Nel nostro caso le lenti magnetiche ed elettrostatiche che provvedono alla demagnificazione del fascio sono controllate elettronicamente, quindi dall'esterno basta richiamare i file contenenti il

valore dei parametri desiderati perché la macchina regoli automaticamente tutte le sue ottiche in modo da ottenere la corrente desiderata.

Tramite la litografia elettronica si può riprodurre sul campione ogni tipo di pattern; tramite semplici programmi (CAD) si realizza il disegno che deve essere riprodotto sul campione per poi convertirlo in un formato compatibile con il linguaggio della macchina.

La scansione del fascio elettronico sul substrato viene effettuata deflettendo il “pennello elettronico” tramite un sistema di lenti di deflessione poste nella parte finale della colonna elettroottica. L’area raggiungibile dal fascio deflesso è chiamata campo di scrittura (*main field*). Esiste comunque un’area massima che può essere raggiunta senza introdurre aberrazioni ed astigmatismi nel punto di focalizzazione. Le lenti di deflessione sono controllate da un convertitore digitale analogico (DAC) a 15 bit in grado di indirizzare 32768 *pixel* (sia in x che in y) sul campo di scrittura. Quando si converte il disegno in un linguaggio idoneo alla macchina si può anche impostare il grado di risoluzione desiderato. A seconda della tensione di accelerazione ci sono dei valori minimi di risoluzione che si possono ottenere. La massima risoluzione raggiungibile nel trasferimento di un pattern è di 5 nm con una tensione di accelerazione 100 kV. Il programma di conversione ottimizza il disegno secondo i parametri (tensione e risoluzione) impostati dall’operatore ripartendo il pattern in campi secondo la relazione:

Dimensione Campo= Risoluzione x 32000

Ogni campo inoltre, viene ulteriormente diviso in sottocampi chiamati *trapezi*, che sono le aree all’interno delle quali il fascio andrà a scrivere. I movimenti del fascio all’interno di un trapezio sono controllati da un altro DAC ad 8 bit che determina anche la frequenza di scrittura che può variare nel intervallo 1kHz÷ 10 MHz . Durante il processo di scrittura, una volta terminata la scrittura dei trapezi di un singolo campo, il fascio viene interrotto tramite il blanker ed il campione o il fascio viene spostato finché il centro di un nuovo campo da esporre non si trova in coincidenza del fascio elettronico. Il movimento del piattello porta campione viene eseguito sotto il controllo controeazionato di un interferometro laser, poiché la giustapposizione dei campi può essere fonte di errore (*stiching*). In Fig. 28 riportiamo uno schema illustrativo del metodo di esposizione della macchina.

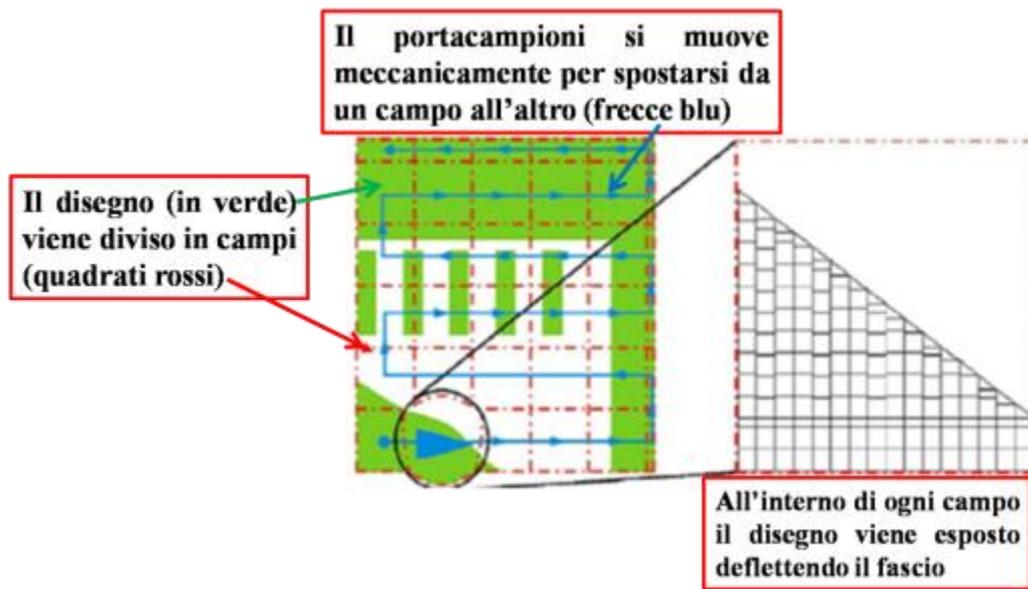


Fig. 28: Strategia di scrittura dell'EBPG 5 HR

Finita l'esposizione del campione si passa all'ultima parte del processo litografico che porterà all'effettivo trasferimento del pattern: lo sviluppo. Si immerge il campione in una soluzione specifica per il tipo di resist utilizzato. Nel nostro caso sono stati utilizzati il Metil-Isobutil-Ketone (MIBK) diluito in alcool Iso Propilico (IPA) con concentrazioni variabili a seconda dell'aggressività desiderata (il rapporto da noi utilizzato per la diluizione è MIBK:IPA=1:2) come sviluppo per il PMMA e MF 322 come sviluppo per l'HSQ.

2.2 Tecniche di deposizione di film sottili

Due sono le tecniche che sono state utilizzate per la deposizione di film sottili metallici: evaporazione tramite cannone elettronico e crescita mediante *sputtering*.

2.2.1 Tecnica di evaporazione a cannone elettronico

In questo paragrafo ci occuperemo della descrizione del funzionamento dell'evaporatore a cannone elettronico della *Balzers* utilizzato per la crescita di film metallici e presente nella camera pulita dell'Isituto di Fotonica e Nanotecnologie del CNR.



Fig. 29: Impianto di evaporazione a cannone elettronico Balzers utilizzato per la deposizione dei metalli. L'armadio sulla sinistra contiene tutti gli strumenti di controllo dell'evaporatore. Sulla destra è visibile la campana contenente il cannone elettronico e i crogioli e sotto l'armadio con i sistemi da vuoto.

In questo evaporatore il cannone elettronico ha lo scopo di fornire l'energia sufficiente al materiale, posto in un crogiolo, in modo da farlo evaporare. Il vapore prodotto si espande liberamente in tutta la camera fino al campione sul quale condensa. Per evitare che le molecole di metallo evaporato prima di raggiungere il substrato possano collidere con altre molecole residue in camera tutto il processo deve avvenire in un regime di alto vuoto.

L'evaporatore è costituito da due camere: la camera di carico (load-lock) e la camera di evaporazione. L'unica camera che vede l'atmosfera esterna è la prima, dove viene caricato il campione. Dopo aver montato il campione nella camera di carico si crea il vuoto prima con una rotativa, dopo di che si pompa il sistema con una turbo molecolare, finché non si raggiunge una pressione interna di $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ mbar. Raggiunto questo valore di pressione si apre la valvola che separa le due camere (che nel nostro sistema è una VAT) e si lascia il sistema in pompaggio. Durante la fase di carico la camera di evaporazione viene mantenuta ad un pressione di $\sim 10^{-7}$ mbar tramite una criopompa.

Quando il sistema raggiunge un vuoto stabile di 10^{-7} mbar si può procedere all'evaporazione. Per riscaldare il materiale da evaporare usiamo un fascio di elettroni prodotti dal cannone elettronico per effetto termoionico. Gli elettroni, emessi da un filamento di tungsteno, vengono accelerati da un campo elettrico generato da una differenza di potenziale pari a 10 kV e convogliati da un campo magnetico verso un crogiolo di grafite contenente il materiale da evaporare. Nel nostro impianto sono presenti quattro crogioli di grafite, ognuno contenente un materiale diverso selezionabile dall'esterno tramite l'elettronica del sistema. In questo modo è possibile evaporare in successione diversi materiali senza dover interrompere il ciclo di vuoto. Per evitare che il campione sia contaminato durante la fase di riscaldamento del crogiolo, fra la sorgente e il campione è stato posto uno schermo mobile (*shutter*).

La velocità di evaporazione e lo spessore raggiunto vengono monitorate dal sistema tramite un processore che, impostata la densità del materiale da evaporare, registra la variazione della frequenza di vibrazione di un dischetto di quarzo montato vicino al campione sul quale si deve depositare il film di metallo. In questo modo possiamo monitorare lo spessore del film durante l'evaporazione. La velocità di evaporazione può essere variata agendo sull'elettronica esterna modificando la corrente del filamento, variando così la corrente degli elettroni emessi che incidono sul campione. Possiamo in questo modo controllare l'energia che forniamo per l'evaporazione. Tramite la velocità di deposizione possiamo infine scegliere opportunamente il tempo di durata del processo. Il porta campioni può inoltre ruotare attorno ad un asse orizzontale, l'angolo d'inclinazione viene controllato tramite un goniometro elettronico digitale che misura l'angolo in questione rispetto all'orizzonte con una precisione di $0,1^\circ$. Fig. 30 mostra lo schema di funzionamento del nostro evaporatore.

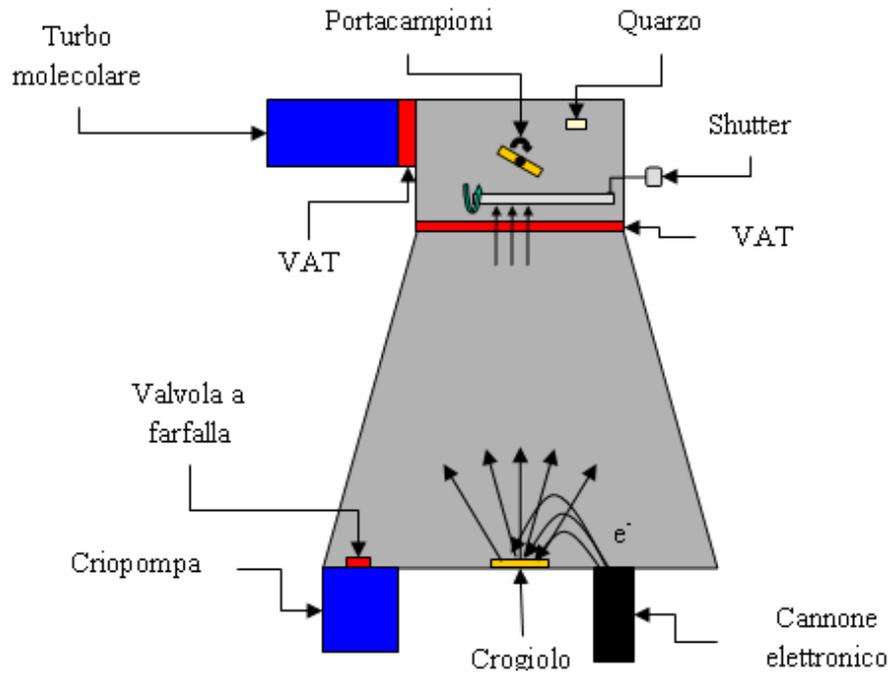


Fig. 30: Schema di funzionamento dell'evaporatore a cannone elettronico. Gli elettroni emessi da un filamento ed accelerati vanno a colpire un crogiolo con il materiale da evaporare. Il vapore così prodotto va a condensare sulle pareti della camera e sul campione

Al termine dell' evaporazione si richiudono le due VAT, si fa il rientro in gas di azoto si estrae il campione dalla camera di carico e si verifica l'avvenuta deposizione del film metallico.

2.2.2 Tecnica di crescita mediante sputtering

Come vedremo anche nel prossimo capitolo, le proprietà superconduttive di un film di NbN sono strettamente correlate alla sua stechiometria. Fin dall'inizio degli '70 si è studiata la dipendenza della temperatura critica (T_c) di un film sottile di NbN variando il rapporto Nb/N, ovviamente il valore che ottimizza T_c dipende dalla tecnica di deposizione adottata. Anche se esistono diverse tecniche per la realizzazione di film di NbN, come la deposizione chimica da vapori (*Chemical Vapor Deposition*, CVD [68]), solitamente film di nitrato di niobio di elevata qualità vengono cresciuti tramite la tecnica di *sputtering* (bombardamento) reattivo di un *target* (bersaglio) di niobio (Nb) mediante un plasma contenente una miscela di azoto (N_2) e argon (Ar), il termine reattivo si riferisce alle specie chimiche presenti nel plasma [69]-[82]. Con questa tecnica un film di NbN può essere sintetizzato ad una specifica pressione parziale di gas reattivo (N_2) in un atmosfera di gas inerte (Ar), mentre, come vedremo in seguito, la stechiometria del film può essere variata in diversi modi passando dallo stato iniziale metallico ad uno finale molto nitridizzato. Il vantaggio principale dello *sputtering* rispetto alle altre tecniche (come la CVD) è che gli atomi si separano dal *target* con un'energia maggiore (dell'ordine dell'energia di legame ~ 5 eV), che rappresenta un parametro cruciale per la microstruttura del film. Film sottili di NbN (spessi poche centinaia di nm) di elevata qualità sono stati realizzati già nei primi studi con tecniche di *sputtering* reattivo sostenuto sia con un potenziale elettrico a radiofrequenza sia con una differenza di potenziale in continua. Il potenziale a radio frequenza [83] o in continua, [76],[79],[80], viene applicato ai capi degli elettrodi, anodo e catodo, tra i quali si forma il plasma. Per promuovere la struttura microcristallina desiderata di cui parleremo nel prossimo capitolo è inoltre necessario sia mantenere il substrato ad una elevata temperatura ($T_s > 600^\circ\text{C}$) sia lavorare in condizioni di bassa pressione in camera. Questo ci permette di evitare che gli ioni di Nb perdano troppa energia prima di raggiungere il substrato a causa degli urti con le specie chimiche presenti nel plasma. L'interazione degli ioni con le particelle del plasma causa inoltre la randomizzazione dell'angolo di impatto con il substrato (che idealmente dovrebbe essere di 90°). Il valore minimo della pressione di lavoro in un sistema di sputtering è imposto dalla necessità per gli elettroni prodotti dal catodo di interagire con i gas presenti in camera. In questo modo gli elettroni, dando luogo a diversi eventi di ionizzazione, sostengono il plasma, finché non raggiungono l'anodo dal quale vengono assorbiti. La pressione e la temperatura di lavoro possono essere ridotte utilizzando dei magneti Fig. 31 (per una discussione dettagliata vedi [84]).

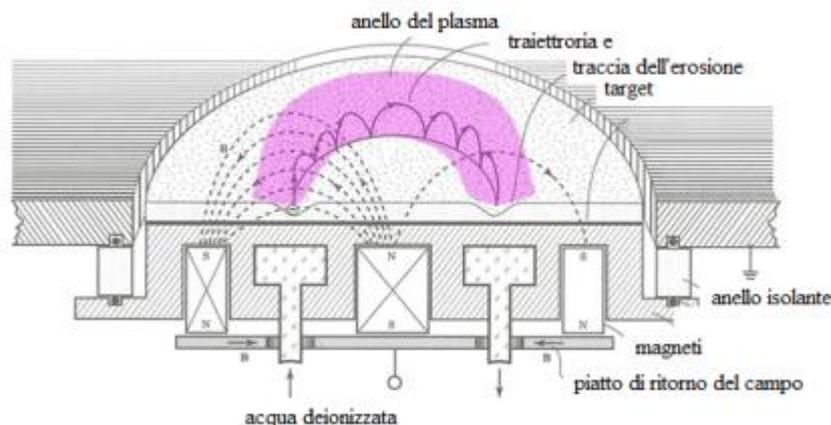


Fig. 31: Sezione trasversale della struttura del magnete planare circolare. Il raggio delle orbite degli elettroni non è in scala per una migliore comprensione, [84].

In questa nuova configurazione la pressione minima necessaria per innescare il plasma è ridotta dall'effetto del campo magnetico (Fig. 31), che intrappola gli elettroni in orbite chiuse intorno al catodo. In questo modo la traiettoria che gli elettroni devono compiere prima di raggiungere l'anodo è notevolmente aumentata. Avendo diminuito la pressione di lavoro, le particelle prodotte per bombardamento mantengono gran parte della loro energia cinetica, il che si riflette in un netto miglioramento delle proprietà superconduttive anche a temperature T_s più basse ([70], [71], [76], [78], [85], [87]-[92]). In più la localizzazione del plasma sul target ad opera del campo magnetico, ha come risultato un plasma molto meno denso sul substrato rispetto al caso dello sputtering semplice, riducendo anche il bombardamento del substrato da parte degli ioni. In conclusione per le ragioni sopra esposte in questo studio si è scelto di utilizzare come tecnica di deposizione lo sputtering reattivo in DC e nella configurazione con il campo magnetico planare circolare e bilanciato (*DC reactive magnetron sputtering in planar, circular balanced configuration*). Questa tecnica è preferibile a quella in cui si usa la radio frequenza poiché si elimina il bombardamento ionico del substrato che si ha nel caso in RF ogni volta che il potenziale tra i due elettrodi cambia di segno.

Fig. 32 mostra l'impianto da sputtering utilizzato per la crescita dei film superconduttori di nitruro di niobio NbN, situato presso l'Ecole Polytechnique Federale de Lausanne, EPFL



Fig. 32: Impianto per la crescita tramite sputtering utilizzato per la deposizione dei film superconduttori.

Nel resto del paragrafo ci dedicheremo alla descrizione dell'impianto mostrato in Fig. 32 della cui camera riportiamo uno schema illustrativo in Fig. 33

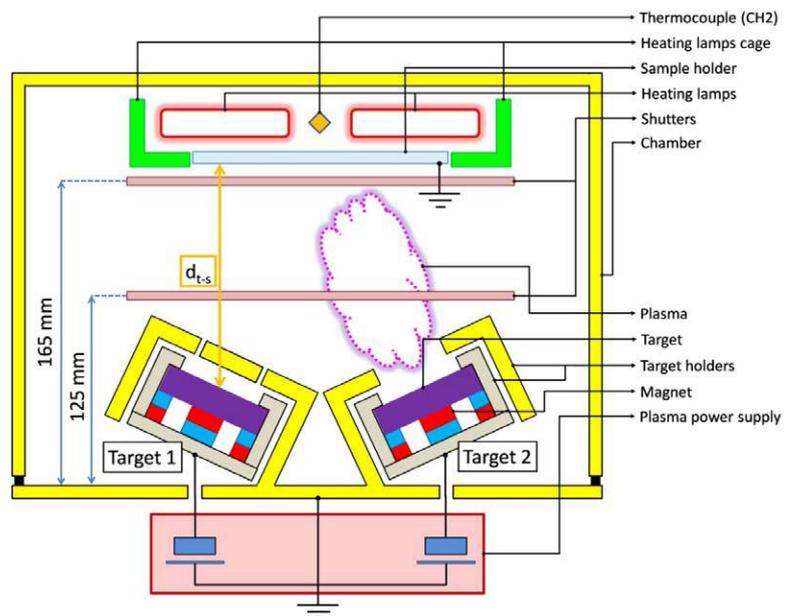


Fig. 33: Schema illustrativo della camera di deposizione dell'impianto da sputtering utilizzato per la crescita dei film di NbN

L'impianto utilizzato non è dotato di una camera di carico, quindi ogni volta che si deve caricare o scaricare un campione si deve rompere il ciclo di vuoto e mandare in aria tutto il sistema, questo comporta la necessità una volta riavviato il pompaggio, di dover attendere dei tempi molto

lunghe prima che la pressione in camera raggiunga il valore di $\sim 1 \times 10^{-7}$ mbar (la pressione in camera durante la fase di pompaggio viene monitorata tramite un sensore pirani nell'intervallo $1000-10^{-3}$ mbar e da un sensore a catodo freddo nel range $10^{-3}-10^{-8}$ mbar). Durante il pompaggio tutta la camera viene riscaldata a 100°C e le lampade vengono accese a 600°C per permettere alle molecole d'acqua presenti nelle pareti della camera e nelle lampade di degassare e quindi di essere eliminate, in questo modo dopo circa 16 h di pompaggio si riesce a raggiungere un vuoto stabile di base $\sim 1 \times 10^{-7}$ mbar. Anche in questo caso è fondamentale che nella camera di deposizione sia presente il minor numero di sostanze contaminanti possibile, per evitare che ci possano essere interferenze con il processo di formazione del NbN. Una volta raggiunto il vuoto giusto viene immesso in camera l'argon tramite un flussimetro e si lascia stabilizzare la pressione, dopo di che si immette in camera la percentuale desiderata di N_2 (come trovare la giusta concentrazione di N_2 verrà descritto nel prossimo capitolo) e si accende il plasma. Le pressioni in camera durante il processo vengono lette tramite un sensore capacitivo ad alta precisione. Il sistema è dotato di due schermi solidali tra loro posizionati uno vicino al *target* e uno vicino al porta campioni, in questo modo una volta acceso il plasma possiamo aspettare qualche minuto prima di iniziare il processo di deposizione. In questo modo si può ripulire il *target* da eventuali contaminazioni causate dall'esposizione all'aria durante la fase di montaggio. Dopo aver ripulito il *target* e dopo aver aspettato un tempo sufficiente affinché il plasma sia stabile può cominciare la deposizione rimuovendo gli schermi. Lo spessore del film viene controllato tramite il tempo di deposizione e successive misure di spessore con il microscopio a forza atomica AFM (fra una deposizione e la successiva la velocità di crescita del film rimane circa costante). Trascorso il tempo necessario si spegne il plasma e si aspetta che le lampade arrivino ad una temperatura di $\sim 50^\circ\text{C}$, a questo punto si può spegnere il gruppo di pompaggio e rompere il vuoto per scaricare i campioni ed eventualmente ricaricarne di nuovi per una nuova deposizione.

2.3 Tecniche di rimozione del materiale mediante attacco.

Esistono due tipologie di tecniche per la rimozione di strati di materiale da un substrato mediante attacco: rimozione in fase liquida del materiale (*wet-etching*) e rimozione a secco del materiale (*dry-etching*). Per scegliere la più appropriata bisogna prima determinare che tipo di profilo è richiesto (verticalità delle pareti del film dopo l'attacco) e che tipo di selettività deve avere il processo, cioè con che velocità l'attacco rimuove la maschera rispetto al materiale che si vuole eliminare. Nella Fig. 34 riportiamo le sostanziali differenze tra i due tipi di attacco:

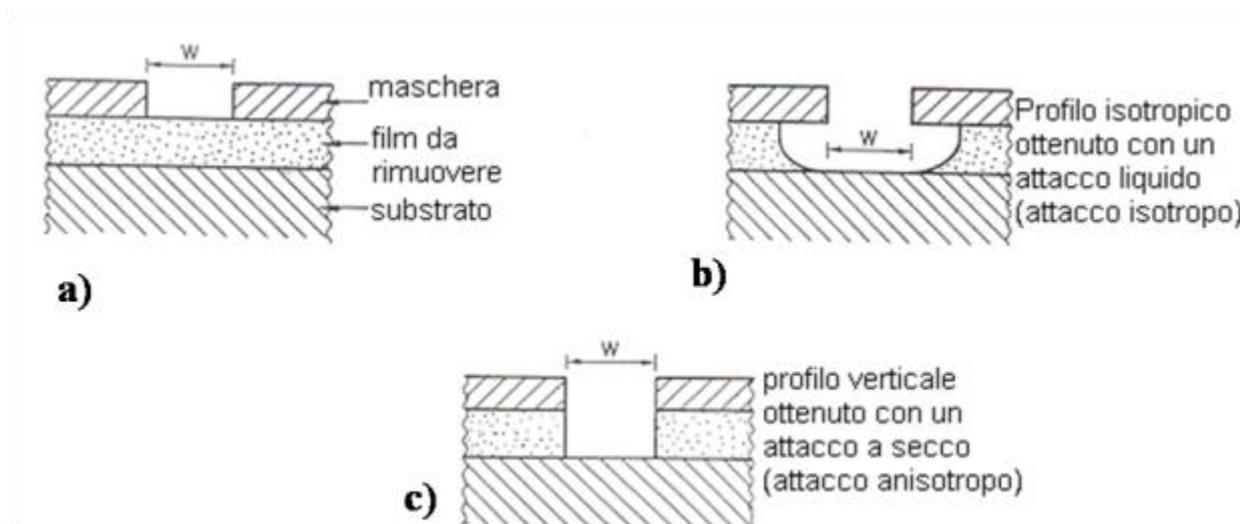


Fig. 34: a) Sezione trasversale di un campione prima di effettuare l'attacco; b) Sezione trasversale di un campione sottoposta ad *etching* liquido; b)risultato ottenibile con un attacco a secco.

L'attacco in liquido viene realizzato tramite soluzione acida o basica in cui il campione viene immerso per un tempo che dipende dalla velocità di rimozione e dallo spessore dello strato da rimuovere. Nel caso di piccoli spessori l'*etching* liquido è isotropo, ma comunque ogni direzione avrà un sua specifica velocità di attacco in generale diversa dalle altre direzioni. In questo modo si ha una parziale rimozione del materiale anche al di sotto della maschera di protezione, il che può essere utile se si vuole creare un sottoattacco (*undercut*). Nell'attacco a secco invece si ha generalmente un processo anisotropo che attacca il campione in maniera più verticale senza danneggiare l'adesione della maschera e consente un ottimo controllo del profilo della zona

esposta all'attacco. A sua volta quest'ultimo tipo di *etching* può essere diviso in tre categorie distinte dal tipo di meccanismo di rimozione del materiale (vedi anche Fig. 35):

- Fisico: La rimozione è di tipo meccanico e avviene tramite il bombardamento della superficie da trattare con ioni di elementi opportuni (per esempio ioni di Argon)
- Chimico: in cui la rimozione è dovuta essenzialmente alla reazione chimica tra le specie chimiche (gassose) presenti e il materiale da asportare.
- Chimico-Fisico: dove si combinano entrambi gli effetti precedenti.

L'anisotropia del processo dipende fortemente dalla pressione con cui avviene il processo, per esempio a bassa pressione dominano gli effetti fisici che garantiscono una maggiore anisotropia (maggiore verticalità del profilo).

Un esempio di attacco chimico-fisico è quello che avviene nell'attacco reattivo in plasma di ioni (*reactive ion etching*), che è poi quello usato in questo lavoro ed al quale dedicheremo una descrizione dettagliata

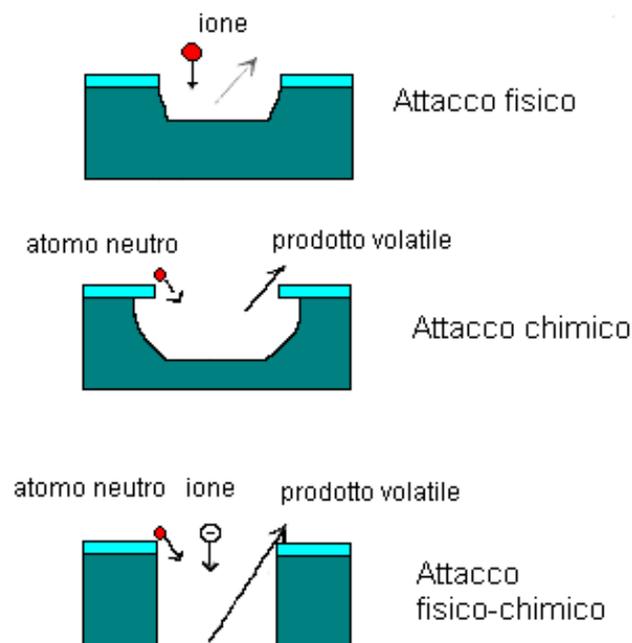


Fig. 35: I tre meccanismi fondamentali per l'attacco a secco

2.3.1 Attacco con ioni reattivi (*Reactive Ion Etching*)

Nel RIE (*Reactive Ion Etching*) si espone il campione ad un plasma formato mediante scariche elettriche. In questo modo si producono delle reazioni che possono rimuovere parti del materiale in eccesso sul campione rendendole volatili. Le specie ionizzate, oltre a possedere una naturale propensione a reagire con un determinato materiale, vengono anche accelerate verso il campione da una tensione, l'aumento di energia cinetica al momento dell'impatto aumenta ulteriormente la possibilità che si vengano a creare dei composti tali da rimuovere il materiale degradandolo. Il sistema in utilizzo presso l'IFN (Fig. 36) è attivato tramite radiofrequenza (RF), per cui nella discussione successiva ci dedicheremo unicamente alla descrizione di questo impianto



Fig. 36: Impianto utilizzato presso l'IFN per gli attacchi con ioni reattivi (RIE).

Il plasma è formato da elettroni, ioni (carichi positivamente e negativamente), atomi e molecole neutri e frammenti di molecole. Tutte queste particelle sono contenute all'interno della camera di reazione, in cui si può creare una pressione interna variabile tra pochi millibar e centinaia di millibar, e dove vengono mantenute in equilibrio dinamico applicando un campo elettrico esterno. Consideriamo ora il caso in cui il campo è applicato tra due elettrodi interni alla camera e in cui la tensione fra questi sia costante; nel momento in cui accendiamo l'eccitazione si viene a creare una probabilità non nulla che in un punto qualsiasi della camera si abbia un evento di ionizzazione di una specie chimica neutra. L'elettrone così prodotto subisce l'effetto del campo

applicato e viene accelerato verso l'anodo. Durante il suo tragitto la particella compirà delle collisioni con gli altri elementi presenti in camera (atomi e molecole), gli urti elastici devieranno semplicemente la traiettoria dell'elettrone, mentre quelli anelastici produrranno ulteriori ionizzazioni o rotture delle molecole che innescheranno un'eccitazione a catena. Dopo un tempo iniziale piuttosto breve, si raggiungerà un equilibrio in cui i tassi molecolari e atomici di dissociazione e ricombinazione si bilanceranno. Assumiamo di poter trascurare la concentrazione di ioni negativi (che solitamente è trascurabile) possiamo considerare le concentrazioni degli ioni positivi e degli elettroni uguali. Le caratteristiche principali di un plasma sono date dalla notevole differenza di massa tra elettroni e ioni e dalla notevole diversità delle mobilità delle specie all'interno della camera.

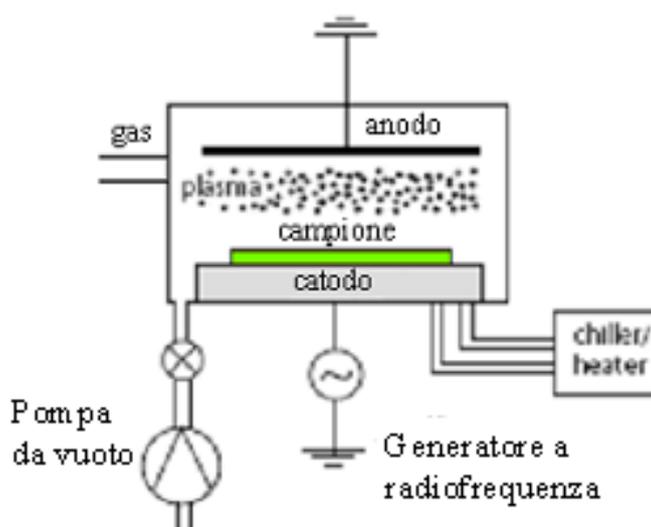


Fig. 37: Schema di funzionamento di un RIE. Alle aperture laterali sono collegati due condotti: uno per l'iniezione dei gas in camera e l'altro per il collegamento di una pompa che consenta di lavorare a pressione costante.

Come mostrato in figura 35 il campione viene posizionato sul catodo e fissata la radiofrequenza con cui si eccita il plasma, la velocità di rimozione del materiale dal campione dipende fortemente dalla velocità e dall'energia con cui gli ioni incidono sulla superficie e di conseguenza dalla differenza di potenziale (in Volt) che si viene a creare tra i due elettrodi. Come detto precedentemente questa quantità può essere variata cambiando alcuni parametri del sistema tra cui la pressione di lavoro in camera. Se aumentiamo la pressione all'interno della camera gli elettroni sono costretti a subire, durante il loro tragitto, un maggior numero di diffusioni ad opera degli urti con le specie in camera e quindi risultano rallentati. La carica negativa che si viene così ad accumulare sull'elettrodo è minore di quella che si sarebbe ottenuta con una pressione minore

e quindi risulta anche minore la differenza di potenziale che accelera gli ioni verso il campione. In definitiva possiamo dire che a pressioni più alte corrispondono velocità di attacco più basse. Nel RIE i radicali reattivi, prodotti dal plasma, si ricombinano con il materiale da rimuovere formando dei prodotti volatili facilmente rimovibili. Nel sistema utilizzato in questo progetto di tesi si ha la possibilità di usare diversi tipi di gas fluorinati (CHF_3 , CF_4 e SF_6), l'ossigeno (O_2) e l'argon (Ar). I Fluorinati vengono usati per la rimozione del silicio e nel nostro caso del nitrato di niobio. L'ossigeno viene utilizzato o in miscela per regolare l'efficienza, la velocità e la verticalità del processo o da solo per ripulire i substrati da residui organici. L'argon invece essendo un elemento inerte (in quanto gas nobile) viene miscelato con gli altri gas durante gli attacchi per garantire la presenza di un canale di rimozione fisico, mediante il bombardamento della superficie.

Da quanto detto finora appare evidente che il vantaggio principale di una tecnica come quella del RIE è di garantire durante gli attacchi sia alta direzionalità che selettività.

2.4 Tecniche per l'analisi topografica delle superfici dei film di NbN

Nei prossimi paragrafi ci occuperemo della descrizione della tecnica di microscopia a forza atomica AFM. Questa tecnica è stata da noi utilizzata per le indagini topografiche delle superfici dei film di NbN depositi su GaAs.

2.4.1 Microscopia a scansione di sonda (SPM): Principio di funzionamento

L'analisi di una microstruttura superficiale e delle sue proprietà locali avviene in un microscopio a scansione di sonda utilizzando speciali sonde appuntite a forma di ago. La dimensione della porzione della sonda che si utilizza nell'analisi (l'apice della punta) è di circa 10 nanometri. La distanza tipica tra punta e campione nella microscopia a scansione di sonda (*Scanning Probe Microscopy*, SPM) è circa 0.1–10 nanometri. I diversi tipi di SPM sfruttano diversi tipi di interazione tra punta e campione. Per esempio l'STM si basa sul fenomeno della corrente di tunnel tra una punta metallica e un campione conduttore; e su diversi tipi di forza si basa il

funzionamento dei microscopi a forza atomica, a forza magnetica e a forza elettrica. Qui prendiamo in considerazione le caratteristiche comuni ai vari tipi di microscopi a scansione, supponendo che l'interazione punta-campione sia descritta da un generico parametro P . Se esiste una dipendenza univoca e abbastanza ripida $P=P(z)$ di tale parametro dalla distanza z tra punta e superficie del campione, allora P può essere usato nel sistema di retroazione (Controller) che controlla la distanza punta-campione. Un diagramma a blocchi del sistema di retroazione in un SPM è schematizzato in Fig. 38.

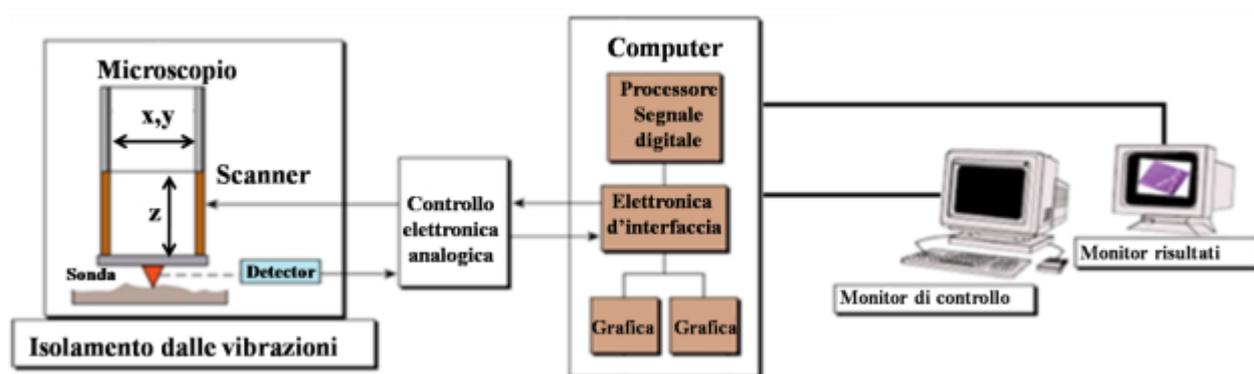


Fig. 38: Componenti di base nella SPM.

Il sistema di retroazione mantiene costante il valore del parametro P (uguale al valore P_0 , *set-point* impostato dall'operatore). Se la distanza punta-campione cambia, cambia il parametro P . Nel sistema di retroazione il segnale differenziale $\Delta P = P - P_0$ viene amplificato ed inviato ad un trasduttore piezoelettrico che controlla la distanza punta-campione. Il trasduttore usa il segnale ΔP per cambiare la distanza e riportarla verso il valore iniziale, corrispondente ad un segnale differenziale nullo. In tal modo è possibile controllare la distanza punta-campione con grande accuratezza. In SPM reali l'accuratezza nel controllo della distanza punta-campione raggiunge il valore $\sim 0.01 \text{ \AA}$. Quando la punta scansiona la superficie del campione la particolare topografia della superficie del campione provoca una variazione nel parametro di interazione P , e il sistema di retroazione ristabilisce il valore impostato della distanza punta-campione (ovvero del parametro di interazione $P=P_0$) in tempo reale, cosicché quando la punta si sposta su una posizione x,y sulla superficie, il segnale $V(x,y)$ fornito al trasduttore è proporzionale alla distanza della superficie dal piano ideale X,Y ($z=0$). Questo rende possibile usare i valori $V(x,y)$ per mappare la topografia superficiale ed ottenere una immagine SPM. Durante la scansione la punta si muove lungo una linea (*line scan*) e, per ogni posizione sulla linea, il valore del segnale fornito

al trasduttore, proporzionale al valore dell'altezza nella topografia della superficie, viene registrato nella memoria di un computer. Successivamente la punta torna all'inizio della linea ed inizia a muoversi lungo la successiva linea di scansione (*frame scan*), ed il processo si ripete. Il segnale di retroazione memorizzato durante la scansione viene manipolato dal computer, che ne ricava una immagine topografica $Z = f(x, y)$ che viene riprodotta sul monitor. Oltre all'analisi topografica della superficie i microscopi a scansione permettono analisi di altre proprietà: meccaniche, elettriche, magnetiche, ottiche. Le due principali forme di microscopia a scansione di sonda sono:

- Microscopia a Effetto Tunnel (STM)
- Microscopia a Forza Atomica (AFM)

La microscopia a forza atomica comprende a sua volta diverse tecniche di indagine morfologica che si differenziano per la diversa modalità di interazione tra sonda e campione.

Ci sono tre principali modalità di funzionamento di un microscopio a forza atomica:

- AFM in modalità di contatto (*contact mode*)
- AFM in modalità di non contatto (*non-contact mode*)
- AFM in tapping mode (o *dynamic force*)

Tutte le analisi morfologiche eseguite in questo lavoro di tesi sono state ottenute con la tecnica tapping mode, che verrà, quindi, trattata più in dettaglio.

2.4.2 AFM in Tapping Mode

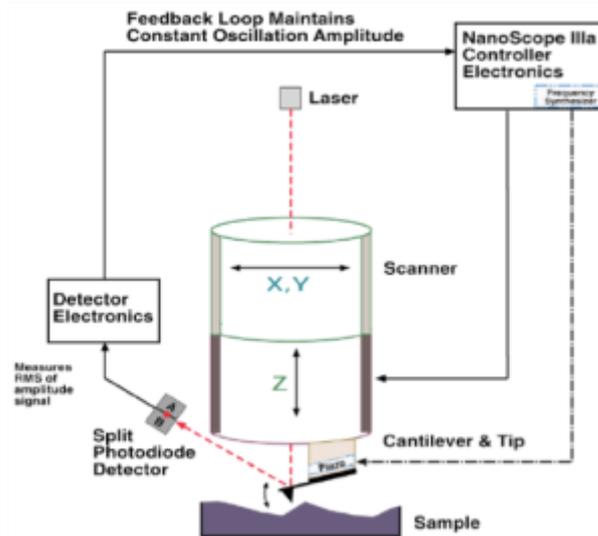


Fig. 39: Schema di AFM in Tapping Mode

L'AFM in Tapping Mode (Fig. 39) opera attraverso la scansione della superficie del campione da parte di una punta oscillante situata ad un estremo di una leva (Cantilever). Attraverso un piezoelettrico integrato nell'alloggiamento della sonda il cantilever è messo in oscillazione alla frequenza di risonanza o ad una frequenza prossima alla risonanza con una ampiezza che varia tipicamente da 20 nm a 100 nm. La frequenza forzante utilizzata per porre in oscillazione il cantilever viene comunemente denominata Driving Frequency. La punta "picchietta" leggermente (tap) la superficie del campione durante la scansione, toccando la superficie solo al termine di ogni oscillazione. Il circuito di feedback mantiene un'oscillazione di ampiezza costante mantenendo costante la lettura del segnale RMS acquisito da un rivelatore a 2 (o 4) quadranti (Fig. 40).

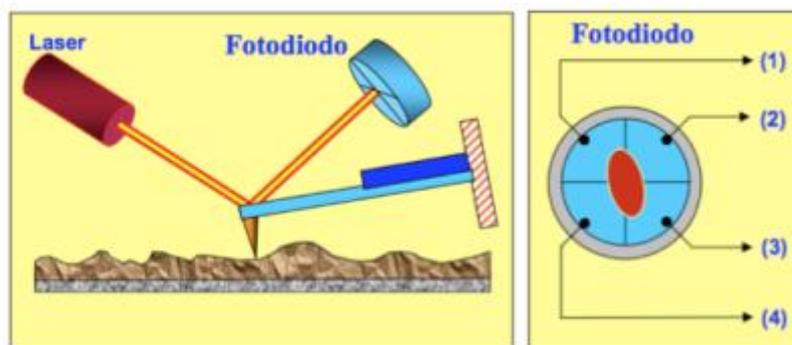


Fig. 40: Schema del sistema di rilevamento delle flessioni della leva con metodo ottico.

La posizione verticale dello scanner viene variata in ogni punto (x, y) al fine di mantenere costante un valore di "set point" dell'ampiezza. Queste variazioni di altezza vengono registrate per formare l'immagine topografica della superficie del campione. Per mantenere costante l'ampiezza di oscillazione, viene mantenuta costante l'interazione tra punta e campione durante la scansione. Il funzionamento può avvenire in atmosfera ambiente e in liquido. Nel liquido, l'oscillazione non necessita di essere alla risonanza del Cantilever. Quando l'imaging viene effettuato in aria, la tipica ampiezza di oscillazione consente alla punta di rimanere in "contatto" con la superficie attraverso il film di fluido (umidità) adsorbito senza subire un'eccessiva forza di adesione. Vantaggi della modalità in Tapping sono: la maggiore risoluzione laterale sulla maggior parte dei campioni (1-5 nm), la bassa forza applicata e quindi meno danni a campioni "morbidi" caratterizzati in aria, le forze laterali sono praticamente eliminate, cosicché non vi è alcuna frizione. Gli svantaggi sono la velocità di scansione leggermente più lenta rispetto ad AFM in Contact Mode. Le sonde per microscopia a forza atomica sono fondamentalmente di due tipi, sonde in nitruro di silicio e sonde in silicio monocristallino. Le sonde in nitruro di silicio, solitamente utilizzate nella modalità *Contact Mode*, consistono di una leva (*cantilever*) sulla cui estremità libera è integrata una punta sottile (il cui raggio nominale può variare per esempio tra i 20 e 60nm). Nel microscopio a forza atomica in modalità *Tapping Mode* vengono utilizzate sonde in silicio cristallino. La punta e il *cantilever* sono parte di un sistema integrato in un unico cristallo di silicio, prodotto mediante tecniche di microfabbricazione e attacco chimico liquido (*wet etching*). Queste sonde possono essere molto più rigide rispetto alle sonde di nitruro di silicio, in questo modo è possibile ottenere una maggiore costante elastica e frequenza di risonanza più alta permettendoci di ottenere una risoluzione migliore. Fig. 41 mostra due esempi di punte in nitruro di silicio a) e in silicio monocristallino b).

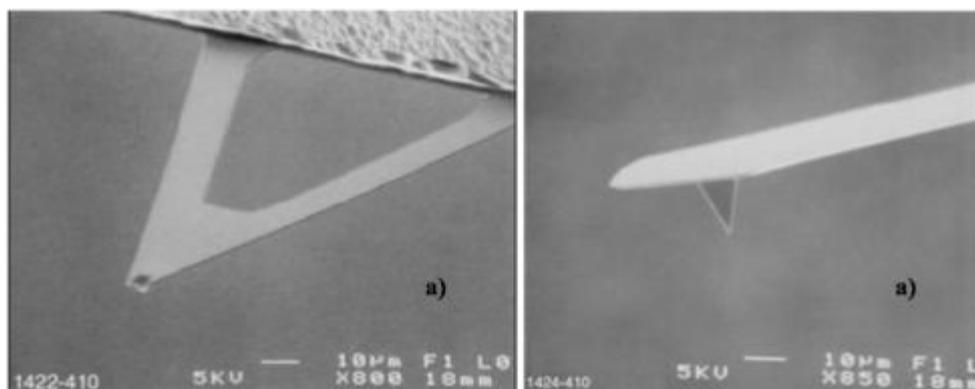


Fig. 41: Immagini SEM a) di una sonda in nitruro di silicio, b) in silicio cristallino

Dato che l'immagine ottenuta con un AFM è il risultato dell'interazione della forma della punta con la topografia della superficie, le caratteristiche geometriche della sonda, come il raggio di curvatura e gli angoli di inclinazione delle pareti laterali della punta, possono influenzare l'immagine ottenuta. Minore è il raggio di curvatura, più piccola è la struttura che può essere risolta, come si può vedere dall'esempio riportato in Figura Fig. 42

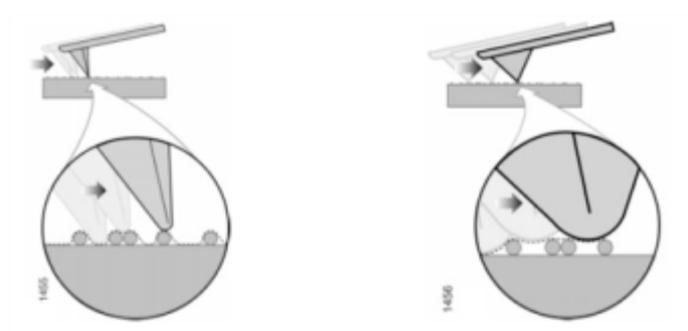


Fig. 42: Esempio di scansione con punte di forma diversa

L'accumulo di detriti sull'estremità della punta la può danneggiare o provocare una distorsione dell'immagine, come mostrato nella Fig. 43

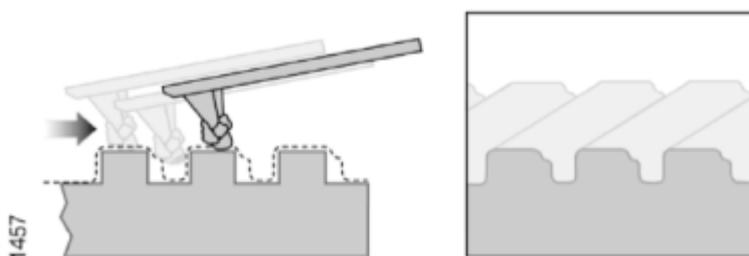


Fig. 43: Esempio di scansione di un reticolo a pareti verticali

La capacità di ottenere immagini fedeli di pareti ripide sul campione è determinata dagli angoli delle pareti laterali della sonda (Fig. 44). La punta non è in grado di seguire profili delle superfici più ripide rispetto all'angolo delle proprie pareti. Gradini molto ripidi (con angolo maggiore di quello delle pareti laterali della sonda) appariranno con un angolo errato, proprio pari a quello delle pareti della sonda.

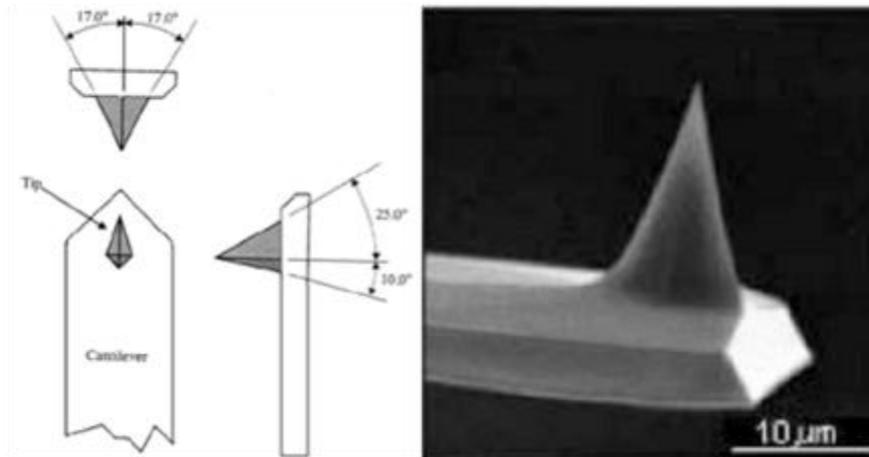


Fig. 44: Angoli tipici d'inclinazione delle pareti laterali di una sonda di silicio

A seconda delle dimensioni delle strutture da osservare saranno predominanti effetti di convoluzione dovuti alle pareti laterali della punta o alla forma sferica dell'apice della punta (Fig. 45). In generale, l'immagine di strutture con alto *aspect ratio* sostanzialmente riproduce altrettante repliche della forma della punta. Se la superficie del campione ha buchi o fessure, anziché rilievi, l'effetto della convoluzione è complementare: si osservano allora dimensioni sistematicamente inferiori a quelle reali.

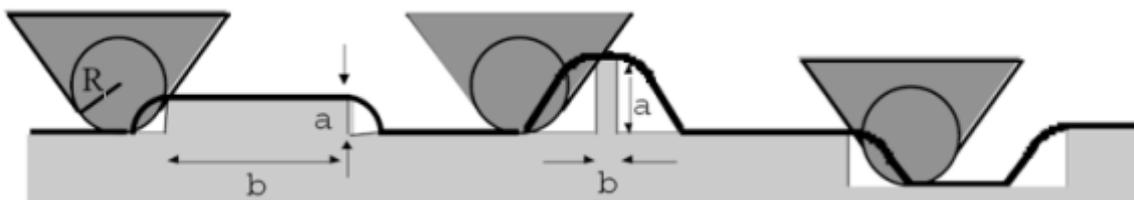


Fig. 45: Effetti di convoluzione tra punta e campione

2.5 Apparatı sperimentali per la caratterizzazione elettrica e ottica

In questa ultima parte ci occuperemo di descrivere tutti gli apparati utilizzati per la caratterizzazione dei dispositivi a partire dalle misure elettriche eseguite sui film fino alla caratterizzazione ottica finale dei dispositivi.

2.5.1 Caratterizzazione elettrica dei film di NbN

Questa fase della caratterizzazione viene eseguita presso l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), in contemporanea con il processo di deposizione dei film di NbN. Le qualità superconduttive dei film di NbN sono valutate sulla base di quattro parametri fondamentali: la temperatura critica T_c , alla quale ha luogo la transizione normale-superconduttore, la larghezza di transizione ΔT_c , la densità di corrente critica J_c e il rapporto della resistività residua (*Residual Resistivity Ratio, RRR*) data dal rapporto tra la resistenza del film a 300K e la resistenza del film a 20K ($RRR=R_{300K}/R_{20K}$). In questo paragrafo illustreremo la tecnica sperimentale utilizzata per la misura di T_c , ΔT_c e RRR, in quanto nel nostro caso il valore di J_c viene ricavato dalla misura della corrente critica la cui procedura di acquisizione discuteremo nel prossimo paragrafo. Tutti e tre i parametri elencanti possono essere ricavati dalle misure dell'andamento della resistenza in funzione della temperatura. Lo schema dell'apparato utilizzato per eseguire questo tipo di misure è mostrato in Fig. 46

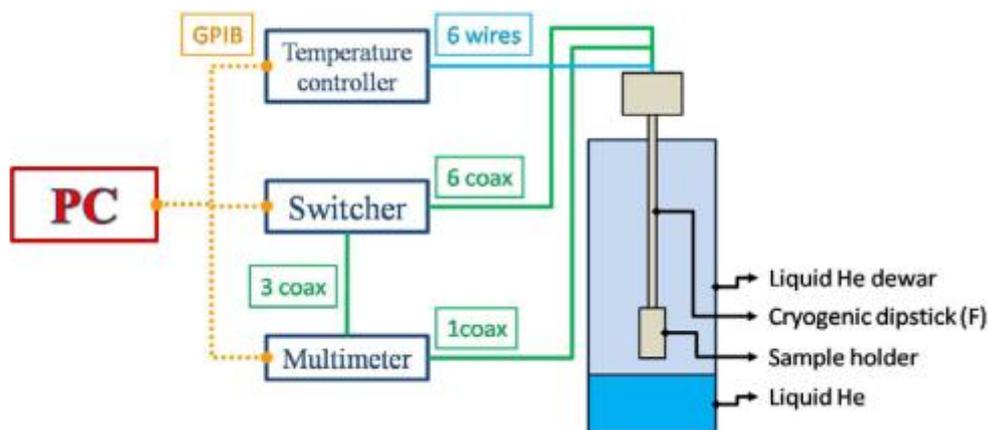


Fig. 46: Diagramma a blocchi dell'apparato utilizzato per le misure della resistenza in funzione della temperatura. Il controllo della temperatura viene eseguito tramite un Conductus LTC10 o un Lake Shore 325, lo switcher è un HP 3488A, mentre il multimetro un HP 3458A.

Il porta campioni è montato su di un inserto criogenico ed inserito in un dewar contenente elio liquido. Lo schema del porta campioni è riportato in Fig. 47. La temperatura dei campioni viene monitorata con un diodo di silicio (in verde) alloggiato all'interno del corpo del porta campioni, al di sotto dei campioni. Il segnale del sensore viene quindi inviato e misurato tramite un lettore Conductus, LTC10 o un Lake Shore, 325. La misura della temperatura viene eseguita a 4 fili, due per la corrente di polarizzazione e due per la misura della tensione. Il porta campioni viene mantenuto sopra il livello dell'elio liquido nei vapori freddi dell'elio. In questo modo la temperatura del campione viene variata attraverso la potenza dissipata in una resistenza costituita da un sottile filo (indicato con la linea tratteggiata nera in figura) e in contatto termico con il porta campioni. Il controllo della temperatura avviene tramite l'apparato per la lettura della temperatura, che utilizza la tecnica di controreazione PID (*Proportional-Integral-Derivative feedback*) per gestire opportunamente la corrente che fluisce attraverso la resistenza (2 fili). Il corpo del porta campioni è in rame (Cu, in giallo vedi Fig. 47) che consente un buon accoppiamento termico tra il campione, il termometro e la resistenza. I primi due sono centrati l'uno rispetto all'altro e sono separati da appena 0.5mm di rame.

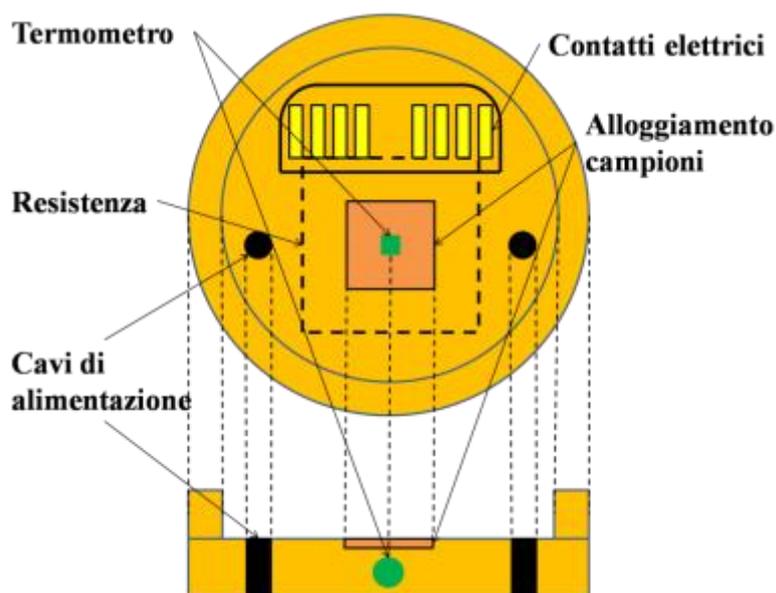


Fig. 47: Schema illustrativo del porta campioni utilizzato per la caratterizzazione elettrica dei film in elio liquido.

I cavi di alimentazione sono fissati utilizzando una colla criogenica (Lake Shore, VGE 7031). Infine il portacampioni viene chiuso con un tappo di protezione.

Il porta campioni permette l'alloggiamento di due campioni delle dimensioni di 1x0.3cm, ogni campione è fissato con colla criogenica (Lake Shore, VGE 7031) al portacampioni. Sulla superficie del film di NbN di ogni campione vengono saldati quattro fili (uno per ogni angolo) con dell'Indio. I fili utilizzati per le connessioni sono di fosforo di bronzo (una lega di Cu-Sn-P, Lake Shore, QL-32) e sono saldati ai contatti elettrici con lo stagno. I contatti elettrici sono a loro volta connessi con dei cavi coassiali (Lake Shore, Tipo C). Avendo un'elevata resistenza termica i fili di fosforo di bronzo sono utilizzati per ridurre il flusso di calore proveniente dalla parte a temperatura ambiente del discendente verso il campione. I cavi coassiali sono quindi saldati con dello stagno ai connettori standard BNC a temperatura ambiente. In questo modo è possibile collegare i due campioni ad uno *switcher* (HP 3488A) che alterna la connessione di uno o l'altro campione con il multimetro (HP 3458A). Il multimetro esegue la misura a quattro fili della resistenza in funzione della temperatura con una corrente di polarizzazione di 50 μ A. La misura di R al variare di T viene eseguita in automatico tramite un programma Labview, che permette di impostare i parametri desiderati per la misura (intervallo della temperatura, precisione con la quale si misura la temperatura, passo con cui si deve variare la temperatura, numero di misure della resistenza che si deve effettuare per ogni temperatura e infine la corrente di polarizzazione).

2.5.2 Apparato per l'acquisizione delle caratteristiche IV

Questa fase della caratterizzazione è eseguita presso l'Istituto di Fotonica e Nanotecnologie del CNR di Roma, in seguito al processo di nanofabbricazione. Il campione, di cui verrà descritta la realizzazione nel capitolo successivo, viene montato su una basetta a 12 pin, il cui fondo è di rame (Fig. 48). Il campione viene fissato alla basetta con del grasso da vuoto, che grazie alla sua buona conducibilità termica, permette un buon contatto termico. I contatti elettrici del campione vengono connessi con quelli del porta campioni utilizzando una saldatrice ad ultrasuoni. Il porta campioni viene poi inserito nell'inserito criogenico tramite un connettore a 12 pin. Infine attorno al porta campioni viene fissato un cappuccio di protezione.

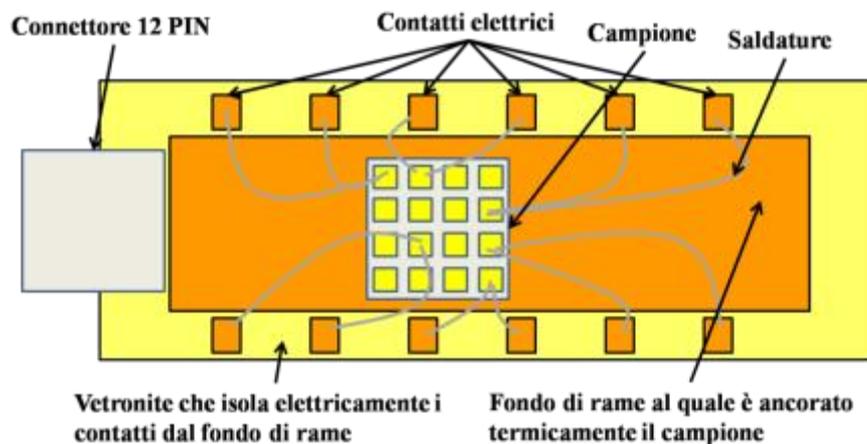


Fig. 48: Porta campioni utilizzato per effettuare la caratterizzazione elettrica a 4.2K dei dispositivi.

In Fig. 49 è rappresentato lo schema generale utilizzato per effettuare la caratterizzazione elettrica a bassa temperatura (4.2K). Analizziamo brevemente lo schema: come generatore di tensione è stato usato l'HP3325B, mentre per l'amplificazione sono stati usati dei preamplificatori differenziali EG&G PAR 113, alimentati a batteria per evitare di introdurre il rumore proveniente dalla rete di distribuzione tramite gli amplificatori. Tutto l'apparato sperimentale è racchiuso da una rete metallica di rame, che agisce come una gabbia di Faraday, tagliando la radiofrequenza proveniente dall'ambiente, che rappresenterebbe una sicura fonte di rumore durante le misure. All'interno della gabbia troviamo un altro schermo questa volta di mumetal che serve per impedire al campo magnetico di penetrare all'interno del dewar. Come è noto un campo magnetico eccessivo può impedire ad un superconduttore di transire o come nel nostro caso potrebbe perturbare la misura della corrente critica (soprattutto se il superconduttore è di secondo tipo come nel caso del NbN).

Allo schermo per la radiofrequenza è fissata una scatola con dei contatti passanti tramite i quali in ingresso entra il segnale del generatore ed in uscita escono i segnali presi ai capi dell'SSPD. Ad ogni contatto passante sono inseriti dei filtri C-L-C EMI in grado di bloccare parte dell'eventuale rumore proveniente dall'esterno. Per visualizzare le IV è stato utilizzato un oscilloscopio analogico della Tektronix (modello 7623A).

Per effettuare le misure a bassa temperatura abbiamo utilizzato un inserto criogenico ad un capo del quale viene fissata la basetta su cui è montato il campione. La basetta è dotata di un connettore a 24 pin che permette una connessione agevole del portacampioni con il discendente. All'altra estremità del discendente (quella a temperatura ambiente) sono presenti dei connettori BNC standard tramite i quali è possibile connettere l'SSPD con la strumentazione a temperatura

ambiente. L'acquisizione delle caratteristiche IV viene effettuata tramite un computer con dei programmi realizzati in ambiente Labview 6.0 della National Instruments. Il computer di acquisizione è stato inoltre dotato di una scheda di interfaccia per le operazioni di input e output della National Instruments (modello BNC-2090).

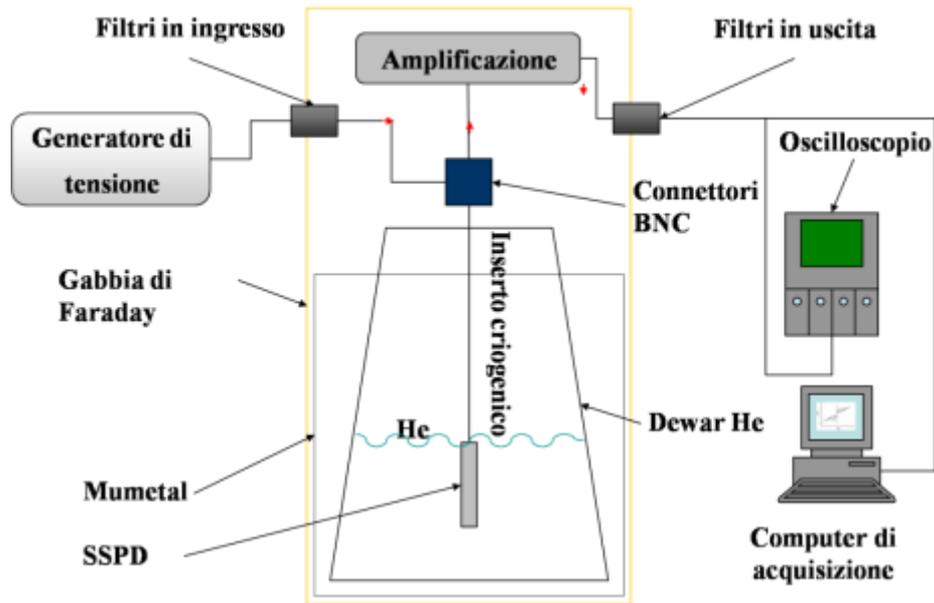


Fig. 49: Schema di principio dell'apparato sperimentale utilizzato per l'acquisizione a 4.2K delle caratteristiche IV.

2.5.3 Apparati per la caratterizzazione ottica

La caratterizzazione ottica degli SSPD rappresenta lo stadio finale della realizzazione di questi dispositivi e ad oggi viene eseguita presso l'Università Tecnologica di Eindhoven (TUE). Per eseguire le misure ottiche sono stati utilizzati due tipi di apparati diversi, un inserto criogenico che permette di caratterizzare i campioni in elio liquido a 4.2K ed una *probe Station* criogenica a flusso di elio in cui la temperatura del campione è di circa 6K.

2.5.3.1 Caratterizzazione ottica in elio liquido (4.2K)

La struttura di base della testa dell'inserto criogenico utilizzato per le misure ottiche in elio liquido è la stessa di quella descritta nel paragrafo 2.5.1, alla quale sono state apportate solo alcune modifiche. Il corpo del porta campioni (vedi Fig. 50) può essere rimosso dall'inserto criogenico per poter eseguire le saldature ad ultrasuoni con cui vengono connessi i contatti elettrici del porta campioni con quelli dei rivelatori (vedi Fig. 50).

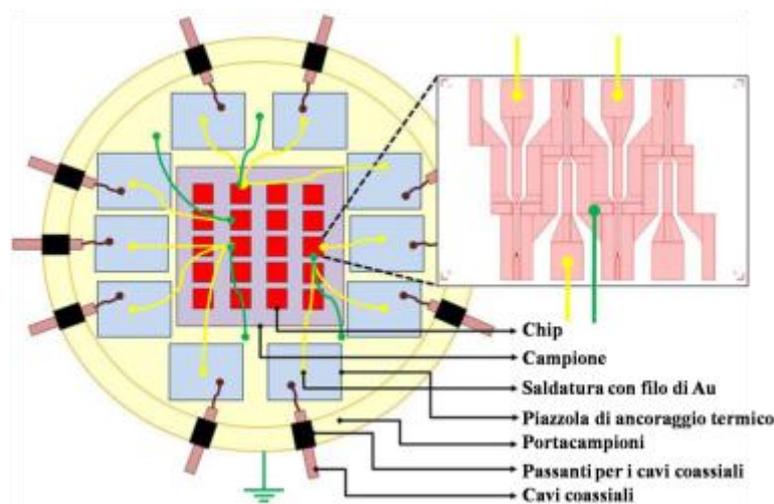


Fig. 50: Immagine del porta campioni utilizzato per le misure ottiche in elio liquido a 4.2K. In giallo sono evidenziate le saldature di Au utilizzate per la connessione dei contatti elettrici dei dispositivi, mentre in verde sono indicate le connessioni a massa dei dispositivi

Allo scopo di minimizzare il flusso di calore trasferito dall'esterno verso il dispositivo attraverso i fili di connessione al porta campioni, sono stati ancorati termicamente dei dissipatori di ossido

di berillio (Lake Shore) con della colla criogenica. Questi dissipatori sono utilizzati come contatti passanti fra i cavi che arrivano dalle connessioni a T ambiente fino al portacampioni e ai contatti elettrici dei dispositivi. Sul porta campioni sono presenti un totale di 10 contatti, permettendoci di caratterizzare più di un dispositivo alla volta nello stesso ciclo di raffreddamento. Ogni campione viene saldato con un filo d'oro ai contatti di ossido di berillio. Sullo stesso contatto viene saldato con dell'indio il nucleo di un cavo coassiale criogenico (Lakeshore, Type C, ~3GHz di banda). Il nucleo del coassiale è in rame, mentre lo schermo esterno in alluminio. Alla scopo di minimizzare ulteriormente il flusso di calore proveniente dall'esterno il nucleo di rame del coassiale è saldato con stagno al nucleo di un coassiale criogenico rigido (LakeShore, tipo SR) il cui nucleo è in acciaio al carbonio, mentre lo schermo è in acciaio inossidabile. Questi cavi in fine sono saldati con in connettori SMA coassiali che si trovano a temperatura ambiente. Infine l'intera testa dell'inserto è realizzata in rame ad alta conducibilità OFHC (*Oxygen-Free High Conductivity Copper* in giallo in Fig. 49) il che ci garantisce un buon contatto termico tra il campione e il sensore della temperatura.

Una fibra mono modale (FC/PC, $\lambda=1260-1625\text{nm}$) è inviata alla testa dell'inserto criogenico, dove è accoppiata ad una lente asferica con una lunghezza focale di 3mm vedi Fig. 51.

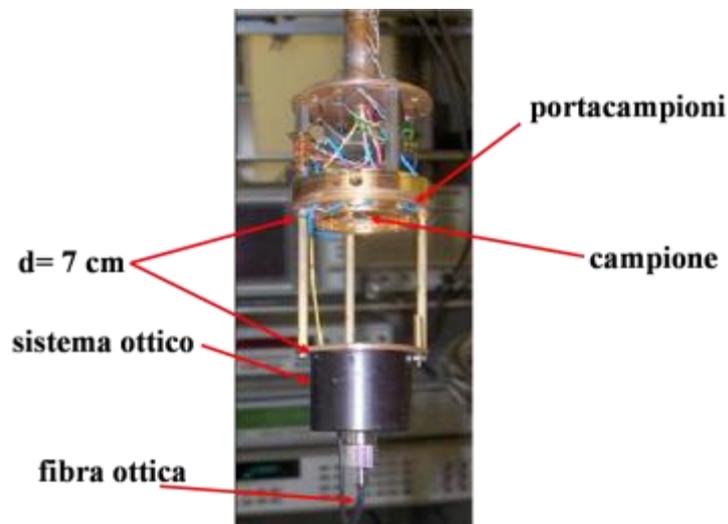


Fig. 51: Schema della parte finale dell'inserto criogenico (testa) utilizzato per la caratterizzazione ottica a 4.2K. Con le frecce rosse sono indicate le parti più significative del terminale.

La lente è posta a 7 cm dal campione in modo da assicurare un'illuminazione uniforme su tutto il campione. La massima variazione dell'intensità luminosa sulla superficie del campione di 1 cm^2

rispetto al suo valore sull'asse ottico della lente è del 25%. Tramite una calibrazione accurata della distribuzione dell'intensità luminosa su tutta la superficie del campione è possibile ricavare il numero di fotoni incidenti su ogni dispositivo con un errore del 5%. Il fattore di attenuazione dell'intero sistema è $\sim 10^{-7}$. I dispositivi sono caratterizzati otticamente utilizzando sia un diodo laser (*fiber-pigtailed, gain-switched laser diode*) con lunghezza d'onda pari a $1.3\mu\text{m}$, impulsi lunghi 100ps e con una frequenza di ripetizione massima pari a 26MHz o con un laser al titanio-zaffiro (*mode-locked Ti:sapphire laser*) con lunghezza d'onda variabile tra i 700-800nm, impulsi lunghi 40ps (in seguito alla propagazione in fibra ottica) e frequenza di ripetizione pari a 80MHz. Il numero massimo di fotoni incidenti per impulso ottico era 0.5 per il laser con $\lambda=1.3\mu\text{m}$ e 100 per quello da 700nm.

Lo schema dell'apparato utilizzato per la caratterizzazione ottica in elio liquido è mostrato in figura

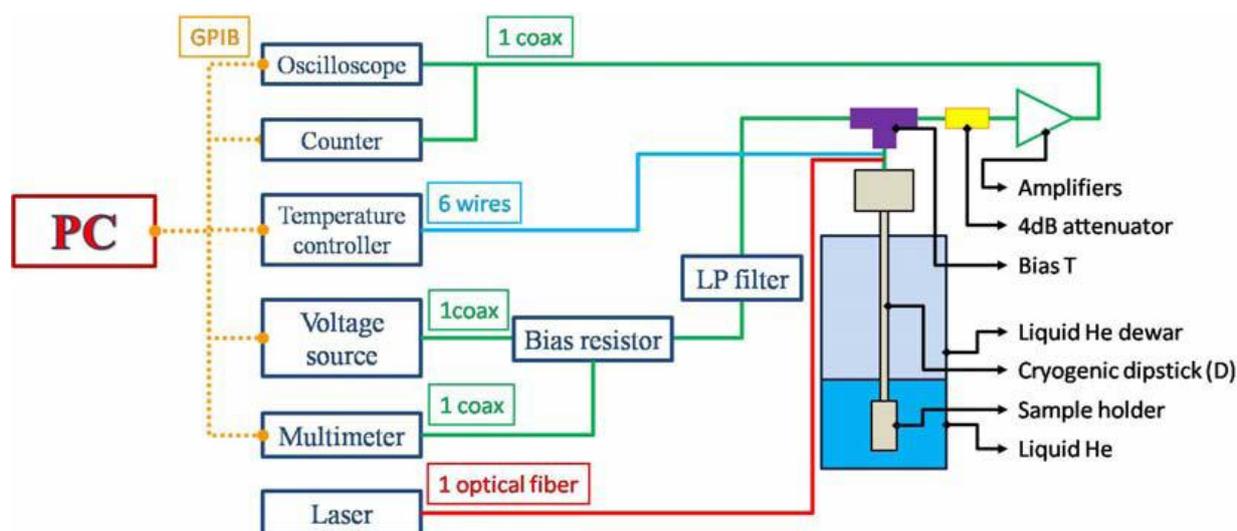


Fig. 52: Diagramma a blocchi dell'apparato utilizzato per la caratterizzazione degli SSPD a 4.2K. il controllo della temperatura è eseguito con un Lake Shore 325, il generatore di tensione continua è un Yokogawa 7651, il multimetro un HP3458A, il contatore uno *Standford research system* SR 400, l'oscilloscopio un Tektronix TDS 5104 (1 GHz bandwidth) o un Agilent Infiniium DCA-J 86100 C (40 GHz bandwidth)

Anche in questo caso l'acquisizione dei dati e tutta l'elettronica (generatori e sensori della temperatura) sono gestiti tramite software Labview.

2.5.3.2 Probe station criogenica

La *probe-station* criogenica (Janis) utilizzata per la caratterizzazione elettrica ed ottica dei campioni è schematizzata in Fig. 53. Questo apparato di misure è disponibile presso TUE e lo descriveremo nel seguito di questo paragrafo.

Il campione viene incollato con della pasta di argento su di un portacampioni di rame placcato in oro ancorato allo stadio che viene raffreddato fino a 3K. Per diminuire lo scambio di calore l'interno del criostato viene mantenuto ad una pressione di $\sim 10^{-5}$ mbar. Per bloccare la radiazione di corpo nero a 300K proveniente dalle pareti del criostato intorno al porta campioni è montato uno schermo di calore, che si trova alla temperatura $T \sim 12-13$ K. Per bloccare la luce diffusa e la radiazione di corpo nero che si accoppierebbero al campione tramite la finestra ottica viene utilizzato un filtro a freddo la cui banda passante ottica (700-1500nm) è centrata intorno alla lunghezza d'onda di maggiore interesse per la caratterizzazione ($\lambda = 1.3 \mu\text{m}$).

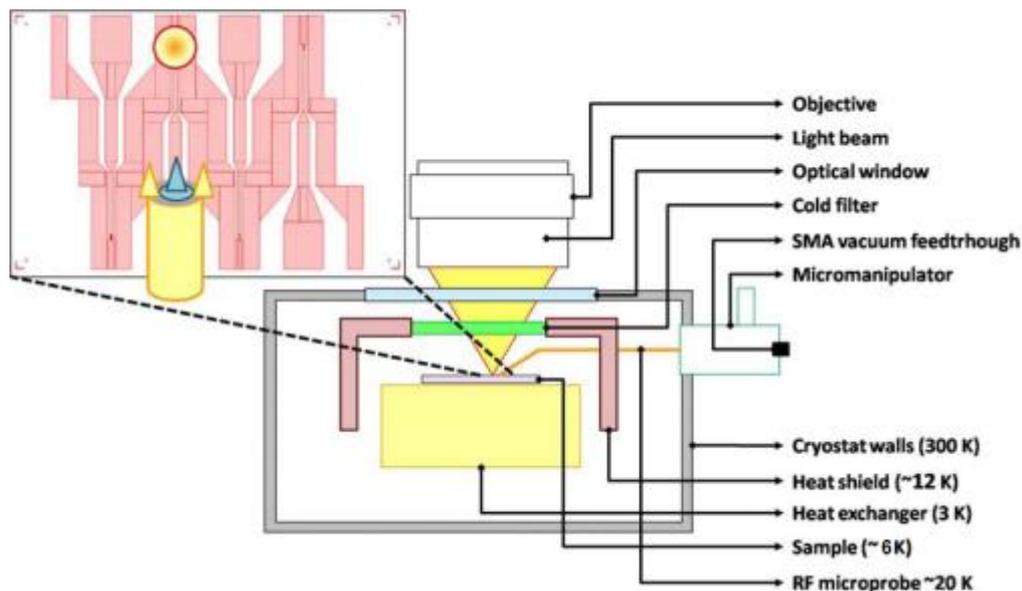


Fig. 53: Schema della *probe station* criogenica.

Il contatto elettrico con il dispositivo è realizzato con delle micro punte (40GHz RF microprobe) connesse con un cavo coassiale e montate su di un micromanipolatore. Le micro punte possono essere mosse lungo i tre assi XYZ in modo tale da poter contattare tutti i dispositivi nello stesso ciclo di raffreddamento. Le micro punte sono raffreddate fino a 20-25K con dei nastri di rame ancorati allo stadio a 10K del criostato. A causa dello scambio di calore con le micro punte, la temperatura del campione è di ~ 6 K. Il circuito di polarizzazione e l'elettronica di acquisizione a

300K sono connesse alle micro punte a freddo con dei cavi coassiali e dei passanti da vuoto SMA. La radiazione luminosa viene inviata al campione tramite una fibra ottica monomodo accoppiata con un obiettivo con un'elevata distanza di lavoro permettendoci di illuminare un singolo dispositivo per volta. La luce in uscita dal laser con $\lambda \sim 1300\mu\text{m}$ viene collimata per ottenere uno spot sul campione molto piccolo con un obiettivo da microscopio. Gli obiettivi utilizzabili sono due con aperture numeriche (NA) pari a 0.3 e 0.4. Tutto l'apparato ottico è fissato su di un sistema di spostamento piezoelettrico che ci permette di muovere il fascio lungo XYZ in modo da poter spostare il fascio luminoso lungo tutta la superficie del campione. Le dimensioni dello spot sono state misurate con un nanofilo superconduttore largo 100nm e lungo 250 μm monitorando l'andamento dei conteggi in funzione dello spostamento. Da queste misure si è ottenuto un picco di larghezza 5.6 μm (FWHM) per l'obiettivo con NA=0.3 e di 2.2 μm (FWHM) per quello con NA=0.4.

Capitolo 3 Processo di nanofabbricazione

In questo capitolo descriveremo dettagliatamente tutti i processi di micro e nano fabbricazione utilizzati per la realizzazione dei dispositivi descritti nel capitolo 1

3.1 Substrati utilizzati per lo sviluppo dei rivelatori

Per lo sviluppo di tutti i rivelatori descritti in questo lavoro sono stati utilizzati tre tipi diversi di substrati, zaffiro, MgO e GaAs. I primi due sono quelli maggiormente impiegati nella realizzazione degli SSPD e li abbiamo usati per mettere a punto un processo di fabbricazione (deposizione film ultrasottili , litografia e attacco) che ci permettesse di ottenere dei dispositivi con delle prestazioni paragonabili a quelle riportate in letteratura (vedi capitolo 4). L'ottimizzazione dei parametri per la deposizione di film ultrasottili con il *DC magnetron sputtering* reattivo è stata portata avanti inizialmente dal Dr Francesco Marsili presso l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL) durante il suo lavoro di tesi di dottorato, con lo scopo finale di sviluppare un processo trasferibile in futuro su un substrato utilizzabile per applicazioni di fotonica come l'arsenuro di gallio [106]. Come descritto nel paragrafo 1.3.3 un SSPD realizzato su zaffiro o MgO con un film di NbN spesso circa 4nm non può avere un efficienza quantica QE superiore al 30% pari al coefficiente di assorbimento α del film [50]. Come discusso nel capitolo 1 esistono diversi modi per poter aumentare la probabilità di assorbimento del film e una delle più promettenti è quella di integrare i rivelatori con cavità ottiche complesse come i *distributed Bragg reflector* (DBR) realizzati su GaAs. La struttura del DBR da utilizzare è stata pensata per incrementare l'assorbimento negli SSPD ad una lunghezza d'onda della radiazione incidente di $\lambda=1.3\mu\text{m}$. Il disegno della struttura è stato realizzato presso l'EPFL dal Dr. David Bitauld (Fig. 54).

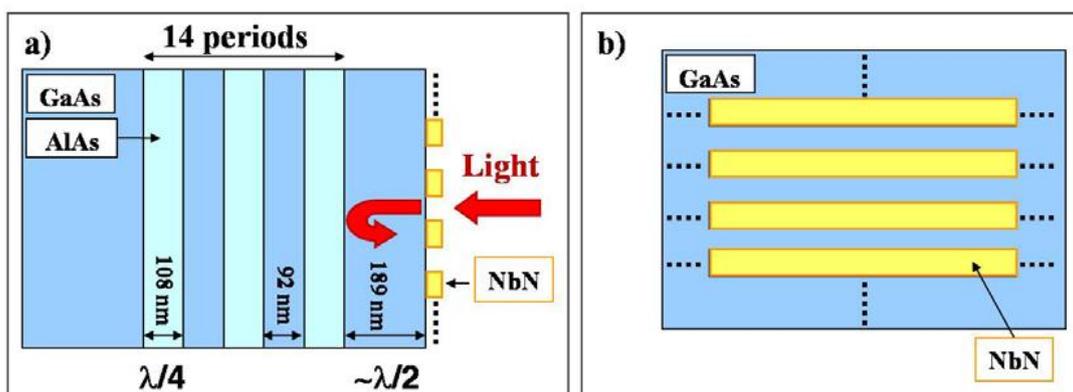


Fig. 54: a) Visione laterale e b) frontale della struttura del DBR utilizzata per le simulazioni dei DBR

Il disegno della cavità ottica è stato realizzato simulando l'assorbimento di un fotone nel SSPD considerando il fotone incidente come un'onda piana TE che interagisce con una griglia infinita di fili di NbN (Fig. 54) la struttura è stata simulata utilizzando un modello unidimensionale (1D) della matrice di trasferimento e cresciuta tramite la tecnica MBE dal Dr L. H. Li. Le costanti dielettriche dei materiali in alcuni casi sono state dedotte dalle misure [109] in altri dalla letteratura e i loro valori sono $\epsilon_{\text{NbN}} = -13 + 37i$, $\epsilon_{\text{GaAs}} = 3.414$, $\epsilon_{\text{AlAs}} = 2.909$. Nelle simulazioni non si è tenuto conto del sottile strato di ossido di NbN che si forma in seguito all'esposizione all'aria del film. Nel modello unidimensionale adottato il reticolo di NbN è simulato come un film continuo di spessore omogeneo e con una costante dielettrica efficace pari a $\epsilon_{\text{eff}} = f \epsilon_{\text{NbN}} + (1-f)$ in cui f è il fattore di riempimento (ovvero il rapporto tra l'area occupata dai nanofili di NbN e l'area totale). Da questo semplice modello si è ottenuto per il coefficiente di assorbimento un valore pari ad $\alpha = 72\%$ per un reticolo costituito da fili di NbN larghi 100nm spessi 5 nm e con un fattore di riempimento $f = 40\%$. Misure preliminari di riflessometria sono state effettuate, presso l'EPFL, su strutture di test sulle quali erano stati depositi film di NbN spessi 7nm. Tutte le misure hanno mostrato uno spostamento dell'assorbimento di 100nm verso il blu [106].

3.2 Deposizione di film ultra sottili di nitruro di niobio

Il NbN_x può avere diverse strutture cristalline ognuna con un proprio parametro reticolare a_0 a seconda del rapporto stechiometrico del composto [93]. Le proprietà superconduttive di un film di nitruro di niobio sono fortemente influenzate dalla sua struttura cristallina e dal relativo parametro reticolare del cristallo a_0 . La temperatura critica T_c massima si ottiene solo con la struttura $\delta\text{-NbN}$ [94] cubica a facce centrate tipo NaCl, con un parametro reticolare $a_0 = 4.46 \text{ \AA}$ [95]- [96].

Le proprietà superconduttive di un film di NbN possono essere inoltre influenzate anche dalla microstruttura del film (come vedremo successivamente in questo capitolo). La morfologia del film è tanto più importante quanto più diminuisce lo spessore, per film di spessore superiore a 100nm per esempio la T_c è praticamente la stessa sia se il film è monocristallino sia se è policristallino (per un confronto vedi [95]- [101]). Tuttavia un film monocristallino, rispetto ad uno policristallino, è caratterizzato da una minore resistività normale ρ , da una minore lunghezza di penetrazione λ ([95], [98]), e da una lunghezza di coerenza ξ maggiore [100]. Tutte caratteristiche molto appetibili se si considera, per esempio, che una minore lunghezza di penetrazione si traduce in una minore induttanza cinetica (vedi capitolo 1 paragrafo 1.3.6). La microstruttura del film diventa un argomento critico quando si riduce lo spessore del film da centinaia di nanometri fino a pochi nanometri, che è il caso di nostro interesse. Nei superconduttori in due dimensioni il disordine del film, di qualunque tipo esso sia [102] [103]) da luogo ad effetti di localizzazione dei portatori di carica (principalmente dovuti alle interazioni Coulombiane). La localizzazione dei portatori comporta un aumento delle fluttuazioni quantistiche della fase del superconduttore inducendo una transizione superconduttore-isolante (SIT) [104]. Questo effetto si traduce in un evidente abbassamento della temperatura critica T_c . Per evitare che abbia luogo una transizione superconduttore isolante è necessario avere un'elevata qualità cristallina. Questo comporta che il film deve necessariamente essere monocristallino oppure policristallino con una dimensione dei grani elevata e con un buon accoppiamento elettrico tra i grani [104].

3.2.1 Come influenzare la microstruttura e la stechiometria del film

Film sottili di NbN di elevata qualità sono stati ottenuti di entrambi i tipi monocristallini e policristallini anche se studi recenti hanno dimostrato che nel caso monocristallino tutte le proprietà superconduttive a parità di spessore sono migliori. Come descritto nel capitolo 2 anche la tecnica utilizzata per la crescita dei film influisce sulla microstruttura. Nel nostro caso i film di nitruro di niobio sono realizzati mediante *Dc magnetron sputtering* reattivo. Questo ci permette di lavorare con pressioni in camera molto basse e quindi con particelle più energetiche (paragrafo 2.2.2). La deposizione viene effettuata in una atmosfera mista di Ar e N₂, mantenendo il substrato ad una temperatura variabile tra i 400°C e i 900°C a seconda del substrato utilizzato. Come descritto nel paragrafo 2.2.2 gli atomi di Argon bombardando il *target* rimuovono parte del materiale dalla sua superficie che va a depositarsi sulla superficie del campione, la reazione tra gli atomi di azoto e quelli di niobio può a questo punto avvenire in tre punti diversi:

- a) Sulla superficie del target;
- b) Sulla superficie del substrato;
- c) Durante il trasferimento del materiale rimosso dal target verso il substrato;

l'ipotesi c) per avere luogo necessita di collisioni multiple tra le specie reagenti, quindi può essere scartata nel caso del *DC magnetron sputtering*, in quanto le pressioni di lavoro utilizzate sono troppo basse (pochi mtorr). A questo punto le due restanti ipotesi sono equiprobabili e sono equamente appetibili per la crescita di film di NbN di elevata qualità, nel nostro caso la reazione avviene sulla superficie del target, questo implica che la stechiometria del film è influenzata dal rapporto tra la velocità di formazione del NbN sulla superficie del target e la velocità con cui viene rimosso per effetto del bombardamento degli atomi di argon. Per essere in grado di cambiare in maniera riproducibile la stechiometria dei film è quindi fondamentale avere sotto controllo il rapporto tra le due velocità. L'energia del plasma viene controllata mantenendo costante la corrente di catodo I_c ad un valore che permette di deporre pochi nm al secondo (nel nostro caso $I_c = 250\text{mA}$, che corrisponde ad una velocità di crescita di $2-3\text{Å/s}$) il che permette una crescita più uniforme del film. Il vantaggio principale di lavorare con un controllo in corrente è di avere una corrispondenza diretta tra la corrente I_c , la pressione parziale dell'azoto P_{N_2} e lo stato di nitrurazione del target con la stechiometria del film depositato, permettendoci di realizzare film con una buona riproducibilità [85], [106], [107], [108]. Nel *DC magnetron sputtering* con il

controllo in corrente l'equilibrio tra NbN rimosso e creato sul target può essere modificato in diversi modi:

- a) Cambiando la concentrazione dell'azoto ($x_{N_2}=P_{N_2}/P_{tot}$) nella miscela di gas mantenendo P_{tot} e I_c costante [88], [90], [91];
- b) Variando la corrente di catodo I_c mantenendo P_{N_2} e P_{tot} costanti [71], [85];
- c) Variando il flusso di azoto in ingresso, mantenendo P_{Ar} e I_c costanti e controllando il consumo di N_2 [87];
- d) Cambiando il flusso di azoto in ingresso, mantenendo P_{Ar} e I_c costanti e controllando lo spettro di emissione del plasma [92];

tutti gli approcci sono equamente validi per l'ottimizzazione delle proprietà superconduttive dei film di NbN. Nel nostro lavoro è stata adottata la tecnica a) visto che il nostro apparato non ci permette di adottare le tecniche b) e d) e perché la tecnica a) è molto più diffusa e documentata di quella c).

Come abbiamo visto la stechiometria del film può essere influenzata in diversi modi e poiché ogni parametro può giocare un ruolo fondamentale può risultare utile soffermarci nella descrizione di quelli che riteniamo essere i principali: pressione totale (P_{tot}), Condizioni del target, Temperatura del substrato T_s , Distanza campione target d_{ts} .

- Pressione totale P_{tot}

Come accennato nel paragrafo 2.2.2 la microstruttura del film è principalmente determinata dall'angolo di incidenza delle particelle di NbN sulla superficie del substrato e dal bombardamento della superficie del substrato da parte delle particelle energetiche neutre (atomi di Ar). Nei sistemi *magnetron* bilanciati le particelle sono confinate dal campo magnetico nelle vicinanze del catodo, in questo modo solo pochi ioni o elettroni possono raggiungere il substrato e l'energia viene rilasciata nel film durante la sua crescita essenzialmente attraverso due processi antagonisti (vedi Fig. 55), quello di condensazione dalla fase gassosa degli atomi di NbN rimossi dalla superficie del target direttamente sul substrato e l'effetto di bombardamento subito dal film durante la crescita ad opera degli atomi neutri veloci. Quest'ultimo effetto causa una rimozione parziale del materiale (nel nostro caso NbN) che si è accumulato sulla superficie del substrato. Gli atomi neutri responsabili dell'effetto di bombardamento sono principalmente costituiti dagli ioni di argon che vengono accelerati verso il catodo ad energie molto vicine a quelle proprie della

scarica del plasma (vedi Fig. 55). Una volta raggiunto il catodo (*target*) gli ioni Ar^+ in seguito all'impatto interagiscono con il materiale che lo costituisce, riemergono come atomi neutri e vengono riflessi verso il substrato. Essendo a questo punto atomi neutri il campo magnetico non è in grado di intrappolarli nuovamente e quindi possono raggiungere il substrato con un'energia pari a quella con la quale vengono riflessi dal catodo meno quella persa a causa degli urti con le particelle che costituiscono il plasma.

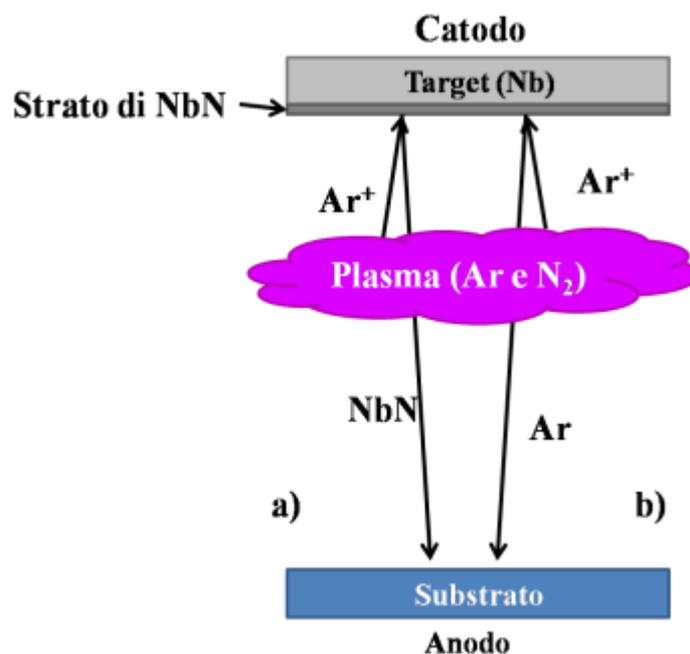


Fig. 55: Schema dei due processi antagonisti che avvengono durante il processo di sputtering. a) uno ione argon viene accelerato verso il catodo e interagendo con il target rimuove una particella di NbN, b) uno ione argon accelerato verso il target ne riemerge come un atomo neutro. I due processi sono rappresentati separatamente per semplicità, in realtà l'arrivo di uno ione provoca il distacco di un atomo di NbN e la riflessione di un atomo di Ar.

La pressione totale di lavoro P_{tot} dei gas in camera durante il processo di *sputtering* influenza sia l'energia del flusso di particelle che arrivano sulla superficie del campione (siano esse gli atomi neutri di Ar o gli atomi di NbN) sia la distribuzione degli angoli di incidenza delle particelle sul substrato. Nel nostro caso, quindi, il primo parametro di cui si deve tener conto in fase di ottimizzazione è proprio la pressione totale P_{tot} , la quale influenza principalmente la microstruttura del film. P_{tot} influenza anche il processo di rimozione e di nitrurazione del materiale che costituisce il target, influenzando in questo modo anche la stechiometria del film.

Di conseguenza la concentrazione ottimale di azoto nella miscela dei gas cambia al variare di P_{tot} , [88], [92], [110]. L'effetto della pressione totale P_{tot} sulla microstruttura del film è evidenziato dal fatto che graficando l'andamento della temperatura critica del film depositato in funzione della concentrazione di azoto (x_{N_2}) il massimo della curva si sposta in funzione di P_{tot} , infatti anche il grafico della T_c in funzione della pressione totale mostra un massimo per un ben preciso valore di P_{tot} [111], [112]. Tramite misure di stress e analisi di microscopia a trasmissione elettronica (TEM) [88], [111], [112] è stato confermato che incrementando P_{tot} , a causa dell'aumento dello scattering tra gli atomi di NbN e le particelle che costituiscono la miscela di gas la microstruttura del film passa da una policristallina compatta, con grani ben accoppiati elettricamente, ad una policristallina, in cui i grani sono separati da vuoti. Aumentando quindi P_{tot} aumenta la quantità di difetti (dove per difetti ci riferiamo appunto alla presenza di uno spazio vuoto tra due grani superconduttori contigui) il che causa una diminuzione della temperatura critica del film. Se invece si diminuisce eccessivamente la pressione totale di lavoro dei gas, l'effetto di bombardamento ad opera degli atomi neutri di Ar diventa sufficientemente forte da cominciare a danneggiare il film, causando ancora una volta una drastica diminuzione della T_c . Quindi i limiti entro cui è lecito variare P_{tot} sono dettati inferiormente dal effetto di danneggiamento del film ad opera degli atomi di Ar, mentre superiormente dall'effetto di termalizzazione causato dall'eccessivo scattering tra le particelle di NbN e quelle che compongono la miscela di gas.

- Condizioni del target

Come accennato l'effetto del campo magnetico [84] nel *DC-magnetron-sputterig* è quello di confinare le particelle cariche (elettroni o ioni) che costituiscono il plasma, (vedi anche Fig. 31) in una zona intermedia del target, lontana dal centro e dal bordo dove si trovano i poli magnetici. L'effetto del campo magnetico provoca un aumento del bombardamento da parte delle particelle nelle zone dove il plasma è confinato generando una forte erosione del target [114]. In accordo con alcuni studi effettuati sull'argomento [111], [115] l'effetto di erosione del target può influenzare sia la stechiometria del film sia la microstruttura dei film di nitruro di niobio. L'aumento dell'erosione del target agisce sulla microstruttura del film nello stesso modo di un aumento della pressione totale P_{tot} [111]. Oltretutto un aumento dell'erosione del target comporta un aumento nella superficie effettiva del target causando una diminuzione nella differenza di potenziale di lavoro tra il catodo e l'anodo e quindi nell'effettiva densità di potenza, risultando

infine in una velocità di deposizione minore [115]. Se diminuisce la velocità di deposizione allora cambierà il bilancio tra la velocità di rimozione del materiale dal target e quella con cui si forma il nitrato di niobio su di esso, influenzando in questo modo sulla stechiometria del film. Questo comportamento è paragonabile ad un aumento della concentrazione di azoto in camera a P_{tot} costante, per questo motivo il massimo della curva $T_c-x_{N_2}$ (per $P_{tot}=const.$) nel caso di un target eroso è spostato verso valori più bassi di x_{N_2} [111]. Nel nostro caso i film di nitrato di niobio con le migliori proprietà superconduttive sono stati depositi utilizzando target nuovi, con una corrispondente tensione di catodo $600V \leq V_c \leq 650V$.

- Temperatura del substrato T_s

Il processo di deposizione può essere descritto attraverso il susseguirsi di tre fasi: nella prima gli atomi e le molecole raggiungono la superficie del substrato trasferendo la loro energia cinetica al reticolo cristallino, divenendo così atomi o molecole debolmente legati (fase del trasporto, *quenched growth*). Nella seconda le particelle diffondono sulla superficie del campione finché non vengono desorbite o vengono incorporate nel film (fase di diffusione superficiale). Infine la diffusione avviene anche all'interno del bulk del film (fase della diffusione nel bulk). Durante la crescita il movimento termico degli atomi sulla superficie del film e nel bulk del film dipende fortemente dal rapporto tra la temperatura del substrato T_s e dall'energia di legame degli atomi nella fase solida. Dato che la temperatura di fusione di un solido dipende principalmente dall'energia di legame degli atomi che lo compongono, possiamo dire che indicativamente il moto termico delle particelle durante la crescita è legato al rapporto tra la temperatura del substrato T_s e la temperatura di fusione del solido T_m espresse in Kelvin (K), tale rapporto è conosciuto come la temperatura ridotta. Così ci aspettiamo che ciascuna delle tre fasi appena descritte domini sulle altre a seconda del valore della temperatura ridotta, influenzando così la struttura del film. Partendo da queste semplici basi (per una descrizione più dettagliata vedi [79]). Per bassi valori della temperatura ridotta t ($t < 0.3$), il processo dominante è quello del trasporto conosciuto come *quenched growth*, dato che le particelle non hanno energia sufficiente per diffondere sulla superficie o nel bulk del materiale, rimangono assorbite nel punto di impatto con il substrato (deposizione balistica). I film ottenuti in questo regime sono caratterizzati da due tipi possibili di strutture, il primo costituito da colonne tipicamente del diametro di decine di nanometri separate da spazi vuoti di qualche nm, le colonne in questo tipo di struttura hanno una

bassa qualità cristallina o eventualmente sono amorfe, il secondo tipo di struttura è caratterizzato dallo stesso tipo di colonne che questa volta però sono più impaccate e non sono presenti spazi vuoti. A temperatura ridotta costante si passa da una struttura all'altra variando la pressione P_{tot} in quanto la struttura a colonne è una diretta conseguenza dell'interazione geometrica tra la rugosità della superficie del film in fase di crescita e la direzione delle particelle che incidono sul substrato. In questo modo i punti più elevati della superficie sono sottoposti ad un flusso di particelle maggiore rispetto ai punti più a valle (*self-shadowing*), questo effetto è tanto più importante quanto più l'angolo di impatto delle particelle con il substrato è casuale e questo come spiegato in precedenza è legato alla pressione totale dei gas in camera P_{tot} . Per valori intermedi della temperatura ridotta t ($0.3 < t < 0.5$), la crescita del film è dominata dalla diffusione degli atomi sulla superficie. I film ottenuti in questo regime di crescita esibiscono una struttura sempre costituita da colonne di qualità cristallina superiore rispetto ai casi precedenti e soprattutto con un accoppiamento tra di esse molto forte. Per temperature ridotte superiori a $t > 0.5$ il processo dominante è quello della diffusione nel bulk, in questo caso il film perde ogni memoria dei primi istanti della crescita e la struttura ottenuta è costituita da grani molto impaccati tra loro con un elevato accoppiamento ed una elevata cristallinità. Quindi per concludere T_s è un parametro fondamentale per determinare il tipo di microstruttura che si otterrà con la crescita, in letteratura si possono trovare molti casi in cui ottimi film di NbN di spessore variabile tra i 3 nm e i 10 nm e con $9 \text{ K} < T_c < 14 \text{ K}$ sono stati ottenuti con una $T_s \geq 600 \text{ }^\circ\text{C}$, mentre la temperatura di fusione del nitrato di niobio è $T_m = 2573 \text{ }^\circ\text{C}$ ovvero nel regime di crescita in cui prevale la diffusione superficiale delle particelle ($t > 0.3$), nel nostro caso, essendo il nostro scopo finale quello di trasferire il processo sul GaAs, i film sono depositi su MgO ad una temperatura $T_s = 400 \text{ }^\circ\text{C}$, da cui si trova che $t < 0.3$ e quindi nel nostro caso i film vengono depositi nel regime di *quenched growth*, il che comporta una messa a punto del processo di deposizione molto più complicata, ma in teoria non impossibile.

- Distanza campione target d_{ts}

Cambiando la distanza tra il substrato e il campione si interferisce con la microstruttura del film poiché in questo modo si modifica il libero cammino medio delle particelle che raggiungono il substrato cioè viene modificato il numero di urti a cui è sottoposta una particella prima di raggiungere il substrato e quindi la loro condizione di termalizzazione [113]. Nel nostro caso per ottenere un'elevata uniformità dei film si è scelto di porre d_{ts} uguale al valore massimo permesso dal nostro apparato $d_{ts}=85\text{mm}$.

In conclusione da quanto detto in questo paragrafo la messa a punto del processo di crescita dei film di nitruro di niobio può essere influenzata da diversi parametri. L'ottimizzazione di ciascuno dei quali può risultare cruciale. Nel resto di questo capitolo però ci occuperemo di descrivere solo di come sia stato ottimizzato il processo di deposizione dei film cresciuti su arsenuro di gallio in quanto il lavoro di ottimizzazione dei parametri per la crescita dei film su MgO è stata svolta dal dr. Francesco Marsili ed è riportata in [106].

3.3 Misura dello spessore di un film di NbN

Prima di passare alla descrizione dei risultati ottenuti nella crescita di film di NbN su GaAs, riteniamo importante illustrare in che modo viene eseguita la misura dello spessore dei film. Dato lo spessore ridotto dei film per ottenere una sua stima attendibile è necessario utilizzare come tecnica di misura la microscopia a forza atomica, AFM. Questo però richiede la realizzazione di un'opportuna struttura a barre sulla superficie del film, in modo da creare uno scalino misurabile con l'AFM. La struttura viene realizzata tramite litografia ottica ed è costituito da una serie di linee parallele larghe $10\mu\text{m}$. Il materiale in eccesso viene rimosso tramite un attacco selettivo in ioni reattivi (vedi paragrafo 2.3.1) in un'atmosfera di CHF_3 e O_2 (rispettivamente 50sccm e 5sccm , Pressione in camera $P=50\text{mbar}$, potenza $P_w=150\text{W}$). Il campione quindi viene immerso in un solvente (acetone) in grado di rimuovere il resist residuo sul campione e poi risciacquato in acqua.

A questo punto viene realizzata la misura dello spessore eseguendo una scansione di $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ prima su di un bordo e poi sull'altro di una delle linee riprodotte sul campione.

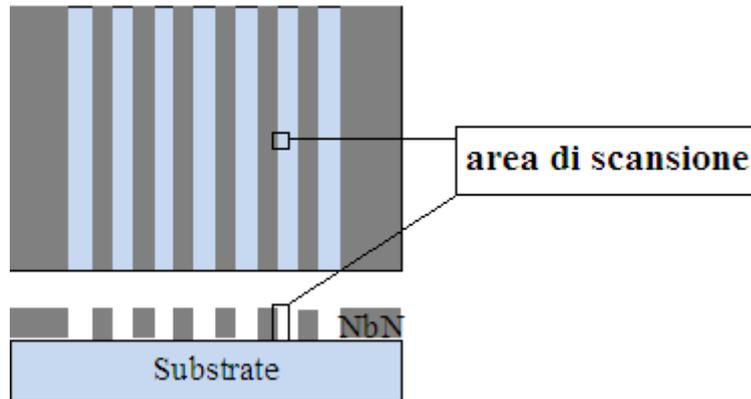


Fig. 56: Esempio del disegno riprodotto sul campione per la misura di spessore

Sulle immagini topografiche acquisite si misura lo spessore del gradino dieci volte da un lato e dieci dall'altro e poi si esegue una media dei valori ottenuti. Tutte le misure sono state eseguite con una risoluzione di circa 0.5nm.

3.4 Film di nitrato di niobio su MgO

Come anticipato nel paragrafo precedente non ci soffermeremo nella descrizione dell'ottimizzazione del processo di deposizione dei film di nitrato di niobio su MgO, ma ci limiteremo a riassumere i risultati ottenuti con il processo ottimizzato. Questo ci tornerà molto utile in seguito quando parleremo dell'ottimizzazione della crescita dei film di NbN su arsenuro di gallio. Riportiamo in Tabella 4 i parametri ottimizzati per la deposizione dei film di nitrato di niobio su MgO.

Corrente di catodo (I_c)	250 mA
Temperatura del substrato (T_s)	400°C
Total Pressure (P_{tot})	2.5 mtorr
N₂ partial pressure	33%
Tensione di catodo (V_c)	420 to 650 V
Condizione iniziale del target	uncoated
Tensione del substrato (V_s)	grounded
Distanza target-substrato (d_{t-s})	85 mm

Tabella 4: Parametri ottimizzati per la deposizione dei film di NbN su substrati di MgO

Fig. 57 mostra le caratteristiche Resistenza-Temperatura ottenute con i film di NbN su MgO dopo l'ottimizzazione del processo di deposizione [106].

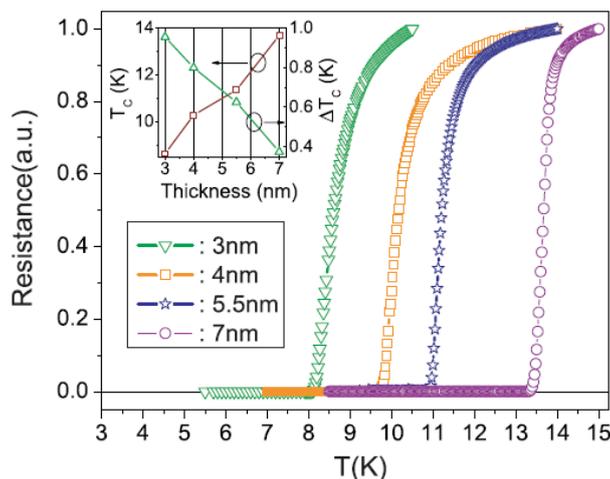


Fig. 57: Andamento della resistenza in funzione della temperatura dei film di NbN di quattro spessori diversi: 7nm (cerchi viola), 5.5nm (stelle blu), 4nm (quadrati gialli) and 3nm (triangoli verdi). Le condizioni di deposizione sono quelle riportate in Tabella 4. Nell'inserto viene mostrato l'andamento della T_c e della ΔT_c in funzione dello spessore.

Come si può vedere in Fig. 57 le condizioni trovate per la deposizione dei film su MgO ci consente di ottenere film sottili di elevata qualità ($T_c=10,4\text{K}$, $\Delta T_c\sim 0.8\text{K}$ e $\text{RRR}\sim 0.76$ per un film di spessore 4nm). Purtroppo come vedremo in seguito la misura della T_c e della ΔT_c non è sufficiente per caratterizzare un film superconduttore, ma solo un punto di partenza, visto che sicuramente un film con una temperatura critica (T_c) bassa e una larghezza di transizione ΔT_c elevata non è un buon candidato per l'ottenimento di dispositivi con prestazioni elettro-ottiche elevate.

3.5 Ottimizzazione della crescita dei film di NbN su arsenuro di gallio

In questo paragrafo ci occuperemo di discutere i risultati ottenuti nell'ottimizzazione della crescita dei film di nitruro di niobio su un substrato diverso da quelli convenzionali come lo zaffiro e l'MgO, e le problematiche che abbiamo dovuto risolvere in corso d'opera. Come accennato nel paragrafo 2.2.2 per ottenere film sottili di NbN di elevata qualità è necessario che la deposizione avvenga in alto vuoto ad una pressione base di circa 1×10^{-7} mbar, in modo che non siano presenti eventuali particelle inquinanti durante la deposizione. Per poter raggiungere delle pressioni di questo ordine di grandezza è necessario riscaldare la camera, in questo modo tutte le pareti degassano liberandosi dalle impurità (come per esempio le molecole d'acqua) le quali vengono poi rimosse dal sistema di pompaggio. Lo stesso discorso vale per le lampade utilizzate per riscaldare il campione e portarlo a 400°C , quando queste vengono accese subito cominciano a degassare liberando le particelle assorbite durante l'esposizione all'aria nella fase di montaggio dei campioni, per evitare che queste inquinino i gas che vengono utilizzati per la deposizione bisogna attendere lunghi tempi di pompaggio. L'esposizione dei campioni ad una così alta temperatura per un intervallo di tempo lungo (circa 12-18 ore) di norma non rappresenta un problema quando si lavora con i substrati convenzionali, mentre quando si ha a che fare con un materiale come il GaAs è un fattore di cui si deve tener conto. I primi tentativi di crescita sono stati condotti utilizzando gli stessi parametri riportati in Tabella 4, dopo aver verificato che il cambiamento del substrato non avesse implicato una variazione delle condizioni ottimali di deposizione (come per esempio uno spostamento del valore ottimale della concentrazione di N_2 [106]) e mantenendo il substrato ad una temperatura di 400°C solo per il tempo necessario perché la pressione in camera raggiungesse il valore desiderato (tipicamente in 7-8 ore si ottiene una

pressione $P \sim 1.5 \times 10^{-7}$ mbar) e quindi per la deposizione. In Fig. 58 sono mostrati i primi risultati ottenuti su GaAs.

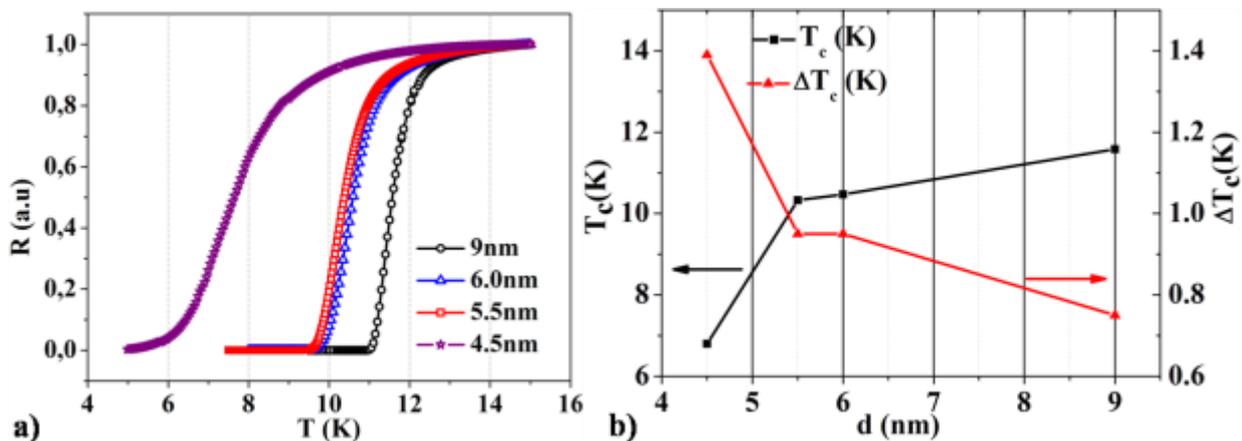


Fig. 58: a) Resistenza dei film di NbN su GaAs di vari spessori in funzione della temperatura; b) andamento della temperatura critica e della larghezza di transizione in funzione dello spessore.

Se ora si prova a confrontare gli andamenti della resistenza in funzione della temperatura dei film ottenuti su MgO e quelli ottenuti nelle stesse condizioni su GaAs si trova che (vedi Fig. 59):

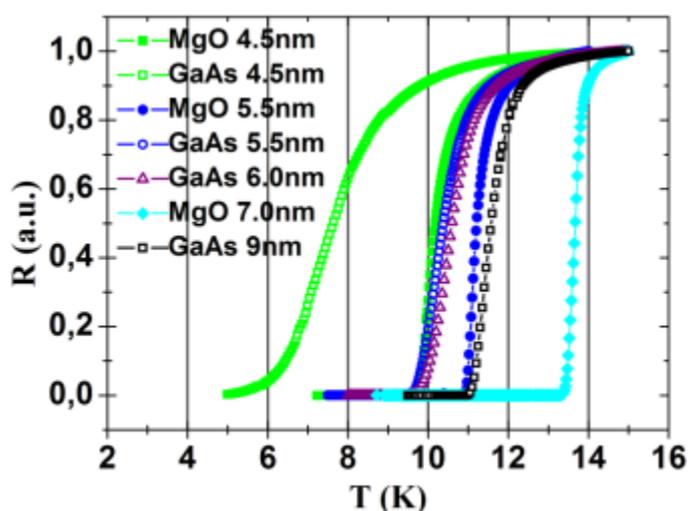


Fig. 59: Confronto tra film di diversi spessori depositi su MgO (simboli pieni) e film depositi su GaAs (simboli aperti); colori uguali corrispondono a spessori nominali uguali.

Come si può notare, gli andamenti in funzione della temperatura dei film cresciuti su GaAs sono sempre caratterizzati da una temperatura di transizione minore e una larghezza di transizione maggiore se paragonati ai film ottenuti su MgO di spessore nominalmente uguale. Dato che le

condizioni di deposizione, utilizzate in queste crescite, erano le stesse di quelle impiegate per le deposizioni dei film di NbN su substrati di MgO, la degradazione osservata nei film di NbN su GaAs è stata inizialmente collegata ad una microstruttura ricca di difetti, principalmente dovuti all'elevata differenza tra il parametro reticolare del NbN e quello del substrato (~26%). Per chiarire meglio quale fosse l'origine di quanto ottenuto è stato condotto uno studio approfondito della morfologia della superficie del film con misure di microscopia a forza atomica (AFM). Dalle prime indagini si è scoperto che i film depositi nelle condizioni descritte precedentemente, presentavano un'elevata granularità superficiale, con grani di dimensioni tipiche di circa 100nm, vedi Fig. 60

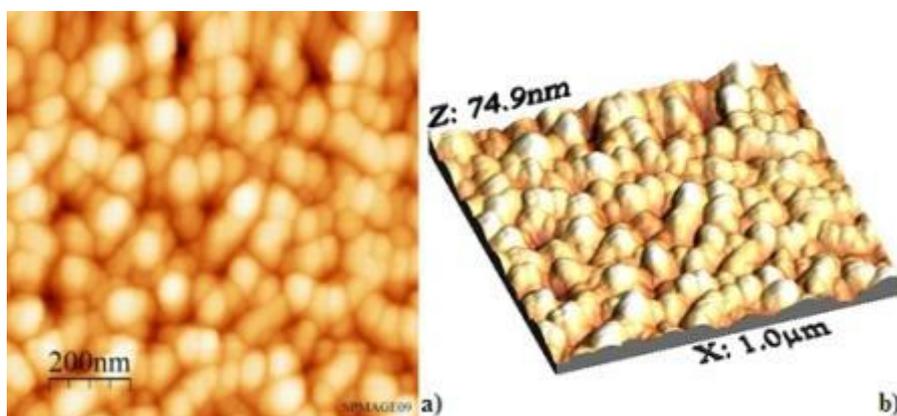


Fig. 60: a) Immagine AFM 2D della superficie di un film di NbN depositato su GaAs mantenendo il substrato ad una temperatura $T_s=400^\circ\text{C}$, l'area di scansione è di $1\mu\text{m}^2$, b) la stessa immagine in 3D.

Dalle analisi di rugosità si è ricavato che la rugosità quadratica media del film è di circa $R_{\text{rms}}=10.90\text{nm}$, che il valore di distanza picco valle medio è di $z_m=45\text{nm}$, mentre quello massimo è di $z_{\text{max}}=75\text{nm}$. Da questi dati si può concludere che effettivamente l'impovertimento delle proprietà superconduttive dei film su GaAs è legato alla microstruttura del film. Dal tipo di danneggiamento della superficie osservato abbiamo supposto che la granulosità, piuttosto che dovuto al disaccordo tra il parametro reticolare del GaAs e quello del NbN, fosse piuttosto legata alla temperatura del substrato durante la deposizione. Per chiarire meglio questo punto e in particolare per capire come T_s influenzi l'uniformità superficiale e soprattutto come porvi rimedio, sono stati effettuati diversi test in alto vuoto ($\sim 1,7 \times 10^{-7}\text{mbar}$, il processo di riscaldamento dei campioni doveva essere una simulazione di quanto avviene durante la deposizione) a diverse temperature, in un intervallo compreso tra i 300°C e i 400°C . Come riferimento riportiamo in

Fig. 61 un'immagine AFM di un campione di substrato di GaAs non sottoposto a riscaldamento ne ad altri trattamenti.

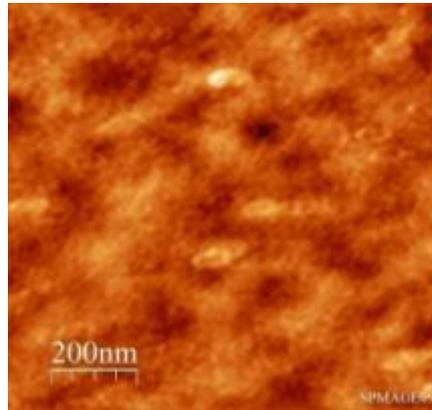


Fig. 61: Immagine AFM della superficie di un campione di GaAs non trattato.

Come si può vedere in

Fig. 61 sulla superficie del campione non è presente alcun tipo di granulosità, anche la rugosità quadratica media è differente da quella riportata in precedenza (vedi Fig. 60) $R_{\text{rms}} = 0.17\text{nm}$, $z_{\text{m}} = 0.7\text{nm}$ e $z_{\text{max}} = 2.00\text{nm}$. Come primo obiettivo abbiamo tentato di capire se il danneggiamento della superficie nei campioni precedenti fosse veramente legato alla temperatura alla quale veniva riscaldato il substrato oppure se l'origine di tale rugosità fosse qualcos'altro per il momento a noi sconosciuto. A questo proposito abbiamo eseguito tre test portando tre diversi campioni di GaAs a tre temperature differenti, 400°C , 350°C e 300°C , per 8 ore. I risultati ottenuti sono mostrati in Fig. 62.

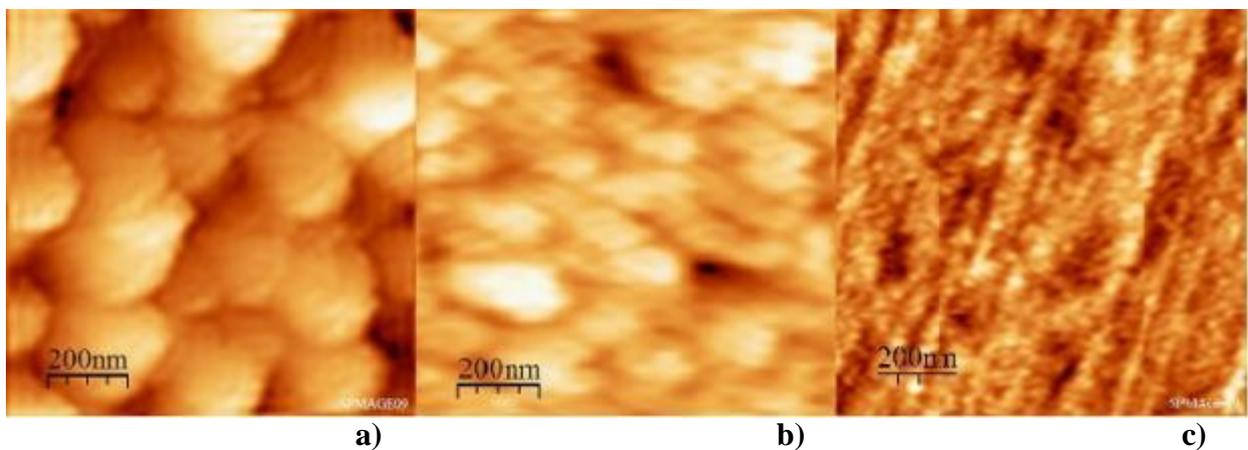


Fig. 62: Immagini AFM delle superfici dei tre campioni riscaldati a tre temperature diverse per 8 ore, a) 400°C , b) 350°C e c) a 300°C .

Come si può vedere in Fig. 62 effettivamente la granulosità della superficie di GaAs è legata alla temperatura di riscaldamento del substrato T_s e varia con essa, in tabella sono riportati i valori della rugosità quadratica media, della distanza media e massima di picco-valle.

T_s (°C)	R_{rms} (nm)	z_m (nm)	z_{max} (nm)
400	4.38	12,00	23,20
350	1.17	7,27	10.88
300	0.20	0.65	1.36

Tabella 5: Risultati dei test su GaAs sottoposti alla temperatura T_s per 8 ore.

Come appare evidente sia da Fig. 62 che dalla Tabella 1 la rugosità superficiale del campione è fortemente correlata con la temperatura T_s del substrato durante la deposizione e, cosa ancora più interessante, a 300°C sembra non esserci alcun danneggiamento della superficie del campione anche dopo tempi elevati di riscaldamento. I risultati ottenuti con queste simulazioni sono in perfetto accordo con quanto osservato in [138]. In questo lavoro la granulosità nel GaAs a 400°C è spiegata con l'attivazione di diverse reazioni chimiche in funzione della temperatura. Inizialmente ($T_s \sim 300 \div 350^\circ\text{C}$) tali reazioni portano all'evaporazione dell'arsenico e alla formazione di un ossido di gallio molto stabile (Ga_2O_3) che non evapora fino a $T_s \sim 500^\circ\text{C}$. In seguito ($T_s \sim 400^\circ\text{C}$) comincia ad evaporare anche il Ga_2O (un ossido di gallio meno stabile). Dato che a 400 °C il Ga_2O_3 non viene rimosso, questo tipo di ossido agisce come una maschera, impedendo l'evaporazione dalle zone sottostanti dell'arsenico o del Ga_2O [138]. Come discusso in precedenza però T_s è un parametro fondamentale anche per determinare il regime di crescita del film (vedi paragrafo 3.2.1) e quindi la sua microstruttura ovvero per ottenere la microstruttura del film migliore possibile dobbiamo massimizzare T_s . Come spiegato in precedenza il campione viene sottoposto al riscaldamento delle lampade per un tempo elevato principalmente per permettere al sistema di pompaggio di portare la pressione al valore desiderato, quando in realtà la deposizione dura poco più di venti minuti (da che viene acceso il plasma, viene fatto stabilizzare e infine si effettua la deposizione che in genere dura poche decine di secondi). Per questo motivo abbiamo effettuato altri test per verificare quale fosse la temperatura massima utilizzabile durante la deposizione, i cui risultati sono riassunti in Fig. 63.

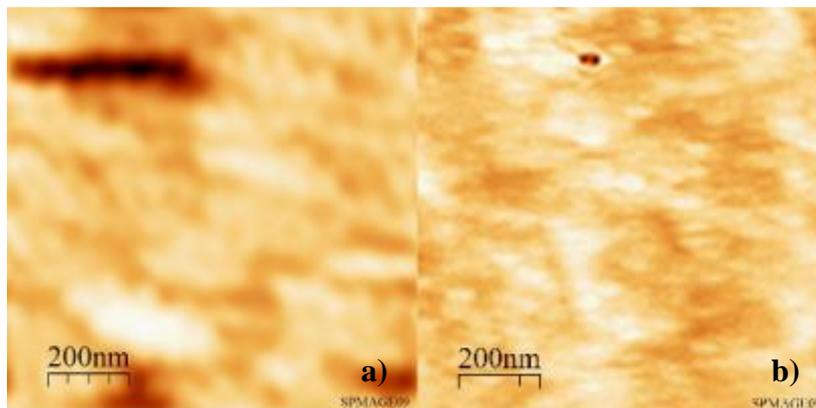


Fig. 63: Immagini AFM delle superfici dei campioni di GaAs utilizzati per determinare il valore massimo di T_s per un tempo di riscaldamento breve, a) mantenendo il substrato a 300°C per 7h e 30' e a 400°C per soli 30'; b) mantenendo il substrato a 300°C per 7h e 30' e a 350°C per soli 30'

I risultati mostrati in Fig. 63 sono stati ottenuti portando in entrambi i casi prima i campioni a 300°C per 7ore e 30minuti (simulazione della fase in cui si lasciano accese le lampade per permettere al vuoto in camera di migliorare) e poi per 30' il campione a) a 400°C e quello b) a 350°C. Come è possibile vedere nell'immagine AFM del campione a) non c'è granularità ma sono presenti dei tagli sulla superficie del campione, mentre il campione b) presenta una superficie praticamente priva di difetti e confrontabile con l'immagine in

Fig. 61. In tabella mostriamo i risultati dell'analisi di rugosità ottenuti con questi campioni.

T_s (°C)	R_{rms} (nm)	z_m (nm)	z_{max} (nm)
400	1.31	6.70	9.99
350	0.30	0.80	1.23

Tabella 6: Risultati dei test su GaAs al variare della temperatura. Inizialmente $T_s=300^\circ\text{C}$ per 7h e 30' per entrambi i campioni di GaAs, in seguito i campioni sono stati mantenuti per 30' in un caso a 350°C e nell'altro a 400°C

Come si può vedere dalla figura e dalla Tabella 6 il caso b) di Fig. 63 è del tutto comparabile con quello del campione non riscaldato mostrato in

Fig. 61. A questo punto abbiamo utilizzato queste condizioni per la deposizione dei film di NbN, ovvero abbiamo lasciato le lampade a degassare per 7 ore e 30 minuti a 300°C per poi portare la

temperatura a 350°C solo per il tempo necessario alla deposizione. Con questa tecnica abbiamo ottenuto i risultati mostrati in Fig. 64

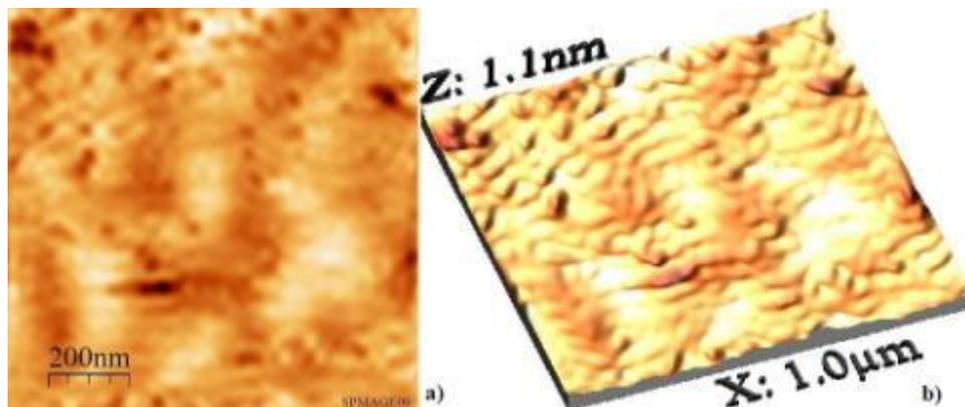


Fig. 64: a) Immagine AFM 2D della superficie di un film di NbN deposto su GaAs dopo l'ottimizzazione del processo, l'area di scansione è di $1\mu\text{m}^2$, b) la stessa immagine in 3D.

Come si vede il film deposto dopo l'ottimizzazione di T_s ha un aspetto molto più uniforme rispetto a quello mostrato in Fig. 60, inoltre come è possibile vedere in Fig. 65 anche le proprietà superconduttive del film sono migliorate sensibilmente e ora sono in tutto e per tutto confrontabili con quelle ottenute su MgO.

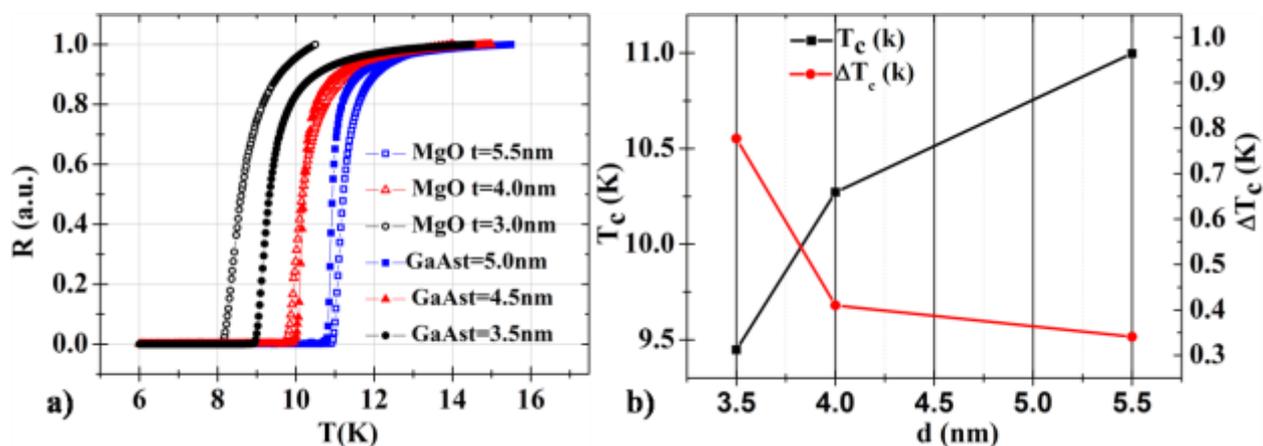


Fig. 65: a) Confronto tra l'andamento della resistenza in funzione della temperatura dei film di NbN deposti su GaAs in seguito al processo di ottimizzazione (simboli chiusi) e dei film deposti su MgO. Il colore identifica spessori confrontabili entro l'errore della misura ($\pm 0.5\text{nm}$); b) andamento della temperatura critica T_c e della larghezza di transizione ΔT_c in funzione dello spessore.

3.6 Disegno e realizzazione dei contatti elettrici e dei marker per il riallineamento

Il primo passo nella fabbricazione di tutti i nostri dispositivi consiste nella realizzazione dei contatti elettrici e dei marker di riallineamento mostrati in Fig. 66

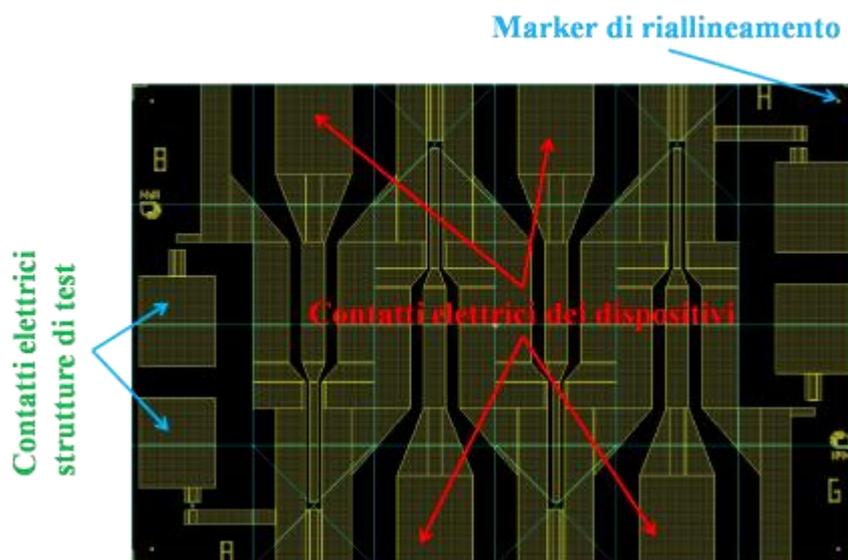


Fig. 66: Disegno dei contatti elettrici adattati a 50Ω utilizzati per la caratterizzazione di tutti i nostri dispositivi; in figura inoltre sono indicati con le frecce rosse sia i marker di riallineamento negli step successivi, sia i contatti elettrici dei quattro dispositivi inseriti in ogni chip.

Ogni chip misura $2 \times 1,5 \text{ mm}^2$ e permette di alloggiare quattro dispositivi per la caratterizzazione (indicati in figura con le frecce rosse) e quattro strutture di test utilizzate per il monitoraggio del processo di nanofabbricazione (frecce gialle). I contatti elettrici dei quattro dispositivi sono tutti adattati alla linea di trasmissione coplanare a 50 Ω. In Fig. 66 inoltre è possibile notare sia i quattro marker utilizzati per il riallineamento dei passi successivi di litografia elettronica (frecce rosse in figura e speculari) sia la suddivisione in campi del disegno (vedi paragrafo 2.1). Nel nostro caso i disegni (o *pattern*) sono stati realizzati tramite un programma di CAD (LASI 7). Questo programma ci consente di uscire con un file nel formato GDS II, un formato che è riconosciuto dai programmi di conversione del disegno in istruzioni base dell'apparato per la litografia elettronica. Ogni disegno, per esigenze litografiche, è diviso in strati (*layer*), ognuno contenente una parte del disegno iniziale. Dal punto di vista funzionale il *pattern* per esempio di un SSPD si può considerare diviso in due parti: il *layer* dei contatti elettrici (*pad* Fig. 66) e quello

contenente solo i meandri degli SSPD (vedi paragrafi successivi). Prima di inoltrarci nella descrizione del processo litografico riteniamo opportuno una breve descrizione della procedura da seguire per l'esposizione litografica tramite il sistema di litografia elettronica EBPG 5HR:

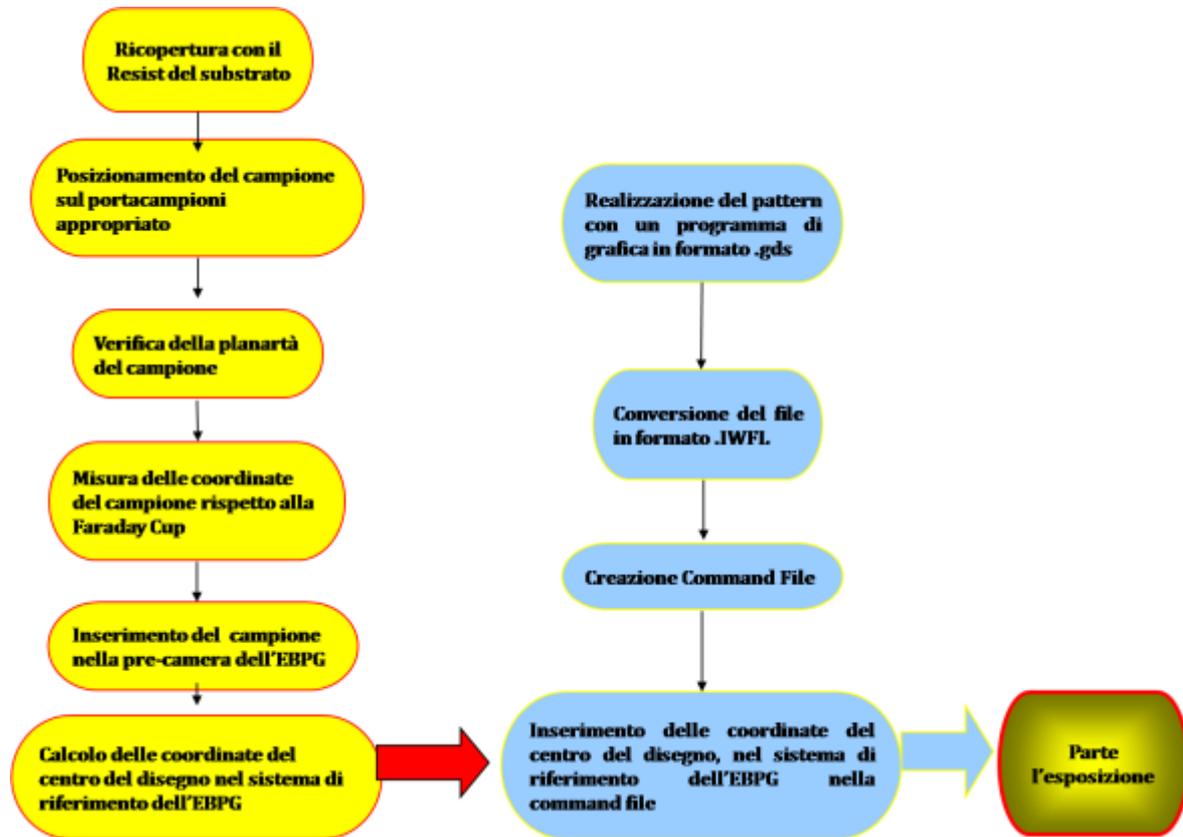


Fig. 67: Diagramma di flusso della procedura da seguire per l'utilizzo dell'EBPG 5HR

Come già spiegato nel primo paragrafo il disegno è realizzato mediante il programma LASI e tramite varie trasformazioni è portato in un formato compatibile con l'EBPG 5HR tramite un programma di conversione (CATS). È in questa fase che si deve comunicare al programma con quale risoluzione s'intende realizzare il disegno, nel nostro caso specifico dei contatti elettrici la risoluzione impostata è di 10 nm (che determina il campo di scrittura di 320 μm , vedi paragrafo 2.1) con una tensione d'accelerazione per gli elettroni di 100 kV. Si usa un'apertura di 400 μm e si imposta una corrente grande (200 nA). alla quale corrisponde un diametro del fascio di elettroni delle dimensioni di 200 nm. Si seleziona per il layer dei contatti elettrici un passo di scrittura $B_{ss} = 0.1\mu\text{m}$, in questo modo siamo in grado di andare più veloci senza perdere risoluzione nella litografia. Fatto questo il programma automaticamente suddivide il disegno in campi di scrittura (paragrafo 2.1). A questo punto per effettuare l'esposizione bisogna creare un

file di comandi che la macchina deve eseguire per riprodurre opportunamente il disegno. Alcuni comandi sono di fondamentale importanza come per esempio la dose e la matrice che definisce sia il numero sia la disposizione con cui si vuole ripetere l'esposizione.

Finita questa fase si passa alla preparazione del campione. Dopo aver verificato che la superficie di nitruro di niobio sia sgombra da impurezze vi si spalma sopra il resist, per questa prima esposizione si è utilizzato il PMMA usando uno spinner a 6000 giri al minuto per 60 s e poi posto per 5 minuti su una piastra termica a 170°C per uno spessore finale del resist di circa 0.9 µm.

Per caricare il campione nell'EBPG 5HR si deve montare il campione su di un apposito porta campioni. Nel sistema sono presenti più porta campioni ognuno adatto per campioni di dimensioni diverse, nel nostro caso per le prove è stato utilizzato il porta campioni per i wafer da due pollici, mentre per i campioni finali è stato usato quello adatto ad alloggiare campioni con dimensioni variabili tra ~ 4cm ed alcuni mm. Dopo aver montato il campione sul porta campioni si passa a verificare la planarità e l'altezza del substrato da esporre rispetto al piano di focalizzazione del fascio di elettroni. Durante la fase di scrittura, l'EBPG 5HR regola automaticamente la messa a fuoco usando dei "marker" di riferimento posizionati ad una specifica coordinata sul porta-campioni e ad una determinata altezza che definisce il piano focale degli elettroni. Durante la messa a fuoco il sistema è in grado inoltre di controllare l'altezza del campione tramite un interferometro laser e correggere eventuali errori locali di planarità e di altezza con una tolleranza di 10µm/mm per la planarità e di ±50 µm per il piano focale. Prima di caricare il portacampioni l'altezza rispetto al piano focale e la planarità vengono misurate, per mezzo di un micrometro digitale prodotto dalla Mitutoyo, e regolate tramite delle viti micrometriche posizionate sul porta-campioni. Infine si pone il porta campioni sotto un microscopio ottico, dotato di un misuratore delle coordinate X e Y del portacampioni, tramite il quale si prendono le coordinate relative della posizione del campione rispetto alla *Faraday-Cup*, le cui coordinate sono fisse e note per ogni porta campioni. La *Faraday-Cup* viene utilizzata per la lettura della corrente del fascio di elettroni I_B . A questo punto si può introdurre il campione nella camera di carico del sistema.

Quando la pressione in camera arriva ad un valore di $\sim 1.2 \times 10^{-7}$ mbar il sistema dà il consenso per introdurre il campione nella camera di esposizione. Finita la fase di carico si devono impartire al sistema i comandi da eseguire per l'esposizione, innanzitutto il nome del disegno che si vuole riprodurre, le sue dimensioni, le coordinate relative del centro del campione, l'area totale esposta e l'area occupata da ogni singolo *chip*. Da questi valori il sistema automaticamente definisce il

numero di volte che dovrà ripetere il disegno del *chip* (*matrix field*). Infine si deve dire alla macchina con che dose elettronica ($\mu\text{C}/\text{cm}^2$) si vuole che sia esposto il disegno e con che corrente. Per capire la dose giusta da usare sono state compiute diverse prove e poiché l'EBPG permette di incrementare la dose per ogni *chip* siamo partiti da un intervallo di valori più ampio che poi si è ristretto di volta in volta fino a trovare la dose giusta, che nel nostro caso specifico variava da un minimo di $600 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ fino ad un massimo di $700 \mu\text{C}/\text{cm}^2$. Finita l'esposizione si estrae il campione dalla macchina e si procede allo sviluppo. Come anticipato nel paragrafo 2.1, nel caso specifico del PMMA si usa MIBK diluito 1: 2 con alcool isopropilico per 2'. Dopo lo sviluppo si osserva al microscopio ottico il campione per verificare l'avvenuta esposizione e se lo sviluppo è andato a buon fine. Finita la fase dello sviluppo si carica il campione nell'evaporatore, si aspetta che il vuoto arrivi ad un valore di circa $\sim 1.5 \times 10^{-7}$ mbar. Poiché nel nostro caso il primo materiale da evaporare è il titanio (Ti) possiamo anche cominciare l'evaporazione con pressioni leggermente più alte: questo materiale infatti durante l'evaporazione adsorbe le particelle residue in camera (come nelle pompe getter) e il risultato è che la pressione dopo pochi istanti scende rapidamente fino a $\sim 10^{-8}$ mbar. La presenza del titanio nella realizzazione dei contatti è dovuta alla scarsa capacità di adesione dell'oro, per questo motivo in un primo momento si era pensato di evaporare un sottile strato di cromo (Cr), ma visto che rendeva la rimozione del materiale in eccesso molto difficoltosa si è passati ad utilizzare il titanio (Ti) come materiale aggrappante. Gli spessori depositati sono 100 \AA per il titanio e di 600 \AA di oro con una velocità di evaporazione per entrambi di $3 \text{ \AA}/\text{sec}$. Finita la deposizione si procede al rientro in azoto per poter estrarre il campione dal sistema di evaporazione. Si procede alla rimozione del materiale in eccesso (*lift-off*), immergendo il campione in un backer contenente dell'acetone. Per facilitare lo scioglimento del PMMA si spruzza dell'acetone sul substrato, in modo da unire oltre all'effetto chimico di scioglimento del resist da parte del solvente anche un effetto meccanico. Quando si reputa di aver rimosso tutto il materiale in eccesso si toglie il campione dal backer e lo si sciacqua in acqua deionizzata, lo si asciuga con un flusso di azoto ed infine si verifica la buona riuscita del *lift-off* con il microscopio ottico.

3.7 Disegno e realizzazione delle parti ad alta risoluzione

Preparati i contatti elettrici si può passare al trasferimento del disegno dei meandri sul campione. Il resist utilizzato in questo secondo passo litografico è l'HSQ fox 14 diluito 10:8 in MIBK (paragrafo 2.1) che viene spalmato con lo spinner a 3500 giri al minuto per 60 s e poi messo su una piastra prima a 150°C per 2 minuti, e poi a 220°C per altri 2 minuti. In questo modo si ottiene uno spessore di resist di circa 1600 Å. Si procede anche in questo caso alla verifica della planarità del campione per poi porre il campione sotto ad un microscopio ottico, equipaggiato con un misuratore di coordinate X e Y, che permette la misura delle coordinate del marker in alto a sinistra (Fig. 68) che verrà poi utilizzato dalla macchina per la litografia elettronica come punto di riferimento per trovare tutti gli altri marker sul campione ed eseguire le procedure di riallineamento sia globale che locale. Affinché la macchina sia in grado di compiere in modo automatico il riallineamento globale è necessario un preallineamento manuale del campione al microscopio ottico, correggendo eventuali errori di rotazione. Durante la fase di scrittura il sistema è poi in grado di correggere via software i piccoli errori di rotazione residui fino ad un massimo di 0,1°.

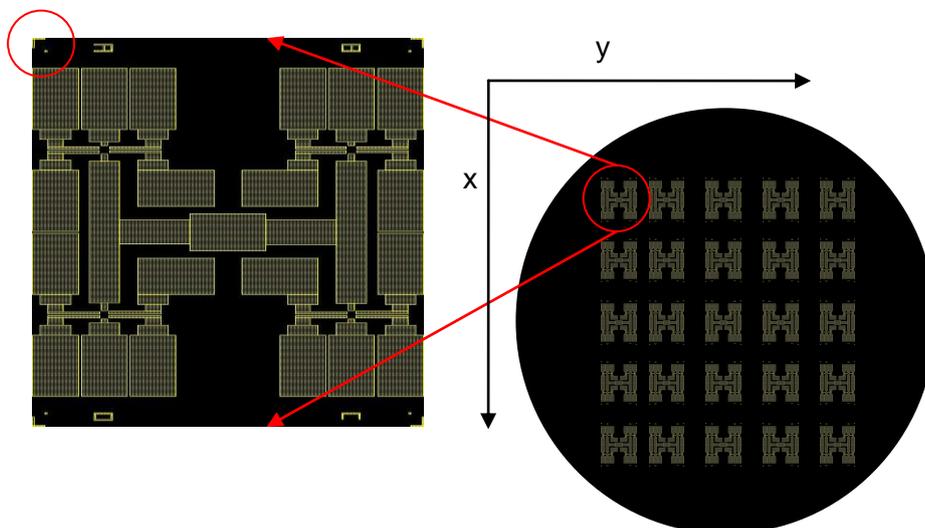


Fig. 68: Immagine dell'orientamento con cui è montato il campione sul portacampioni e del marker che viene preso come riferimento per l'inizio dell'esposizione.

Finita la fase di allineamento si procede al caricamento del campione nell'EBPG e ad impartire i comandi da eseguire per l'esposizione. In questo caso la risoluzione e la spaziatura B_{ss} coincidono e sono uguali a 10 nm con una tensione di accelerazione di 100 kV e una apertura di

300 μm per diminuire le aberrazioni e diminuire il diametro del fascio. Si muove lo stage alle coordinate relative del marker e si accende la modalità SEM (Scanning Electron Microscopy) in modo da trovare le coordinate assolute esatte da inserire nel file dei comandi a partire da quelle misurate al microscopio ottico, si carica la corrente desiderata, si ridefiniscono nuovamente i parametri del disegno ed infine si decide che dose usare. Per quanto riguarda la scrittura dei meandri molto lavoro è stato fatto per trovare la dose elettronica giusta da utilizzare a causa dell'effetto di prossimità che ci proponiamo di descrivere nel seguente paragrafo in particolare per i dispositivi realizzati su arsenuro di gallio.

3.7.1 Effetto di prossimità

L'effetto di prossimità è causato fondamentalmente da due processi di scattering che avvengono quando il fascio di elettroni incide sul campione durante l'esposizione.

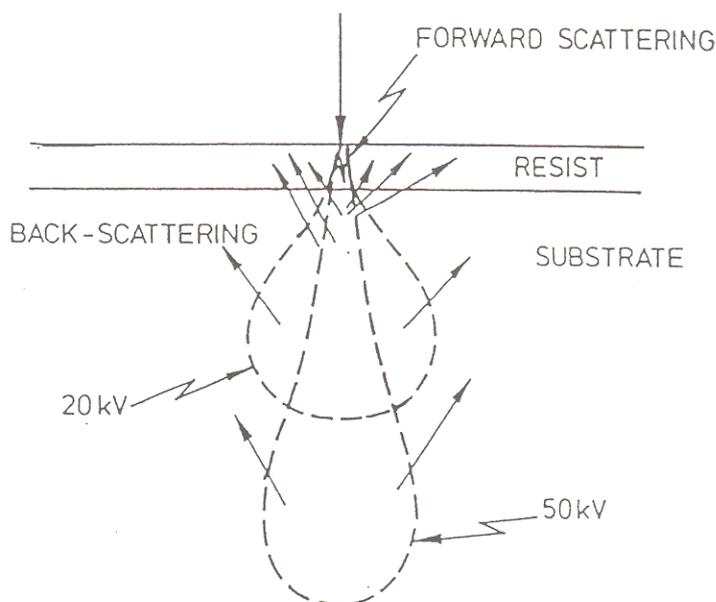


Fig. 69: Meccanismo fisico dell'effetto di prossimità

Il primo è lo scattering elastico a piccoli angoli (*forward scattering* vedi Fig. 15) che avviene nel momento in cui gli elettroni penetrano nel resist elettronico. Questo produce un allargamento del fascio all'interno del resist descritto empiricamente dalla formula:

$$d_f = 0.9 \left(\frac{R_t}{V_b} \right)^{1.5} \text{ [nm]} \quad (3.1)$$

Dove R_t è lo spessore del resist in nm e V_b è la tensione con cui vengono accelerati gli elettroni espressa in kV. Lo scattering a piccoli angoli può essere minimizzato riducendo lo spessore del film di resist e usando la tensione di accelerazione più alta possibile. Tuttavia è la presenza di questo effetto che garantisce dopo lo sviluppo il profilo corretto del resist e permette la buona riuscita del *lift-off* nella realizzazione dei contatti elettrici. L'altro processo di scattering elastico (*back scattering* vedi Fig. 15) si ha quando gli elettroni una volta penetrati nel resist vengono a contatto con il substrato. Gli elettroni, interagendo con le nubi elettroniche degli atomi che costituiscono il substrato, possono essere sottoposti a processi di scattering a grandi angoli e quindi essere riflessi indietro a distanze significative da dove ha avuto luogo il processo di scattering. La probabilità di *back scattering* è data da $P \propto (Z/E_0)^2$ dove Z è il numero atomico dell'elemento che costituisce il substrato e E_0 è l'energia iniziale degli elettroni (legata alla tensione di accelerazione utilizzata, che nel nostro caso è di 100kV). In Fig. 70 mostriamo per esempio due simulazioni da noi eseguite con Casino v 2.42, un programma di simulazione basato sul metodo montecarlo, con il quale è possibile impostare il problema di interesse riproducendo il campione (substrato, film, resist e relativi spessori), impostando i parametri del fascio elettronico utilizzato per poi infine simulare le interazioni tra gli elettroni del fascio e gli atomi del substrato.

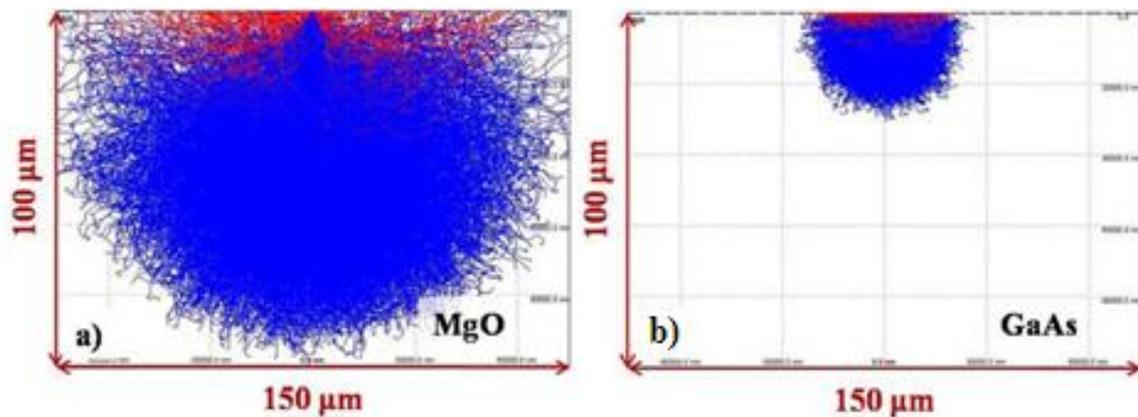


Fig. 70: Immagini di simulazioni eseguite con Casino v2.42, in blu le traiettorie degli elettroni incidenti sul substrato, in rosso quelle degli elettroni di *back-scattering*, a) si riferisce alle simulazioni eseguite su MgO, mentre b) su GaAs, in entrambi i casi il campione è costituito da un film di 160nm di HSQ, da un film di 5nm di NbN più il substrato (GaAs o MgO). L'energia degli elettroni è 100kV e il numero di traiettorie simulate è 5000.

Come si può vedere dalla Fig. 70 il comportamento degli elettroni nei due casi è evidentemente diverso. Mentre nel caso del MgO gli elettroni vengono diffusi in un volume di centinaia di μm^3 nel

caso del GaAs gli elettroni (e quindi la loro energia) sono concentrati in un volume di decine di μm^3 . Anche il numero di elettroni riflessi verso il resist aumenta a causa del maggior numero atomico del GaAs in confronto a quello del MgO. Dalle simulazioni si ricava che nel caso del GaAs ben il 26% degli elettroni viene riflesso in dietro nel resist, mentre nel caso del MgO solo il 6%. Dato che gli elettroni di *back-scattering* hanno un'energia simile a l'energia iniziale del fascio incidente E_0 , essi possono trasferirla nuovamente al resist dando luogo ad un effettivo aumento della dose locale di esposizione del resist. Questo su GaAs comporta una diminuzione del contrasto tra le aree esposte e quelle non esposte direttamente dal fascio elettronico dell'EBL, rendendo in alcuni casi impossibile il corretto trasferimento del disegno sul resist e quindi impossibile la rimozione con il RIE (paragrafo 2.3.1) del nitrato di niobio in eccesso. Nel nostro caso si è ovviato a questo problema cercando di capire attraverso le simulazioni quale fosse il modo più opportuno per variare la dose localmente in funzione della posizione durante l'esposizione del disegno con il fascio elettronico. Grazie a queste simulazioni si è trovato, infatti, che circa il 90% degli elettroni di *back-scattering* è concentrato entro un raggio di $5\mu\text{m}$ dal punto di impatto degli elettroni incidenti e da questa informazione, insieme a diverse prove di esposizione, si è potuto determinare quale fosse la simmetria più opportuna per variare la dose all'interno del disegno (Fig. 71).

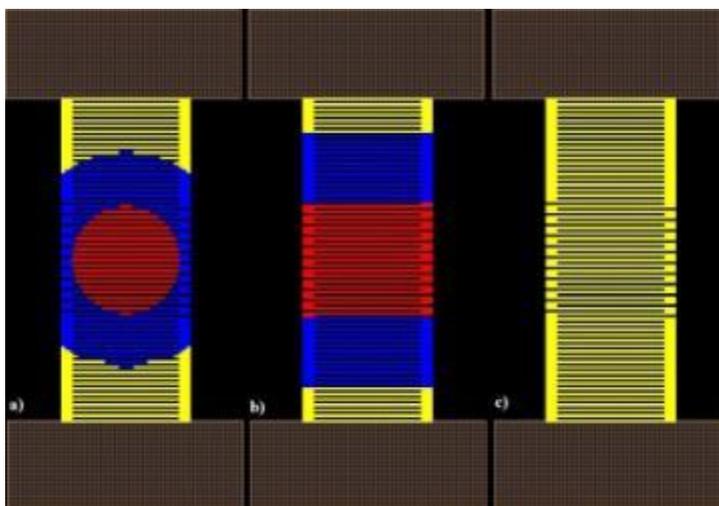


Fig. 71: Esempi di simmetrie di dose utilizzate per la correzione dell'effetto di prossimità su GaAs, a) simmetria circolare, b) simmetria quadrata, ogni colore corrisponde ad una dose diversa, più alta all'esterno (giallo) e minore al centro (rosso); c) simmetria utilizzata per la realizzazione di un meandro su MgO dove non è necessaria alcuna correzione dell'effetto di prossimità

Come si può vedere in Fig. 71 durante l'esposizione dei campioni su GaAs la dose viene fatta variare diminuendola dall'esterno verso l'interno. I tre colori rappresentano le tre dosi utilizzate a partire da quella massima (giallo) che costituisce il 100% della dose per arrivare al centro (rosso)

dove si ha il 70% della dose. I meandri realizzati su campioni di MgO, invece non hanno bisogno di alcuna correzione dell'effetto di prossimità la dose tipicamente utilizzata per la realizzazione dei meandri su HSQ è compresa tra i $1100 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ fino a $1200 \mu\text{C}/\text{cm}^2$.

3.8 Trasferimento del pattern mediante attacco in ioni reattivi

Per il funzionamento degli SSPD come già detto è di fondamentale importanza l'uniformità con cui vengono realizzati i fili che costituiscono il meandro, questa uniformità ci viene assicurata durante la fase di rimozione del nitrato di niobio dalla presenza dell'HSQ che una volta esposto e sviluppato gioca il ruolo di maschera protettiva per i fili. Per poter essere sicuri di avere una buona omogeneità dei fili si deve essere sicuri che questa maschera non venga eccessivamente danneggiata durante l'attacco a secco dell' NbN . Per questo motivo anche di questo passaggio del processo sono state portate avanti diverse prove per capire quali fossero i tempi di attacco giusti. Prima di procedere alla rimozione del nitrato di niobio in eccesso si provvede ad una pulizia della maschera di HSQ: questa pulizia deve essere effettuata perché durante la fase di sviluppo potrebbe essere rimasto qualche sottile residuo di resist che se non fosse rimosso potrebbe impedire la rimozione del materiale tra due fili causandone il cortocircuito. Per capire quali fossero i tempi giusti di pulizia della maschera e di attacco dell' NbN , sono state fatte alcune prove, per determinare quale fosse la velocità di attacco con cui viene rimosso l'HSQ sia nella fase di pulizia sia nella fase di attacco.

Si è trovato che le velocità sono molto simili pari a circa $300 \text{ \AA}/\text{s}$. Per la pulizia della maschera nel RIE si è usato un plasma di CHF_3 seguendo la ricetta:

- Flusso di CHF_3 $\Phi_{\text{CHF}_3} = 100 \text{ sccm}$;
- Potenza radiofrequenza $P_w = 153 \text{ watt}$;
- Pressione in camera $P = 55 \text{ mbar}$;
- Durata attacco $t = 45 \text{ s}$

Mentre per la rimozione del nitrato di niobio si è utilizzato un plasma formato da una miscela di CHF_3 , SF_6 , O_2 e Ar secondo la ricetta:

- Flusso di CHF_3 $\Phi_{\text{CHF}_3} = 50$ sccm;
- Flusso di SF_6 $\Phi_{\text{SF}_6} = 17.2$ sccm;
- Flusso di O_2 $\Phi_{\text{O}_2} = 10$ sccm;
- Flusso di Ar $\Phi_{\text{Ar}} = 72$ sccm;
- Potenza radiofrequenza $P_w = 120$ watt;
- Pressione in camera $P = 85$ mbar;
- Durata attacco $t = 2$ min;

Alla fine del processo si controlla nuovamente al microscopio ottico la riuscita dell'attacco e poi si osserva il campione al microscopio elettronico (SEM). In Fig. 72 riportiamo un'immagine al microscopio a scansione elettronica di un SSPD realizzato su MgO , mentre in Fig. 73 un'immagine AFM di un SSPD realizzato su GaAs

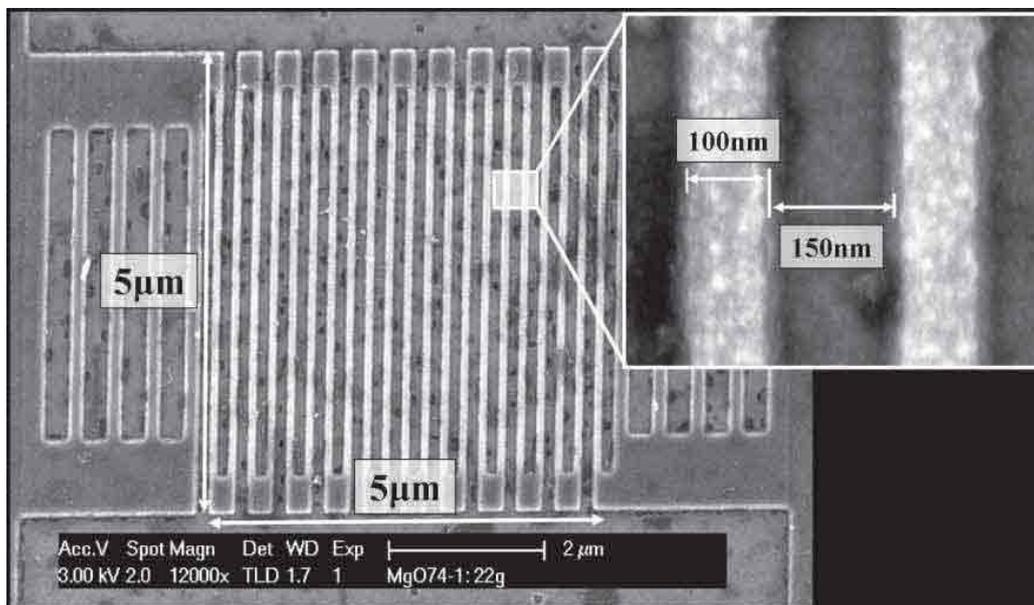


Fig. 72: Immagine al microscopio a scansione elettronica di un SSPD realizzato su MgO , il meandro è costituito da un nanofilo largo 100nm, il fattore di riempimento è pari al 40%. Nell'immagine il meandro di NbN è ricoperto dall'HSQ.

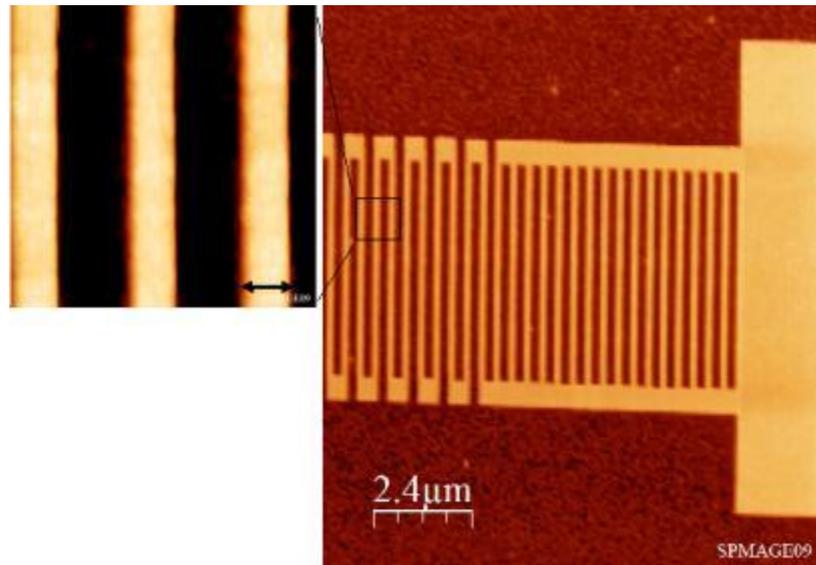


Fig. 73: Immagine al microscopio a forza atomica AFM di un SSPD realizzato su di un film di NbN su GaAs. Il fattore di riempimento del meandro è pari al 40% e la larghezza del nanofilo è pari a 100nm

In figura 55 invece mostriamo l'immagine SEM di un punto di contatto superconduttivo SPC realizzato su MgO.

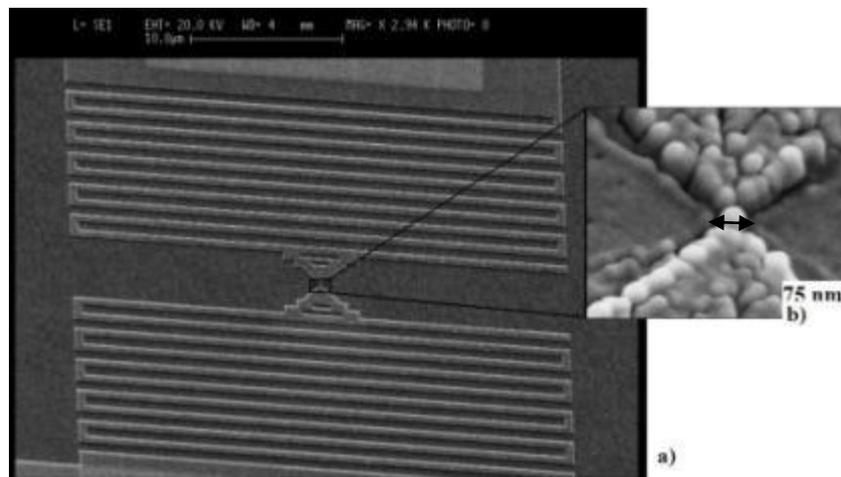


Fig. 74: a) Immagine a scansione elettronica di un SPC largo 75nm, a nord e a sud del dispositivo è possibile vedere l'induttore di NbN inserito per rallentare il dispositivo ed impedire la formazione di uno stato resistivo stabile; b) ingrandimento del punto di contatto di 75nm.

In figura è inoltre possibile vedere in serie al punto di contatto superconduttivo gli induttori di NbN utilizzati per rallentare il dispositivo (vedi paragrafo 1.5.2) per prevenire il fenomeno del *latching* (vedi anche paragrafo 1.3.6).

3.9 Deposizione e realizzazione delle resistenze dei PND

Finora tutti i dispositivi sono caratterizzati dagli stessi passi del processo di nano fabbricazione, per la realizzazione dei PND però è necessario un ulteriore passo di litografia elettronica, per definire su PMMA le resistenze di AuPd connesse in serie ad ogni sezione parallela del dispositivo. Anche in questo caso si deve eseguire la procedura di planarizzazione e di riallineamento manuale descritta nel paragrafo 3.7. il disegno viene quindi trasferito su un film di PMMA spesso circa 3700 \AA ottenuto sul campione facendolo ruotare a 4000 giri al minuto per 60 secondi e poi scaldando il campione a 170°C per 5min. le dosi utilizzate vanno dai $1200 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ fino a $1500 \mu\text{C}/\text{cm}^2$. In seguito le resistenze vengono realizzate evaporando 80 \AA di Ti per migliorare l'adesione della lega di oro-palladio e quindi 850 \AA di AuPd, materiale di cui sono fatte le resistenze da circa $30\text{-}50 \Omega$ dei dispositivi.

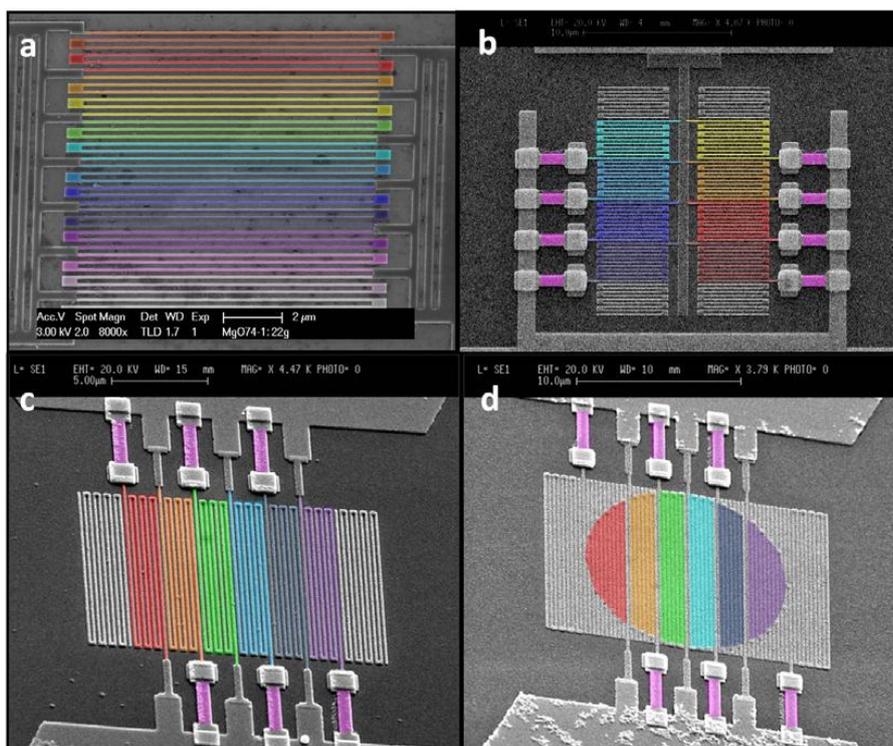


Fig. 75: Immagine a scansione elettronica di diversi disegni dei PND realizzati, a) disegno iniziale di un PND costituito da 14 sezioni parallele senza resistenze, b) primo tentativo di integrazione delle resistenze in un PND costituito da 8 elementi paralleli, c) design ottimizzato di un PND con resistenze integrate costituito da sei sezioni parallele, d) PND circolare con resistenze integrate e costituito da 6 elementi in parallelo. La larghezza dei nanofili di cui è costituita ogni sezione è 100nm , il fattore di riempimento è il 40% e l'area totale attiva è pari a $10 \times 10 \mu\text{m}^2$, il diametro del PND circolare è pari a $10 \mu\text{m}$. Gli elementi attivi di ogni dispositivo sono evidenziati con i colori, le resistenze serie sono colorate in rosa. I meandri laterali (non colorati) sono inseriti per rendere uniforme la distribuzione della dose lungo tutto il dispositivo

Capitolo 4 **Caratterizzazione elettrica e ottica a 4.2K dei rivelatori di singolo fotone**

In questo capitolo concentreremo la nostra attenzione sulla caratterizzazione elettrica e ottica a 4.2K dei dispositivi il cui processo di fabbricazione è stato descritto nel capitolo precedente. Le misure di caratterizzazione elettrica a basso rumore e a bassa temperatura sono state eseguite presso l'Istituto di Fotonica e Nanotecnologie (IFN) del CNR di Roma, mentre la caratterizzazione ottica è stata effettuata presso il politecnico federale di Losanna (EPFL) in collaborazione con il gruppo del professor Andrea Fiore, trasferitosi in seguito presso l'Università Tecnologica di Eindhoven (TUE). Gli apparati strumentali utilizzati per la caratterizzazione elettrica ed ottica sono stati descritti nel capitolo 2

4.1 Caratterizzazione dei rivelatori di singoli fotoni a nanofili superconduttori (SSPD)

In questa sezione ci occuperemo sia di descrivere la caratterizzazione elettrica sia quella ottica dei rivelatori di singoli fotoni a nanofili superconduttori (SSPD). Prima descriveremo i risultati ottenuti con i rivelatori realizzati sui film di NbN cresciuti su MgO e poi discuteremo quelli ottenuti con i dispositivi realizzati sui film cresciuti su GaAs.

4.1.1 Caratterizzazione elettrica degli SSPD

In questo paragrafo riassumeremo e descriveremo i risultati ottenuti nella caratterizzazione elettrica degli SSPD ottenuti su MgO e su GaAs. Per avere una visione più chiara di quanto discuteremo in seguito è utile soffermarci prima nella descrizione dei circuiti elettrici utilizzati per l'acquisizione delle caratteristiche IV e soprattutto discuteremo in dettaglio l'andamento delle caratteristiche.

4.1.1.1 Caratteristiche I-V

Le caratteristiche I-V riportate in questo paragrafo sono state misurate presso l'Istituto di Fotonica e Nanotecnologie del CNR di Roma. Gli apparati strumentali utilizzati per eseguire le misure sono stati descritti nel capitolo 2 (vedi paragrafo 2.5.2), mentre in questo paragrafo verranno descritti gli schemi dei circuiti utilizzati. In ingresso al dispositivo tramite il generatore di forma d'onda viene inviato un segnale triangolare, la corrente I che fluisce attraverso l'SSPD è ricavata misurando la caduta di potenziale ai capi della resistenza R_1 messa in serie con il meandro, vedi Fig. 76.

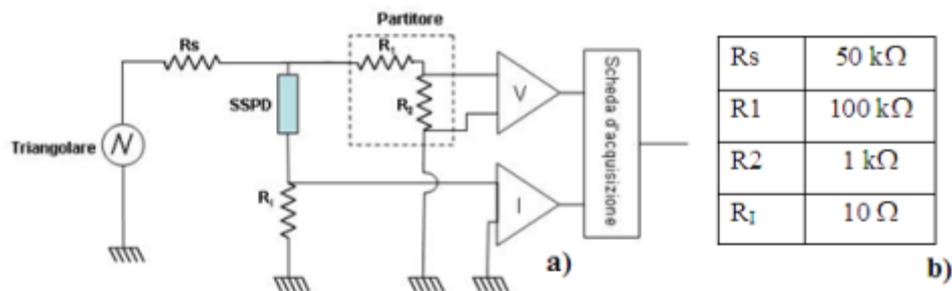


Fig. 76: a) Schema del circuito di acquisizione delle caratteristiche I-V; b) tabella dei valori delle resistenze utilizzate per il circuito di acquisizione

La differenza di potenziale V è misurata direttamente ai capi del dispositivo o ai capi di un partitore di tensione posto in ingresso all'amplificatore differenziale (Fig. 76) per evitare problemi di saturazione dell'amplificatore. In Fig. 77 mostriamo una tipica caratteristica IV ottenuta a 4.2K per un SSPD, dalla quale è possibile capire la sequenza con cui il meandro transisce dalla fase superconduttiva a quella normale. Il dispositivo in questione è costituito da un meandro di cinque fili in serie ognuno con una resistenza normale pari a circa 20k Ω e di dimensioni: larghezza $w=100\text{nm}$, lunghezza $l=10\mu\text{m}$, mentre la spaziatura tra due fili vicini è $s=150\text{nm}$. Come si può vedere dalle caratteristiche IV finché la corrente di polarizzazione I_b rimane minore della corrente critica I_c , il meandro rimane nello stato superconduttivo ed è effettivamente polarizzato in corrente, quando però ha luogo la prima transizione un intero filo passa allo stato normale acquisendo una resistenza di $\sim 50\text{ k}\Omega$ (vedi per esempio la transizione B in Fig. 77). La resistenza del meandro diventa così confrontabile con la resistenza di polarizzazione (R_s) del circuito e si assiste ad una drastica diminuzione della corrente (freccia rossa che congiunge il punto A in Fig. 77 con l'inizio della prima transizione B). Continuando ad

aumentare la tensione del generatore è possibile seguire tutte le transizioni dei fili del meandro dallo stato superconduttivo a quello normale (lo sviluppo della zona normale all'interno di ogni filo è indicata dalla direzione delle frecce colorate). In Fig. 77 ogni transizione è stata indicata con una freccia di colore diverso e da una lettera alfabetica, in realtà come già dimostrato in [116] il primo filo in cui si innesca la transizione è quello che, a causa di una costrizione o di un difetto nel film, ha la corrente critica più bassa.

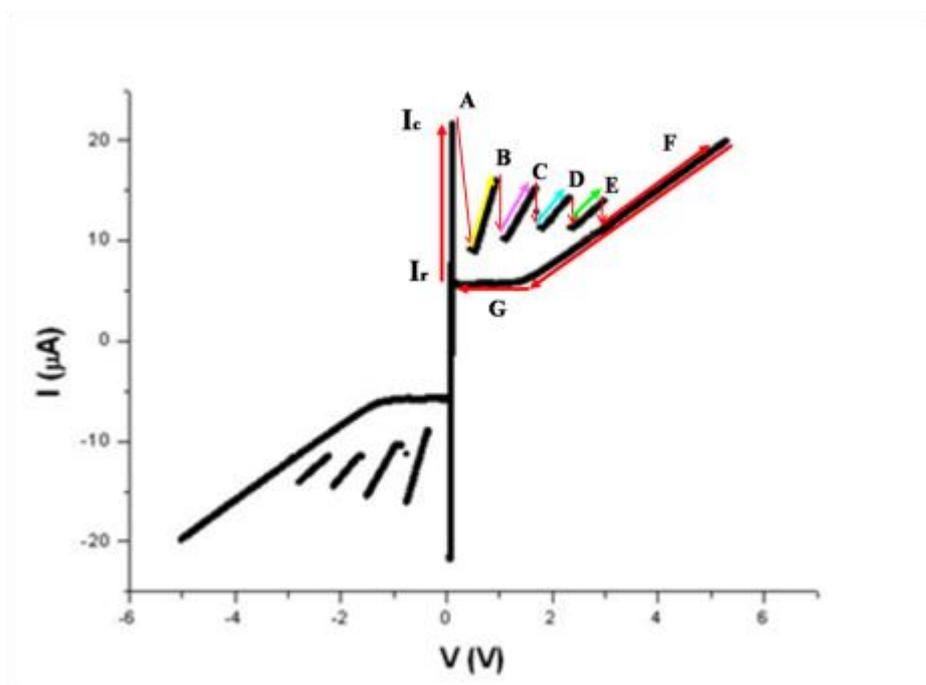


Fig. 77: Caratteristica IV di un meandro costituito da 5 fili in serie. Le lettere indicano l'ordine con cui, aumentando la corrente di polarizzazione I_b oltre il valore della corrente critica I_c , transiscono i 5 fili (da A fino ad E), mentre seguendo le frecce si ha un'idea di come si sviluppa la caratteristica IV.

Il fatto che alle transizioni B, C, D ed E corrispondano delle correnti critiche più basse rispetto alla prima è dovuto al fatto che nel momento in cui il primo filo si trova nello stato resistivo comincia a dissipare calore per effetto Joule causando un abbassamento della corrente critica nei fili primi vicini. Infine una volta che tutto il meandro è transito allo stato normale la caratteristica acquisisce un andamento ohmico (ramo F). Dato che nel nostro caso il dispositivo è alimentato con un segnale periodico possiamo visualizzare anche l'andamento del ritorno del meandro allo stato superconduttivo. L'isteresi che si vede nella caratteristica IV (il ramo della caratteristica da F a G) è dovuta alla potenza dissipata nel meandro durante la fase resistiva. Quando infatti ogni ramo del meandro si trova nello stato resistivo la potenza dissipata per effetto Joule aumenta

localmente la temperatura in modo tale da mantenerlo nella fase normale anche se la corrente è $I_b < I_c$. Per permettere al dispositivo di tornare allo stato superconduttivo bisogna continuare a diminuire la corrente I_b fino ad un valore I_r ($I_r < I_c$).

4.1.1.2 Caratteristiche IV del plateau di corrente (*hotspot-plateau*)

Nel paragrafo 1.4 abbiamo introdotto il concetto di *plateau* di corrente o di *hotspot plateau*, in questo paragrafo illustreremo alcune caratteristiche IV in cui è ben evidente la formazione del *plateau* e discuteremo il circuito utilizzato per ottenere questo tipo di caratteristiche IV. Per acquisire in modo corretto le caratteristiche IV dell'*hotspot plateau* si è utilizzato il seguente circuito di acquisizione:

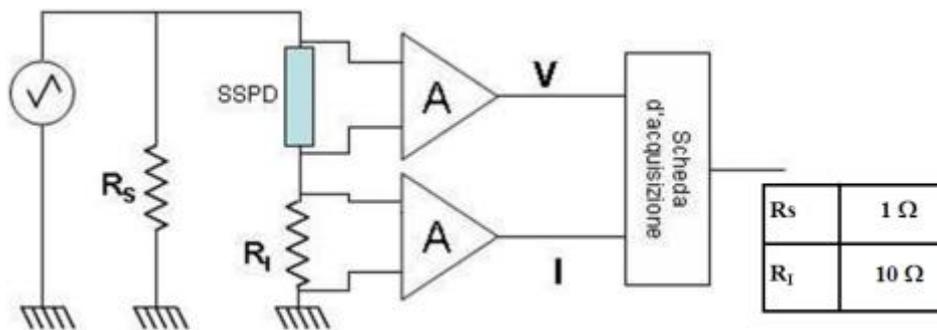


Fig. 78: Schema del circuito utilizzato per l'acquisizione delle caratteristiche IV del *hotspot plateau*;

Possiamo notare come in parallelo al generatore sia stata messa una resistenza molto bassa (circa 1Ω), in questa maniera quasi tutta la corrente fluisce attraverso la resistenza in parallelo e quindi siamo sicuri di polarizzare in tensione. La polarizzazione in tensione ci permette di acquisire le IV dell'*hotspot plateau* con una maggiore definizione. In Fig. 79 mostriamo una tipica caratteristica IV ottenuta utilizzando il circuito di Fig. 78.

Finché la corrente di polarizzazione che scorre nel SSPD è minore della corrente critica I_c del nanofilo, il dispositivo rimane nello stato superconduttivo e la corrente che fluisce in esso è imposta dal circuito esterno. Appena I_b supera di poco I_c il sistema transisce allo stato normale, ma se la corrente imposta dal circuito di polarizzazione non è sufficiente ($< I_{hs}$) il sistema non può transire in uno stato normale stabile e comincia ad oscillare tra lo stato superconduttivo e quello

normale ad una frequenza caratteristica del circuito di polarizzazione e la media di queste oscillazioni viene acquisita dagli strumenti (indicata con il tratteggio in Fig. 79).

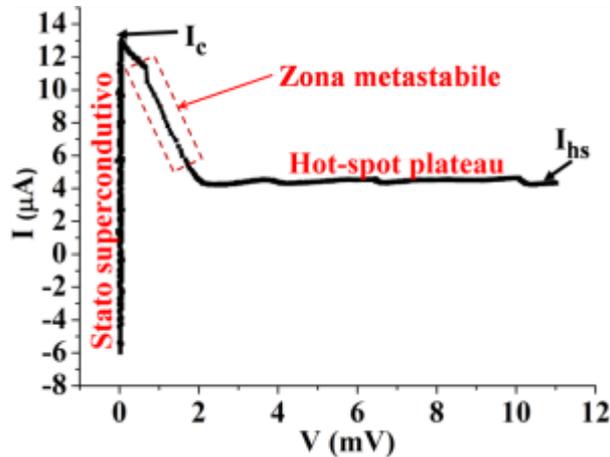


Fig. 79: Caratteristica IV di un *hotspot plateau* misurata a 4.2K. In figura sono indicate le tre zone: superconduttiva, metastabile e la regione dell'*hotspot plateau*.

Aumentando ulteriormente la corrente di polarizzazione quando I_B e la corrente che scorre nel rivelatore è uguale a I_{hs} , il dispositivo transisce in uno stato normale stabile, ovvero nella zona del *hotspot plateau*, caratterizzata da una corrente costante I_{hs} . Come previsto dalla teoria di Tinkham (vedi capitolo 1 paragrafo 1.4) questa zona corrisponde ad una soluzione stabile del modello dell'equazione della diffusione del calore, che corrisponde ad una corrente I_1 legata a I_{hs} dalla relazione $I_{hs} = \sqrt{2} I_1$ (per approfondimenti vedi sempre paragrafo 1.4). Questo valore di corrente corrisponde al minimo valore per il quale si riesce a formare e a sostenere per effetto di auto riscaldamento una zona normale stabile all'interno del filo superconduttore. Se a questo punto continuiamo ad aumentare la corrente dall'esterno (o come nel nostro caso la tensione di polarizzazione) l'effetto ottenuto è quello di incrementare il calore dissipato per effetto Joule all'interno del nanofilo causando un conseguente aumento delle dimensioni dell'*hotspot* e quindi della sua resistenza. Il *plateau* continua ad estendersi finché tutto il filo non è passato allo stato normale, a questo punto la caratteristica approssima l'andamento tipico descritto dalla legge di Ohm (non indicata in Fig. 79).

4.1.1.3 Caratterizzazione elettrica a 4.2K SSPD realizzati su film di NbN su MgO

Sfruttando quanto detto nei paragrafi precedenti cercheremo ora di analizzare in maniera esaustiva i risultati ottenuti nella caratterizzazione elettrica degli SSPD ottenuti con i film di NbN cresciuti su MgO, in particolare vedremo che dalle caratteristiche IV possiamo ricavare dei parametri fisici importanti per la caratterizzazione dei dispositivi e del film di NbN. Innanzitutto dalle curve IV illustrate nel paragrafo 4.1.1.1 possiamo ricavare sia la corrente critica I_c che la resistenza normale R_n a bassa temperatura e quindi la densità di corrente critica J_c e la resistività normale ρ_n . Utilizzando ρ_n dalla legge di Wiedemann-Franz possiamo calcolarci la conducibilità termica K , assumendo che la conducibilità termica del film dovuta agli elettroni allo stato normale sia uguale a quella del film allo stato superconduttivo dovuta alle quasiparticelle ($K_n=K_s=K$, tale assunzione viene legittimata anche dal modello del *hotspot* di Thinkam, vedi sempre par 1.4). Dalle caratteristiche IV del *hotspot plateau* possiamo ricavare la corrente di *hotspot* I_{hs} tramite la quale possiamo calcolarci il coefficiente di trasferimento del calore dal film al substrato per unità di area h e quindi la lunghezza di termalizzazione L_{th} che, seguendo sempre il modello del *hotspot plateau* di Skocpol, Beasley e Tinkham [60] è definita come:

$$L_{th} = \sqrt{\frac{Kd}{h}} \quad (4.1)$$

Dove K [W/cmK] come già detto è la conducibilità termica, d è lo spessore del film e h [W/cm²K] è il coefficiente di scambio del calore tra il film superconduttore ed il substrato per unità di area. Infine tramite T_c , K e ρ_n possiamo anche calcolare l'energia del gap superconduttivo e la lunghezza di penetrazione del campo magnetico per $T=0K$ e $\lambda(0)$ tramite le formule:

$$\Delta_0 = 1.76 k_B T_c \quad (4.2)$$

$$\Delta(T) = \Delta_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (4.3)$$

$$\lambda(0) = \sqrt{2} \lambda_{GL}^{BCS}(0) \sqrt{1.33} n_\lambda(0) \quad (4.4)$$

$$\lambda_{GL}^{BCS}(0) = 6.42 \cdot 10^{-6} \left[\frac{\rho_n(\mu\Omega cm)}{T_c(K)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.4)$$

Dove $\lambda_{GL}^{BCS}(0)$ è la lunghezza di penetrazione ricavata dalla teoria di Ginsburg- Landau a $T=0K$ per un superconduttore “sporco” (*dirty superconductor*) nel limite di accoppiamento debole BCS. $n_\lambda(0)$ è la correzione della lunghezza di penetrazione per il caso di accoppiamento forte, il suo valore pari a $n_\lambda(0)=0.91$ è stato preso da [86], in cui viene dedotto da misure condotte su dei film di qualità simile a quelli di qui parleremo in questo capitolo. Riportiamo quindi qui di seguito due caratteristiche IV ottenute con un meandro costituito da un nanofilo largo 100nm lungo 105 μ m e di spessore 5nm.

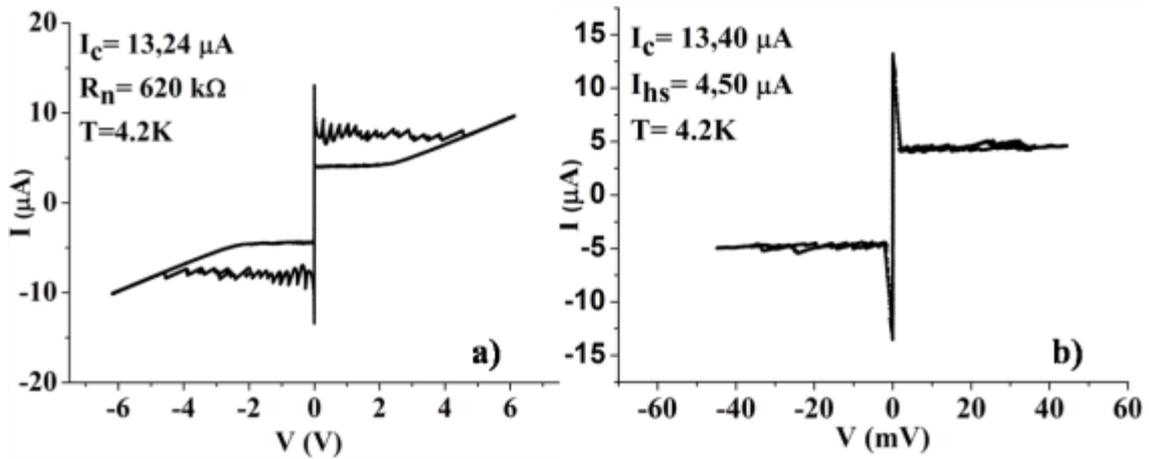


Fig. 80: a) Caratteristica IV ottenute a 4.2K con un meandro costituito da un nanofilo di NbN su MgO largo 100nm, lungo 105 μ m e spesso 5nm; b) caratteristica IV del *hotspot plateau* ottenuta con lo stesso dispositivo sempre a 4.2K

Fig. 80 a) mostra una tipica caratteristica IV di un SSPD costituito da un meandro di 21 fili connessi in serie (vedi Fig. 72). Come è evidente, rispetto alla caratteristica IV di un meandro costituito da solo 5 sezioni (mostrata in Fig. 77), non è facile individuare tutte e 21 le transizioni dei nanofili. In tabella riportiamo i parametri ricavati tramite le caratteristiche IV di Fig. 80

T_c (K)	Δ_0 (meV)	$\Delta(4.2K)$ (meV)	J_c (MA/cm ²)	ρ_n ($\mu\Omega$ cm)	K (W/Kcm)	h (W/Kcm ²)	L_{th} (nm)	$\lambda(0)$ (nm)
11	1.66	1.42	2.68	290	9.29×10^{-4}	9.47	70	490

Tabella 7: Parametri caratteristici del film di NbN su Mgo ottenuti dalle caratteristiche IV ,mostrate in Fig. 80

4.1.1.4 Caratterizzazione elettrica a 4.2K degli SSPD realizzati su film di NbN su GaAs

In **Fig. 81** mostriamo due caratteristiche IV ottenute nelle stesse condizioni descritte sopra con un meandro realizzato su di un film di NbN depositato su GaAs.

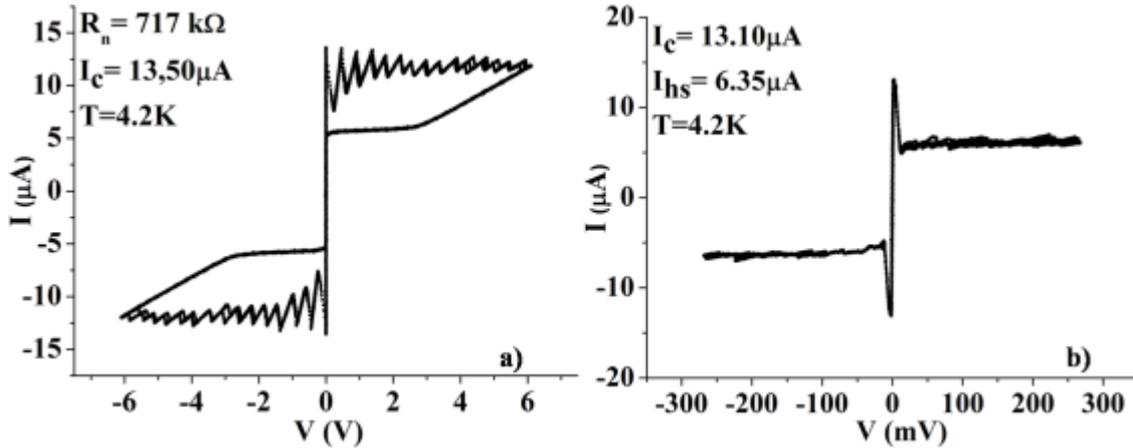


Fig. 81: a) caratteristica IV ottenute a 4.2K con un meandro costituito da un nanofilo di NbN su GaAs largo 100nm, lungo 105μm e spesso 5nm; b) caratteristica IV del *hotspot plateau* ottenuta con lo stesso dispositivo sempre a 4.2K

Il meandro è costituito da un nanofilo di NbN largo 100nm lungo 105μm e di spessore 5nm, diviso in 21 sezioni ciascuna lunga 5μm (vedi sempre Fig. 72). Dai valori di I_c , R_n e I_{hs} possiamo nuovamente ricavare gli stessi parametri riportati in Tabella 7 per i dispositivi realizzati su MgO.

T_c (K)	Δ_0 (meV)	$\Delta(4.2K)$ (meV)	J_c (MA/cm ²)	ρ_n (μΩcm)	K (W/Kcm)	h (W/Kcm ²)	L_{th} (nm)	$\lambda(0)$ (nm)
11	1.66	1.42	2.70	341	7.90×10^{-4}	20.22	44	540

Tabella 8: parametri caratteristici del film di NbN su GaAs ottenuti dalle caratteristiche IV ,mostrate in **Fig. 81**.

Confrontando i risultati si può notare che le uniche due differenze sostanziali tra i due film in questione riguardano il coefficiente di trasferimento del calore h e quindi la lunghezza di termalizzazione L_{th} , mentre tutti gli altri parametri rimangono praticamente gli stessi. Come visto un h maggiore comporta una lunghezza di termalizzazione L_{th} minore, il che significa che il film viene raffreddato in maniera più efficiente dal substrato che si trova alla temperatura del bagno (che nel nostro caso corrisponde a 4.2K). In che modo questo possa influenzare il meccanismo di rivelazione è ancora in fase di studio.

4.1.2 Caratterizzazione ottica degli SSPD

La fase di caratterizzazione ottica dei dispositivi realizzati è stata eseguita inizialmente presso il politecnico federale di Losanna (EPFL) in Svizzera presso il gruppo del professor Andrea Fiore, trasferitosi in seguito presso l'Università Tecnologica di Eindhoven (TUE). Per quanto riguarda i dispositivi realizzati su MgO la caratterizzazione ottica è stata eseguita dal dr. Francesco Marsili e dal dr. David Bitauld, mentre per quanto riguarda i dispositivi realizzati su GaAs li ho caratterizzati in collaborazione con la dottoranda Saeedeh Jahanmiri Nejad. Come abbiamo già discusso nel paragrafo 1.3.1, l'assorbimento di un fotone da parte di una porzione di nanofilo causa la transizione di una parte di esso allo stato normale, a causa della formazione della zona resistiva (*hotspot*) la supercorrente è costretta a fluire ai bordi dell'*hotspot* nella rimanente zona superconduttiva. Se in queste zone la densità di corrente eccede il valore della densità di corrente critica allora l'intera sezione trasversale del filo superconduttivo diventa resistiva. A questo punto però come illustrato nel paragrafo 1.3.6 se i circuiti di polarizzazione e di lettura sono opportunamente realizzati il dispositivo non è in grado di transire ad uno stato normale stabile e trascorso un tempo opportuno, il dispositivo si azzerava tornando superconduttivo e quindi pronto per rivelare l'arrivo di un nuovo fotone. Come descritto nel paragrafo 1.3.6 il tempo di azzeramento è legato all'induttanza cinetica del dispositivo e alla resistenza di carico R_L . Nel nostro caso la resistenza R_L per la caratterizzazione ottica corrisponde ai 50Ω dalla linea di trasmissione coplanare. Gli apparati utilizzati per le misure ottiche che riporteremo nei paragrafi successivi sono stati precedentemente descritti nei paragrafi 2.5.3.1 2.5.3.2. Il circuito equivalente dell'apparato utilizzato per la caratterizzazione ottica è mostrato in Fig. 82. La corrente di polarizzazione I_B viene erogata tramite un generatore di tensione in DC (Yokogawa 7651) collegato ad una resistenza R_B e ad un filtro passa basso utilizzato per ridurre il rumore e proteggere il dispositivo da eventuali sbalzi di corrente. La corrente I_B viene inviata al dispositivo attraverso l'ingresso DC di un *bias-T* con banda passante 10MHz-4GHz. Come mostrato in Fig. 52 l'uscita del *bias-T* è connessa con un coassiale ad un attenuatore da 4dB e tramite questo a due (o tre) amplificatori a temperatura ambiente (Mini-Circuits ZX60-3018G+, il cui fattore di amplificazione è di 18 dB e la banda passante è 20 MHz -3 GHz). Tutti gli amplificatori sono alimentati a batteria. L'attenuatore riduce il rumore elettrico dovuto alle riflessioni all'ingresso degli amplificatori. In assenza dell'attenuatore la corrente critica dei nostri dispositivi può diminuire anche del 10% a causa del rumore elettrico. Il segnale amplificato viene quindi inviato

o ad un oscilloscopio con banda 1GHz (Tektronix TDS 5104) o ad un oscilloscopio a campionamento con banda 40GHz (Agilent Infiniium DCA-J 86100 C) o ad un contatore (300MHz Stanford Research Systems SR 400) per effettuare misure risolte in tempo o analisi statistiche. Dato che tutti i cavi coassiali (sia quelli a 4.2K che quelli a T ambiente) e gli ingressi degli amplificatori sono adattati a 50Ω , nel circuito elettrico equivalente possono essere tutti rappresentati con una resistenza (R_{out}) da 50Ω connessa in parallelo con il dispositivo (vedi Fig. 82)

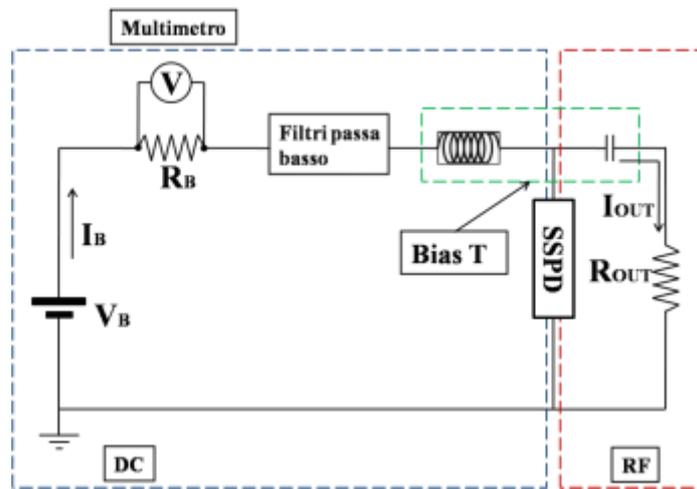


Fig. 82: Circuito equivalente dell'apparato utilizzato per la caratterizzazione ottica

Tutti i dispositivi realizzati su ogni substrato (MgO o GaAs) sono stati inizialmente testati con la *probe station* (vedi paragrafo 2.5.3.2) a 6K, i dispositivi che dopo la prima fase di caratterizzazione ottica sono risultati i più promettenti sono stati poi testati a 4.2K con l'inserito criogenico (vedi paragrafo 2.5.3.1). Come prima cosa si è verificata la correlazione temporale tra la risposta degli SSPD e l'impulso laser, questo per essere sicuri che i conteggi rivelati dagli SSPD fossero effettivamente legati all'assorbimento di un fotone. Per eseguire questa verifica è stata connessa l'uscita del rivelatore al canale di ingresso di un oscilloscopio (Tektronix TDS 5104), mentre contemporaneamente ad un altro canale viene collegato il segnale con cui si pilota il laser. A questo punto tramite l'oscilloscopio si può calcolare la media sincrona dell'impulso pilota usando come riferimento temporale la risposta del rivelatore, migliore è la sincronia temporale tra i due impulsi migliore sarà l'approssimazione con cui la media ricostruisce l'impulso pilota (vedi Fig. 83). L'assenza di sincronia tra i due segnali può essere causata da diversi fattori come un eccessivo rumore elettrico introdotto per esempio dal circuito di amplificazione o un'intensità del fascio laser troppo bassa (questo influisce soprattutto quando

l'efficienza del dispositivo è troppo bassa o l'accoppiamento tra sorgente e rivelatore non è ottimizzato).

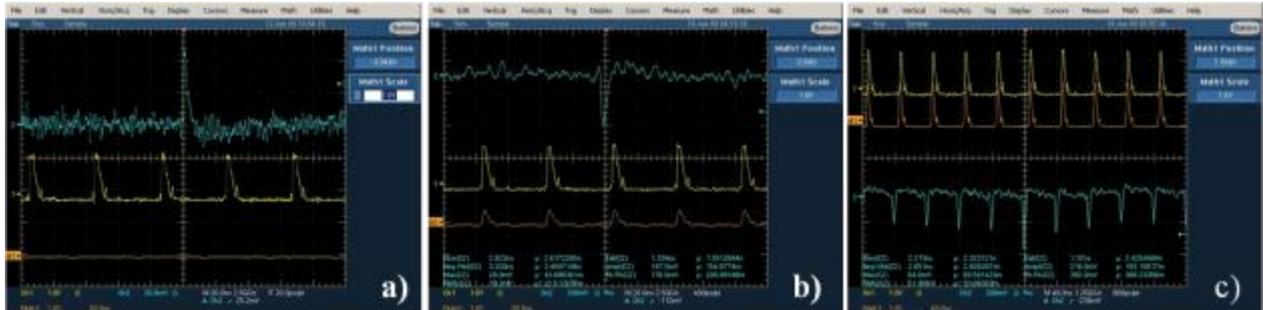


Fig. 83: a) Esempio di non correlazione temporale tra la risposta del SSPD (segnale celeste in alto) e l'impulso pilota (giallo nel mezzo), a causa della quale la media (in rosso in basso) risulta nulla; b) parziale correlazione temporale, la media (in rosso in basso) non riesce a ricostruire correttamente la forma dell'impulso pilota (in giallo in mezzo); c) perfetta sincronia tra i due segnali, la media (in rosso in mezzo) ricostruisce perfettamente la forma dell'impulso pilota (in giallo in alto). Nelle figure b e c l'impulso del SSPD è negativo perché per amplificare il segnale sono stati utilizzati tre amplificatori in serie il cui fattore di amplificazione era negativo, mentre in A sono stati utilizzati solo 2 amplificatori.

Dopo aver messo appunto sia l'accoppiamento ottico tra sorgente e rivelatore sia eventuali problemi circuitali si comincia a studiare la dipendenza del numero dei conteggi per secondo del rivelatore in funzione del numero medio di fotoni incidenti per impulso. Il regime di assorbimento di singolo fotone richiede che la probabilità di rivelare l'arrivo di un fotone abbia una dipendenza lineare dal numero di fotoni incidenti sul dispositivo. Per un numero medio m di fotoni per impulso si ha che la probabilità $P(n)$ che n fotoni siano assorbiti dal nanofilo è definita da una Poissoniana come, $P(n) \sim (e^{-m} m^n) / n!$. Quando $m \ll 1$ (per esempio attenuando molto il flusso dei fotoni incidenti riducendo la potenza del laser in uso) si ha che la probabilità $P(n)$ assume una forma molto più semplice data da $P(n) \sim m^n / n!$ di conseguenza la probabilità di assorbimento di un fotone è proporzionale a m , quella di assorbire 2 fotoni ad m^2 e così via. Dato che il flusso di fotoni incidenti sul dispositivo può essere variato tramite la potenza del segnale e la probabilità di assorbimento è direttamente proporzionale al numero di conteggi del dispositivo per verificare se il rivelatore sia in regime di assorbimento di singolo fotone si studia l'andamento dei conteggi del rivelatore in funzione della potenza del laser incidente graficando entrambe in scala logaritmica (Fig. 84).

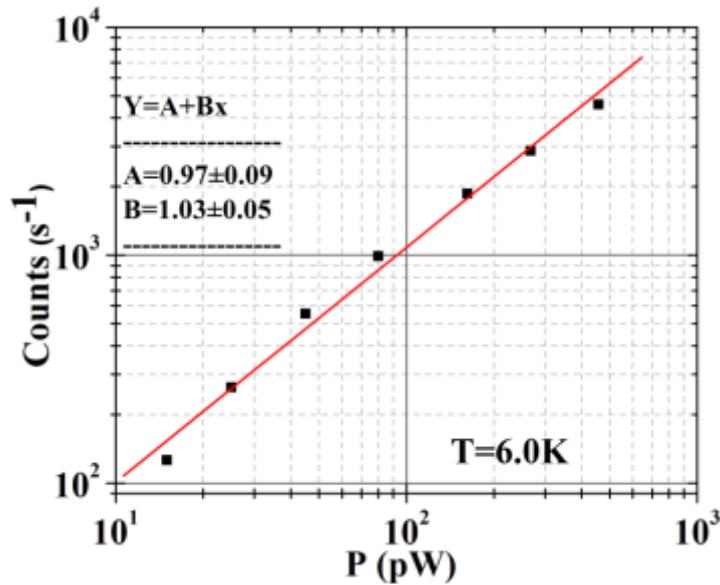


Fig. 84: Andamento dei conteggi del rivelatore in funzione della potenza del laser incidente, le misure mostrate sono state effettuate a 6K. Nell'inserto è riportato il risultato del fit lineare eseguito sui dati mostrati

Per evitare che a causa di un'intensità luminosa troppo elevata la superconduttività fosse soppressa termicamente, per queste prove si è scelto di utilizzare come punto di polarizzazione $I_B=0.85I_c$. Come aspettato (vedi Fig. 84) la dipendenza è risultata essere lineare per il flusso di fotoni utilizzato nelle misure di efficienza quantica (~0.5 fotoni per impulso) questo ci garantisce di essere in regime di assorbimento di singolo fotone. Tutte le verifiche vengono eseguite ogni volta che si caratterizza un nuovo dispositivo anche se sullo stesso substrato.

4.1.2.1 Caratterizzazione ottica a 4.2K degli SSPD su MgO

Al fine di massimizzare l'efficienza quantica QE dei rivelatori di singolo fotone a nanofilo superconduttore da noi sviluppati inizialmente abbiamo realizzato diversi progetti di dispositivi in cui sono stati variati tutti i parametri fisici a nostra conoscenza determinanti per l'ottimizzazione del funzionamento dei dispositivi stessi. Per questo motivo sono stati realizzati rivelatori con un'area attiva di $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ costituiti da nanofili superconduttori la cui larghezza w variava tra i 50 e i 200 nm nominali, con un fattore di riempimento f compreso tra il 40% e il 60%, e uno spessore d compreso tra i 3nm e i 7nm. Il numero di conteggi di buio al secondo è stata misurata registrando il numero di conteggi del rivelatore in un secondo oscurando l'ingresso ottico del dispositivo. L'efficienza quantica è stata quindi calcolata al variare della corrente di polarizzazione I_B come $QE=(N_c-Dk)/N_{ph}$ dove N_c è il numero di conteggi del

rivelatore al secondo, Dk è il numero di conteggi di buio al secondo e N_{ph} è il numero medio di fotoni incidenti sul dispositivo al secondo. I fotoni sono inviati sul dispositivo attraverso una fibra ottica mono modo accoppiata al dispositivo tramite una lente convergente con una lunghezza focale molto corta (vedi par 2.5.3.1) e posta lontano dal dispositivo in modo da assicurare un'illuminazione uniforme di tutto il substrato.

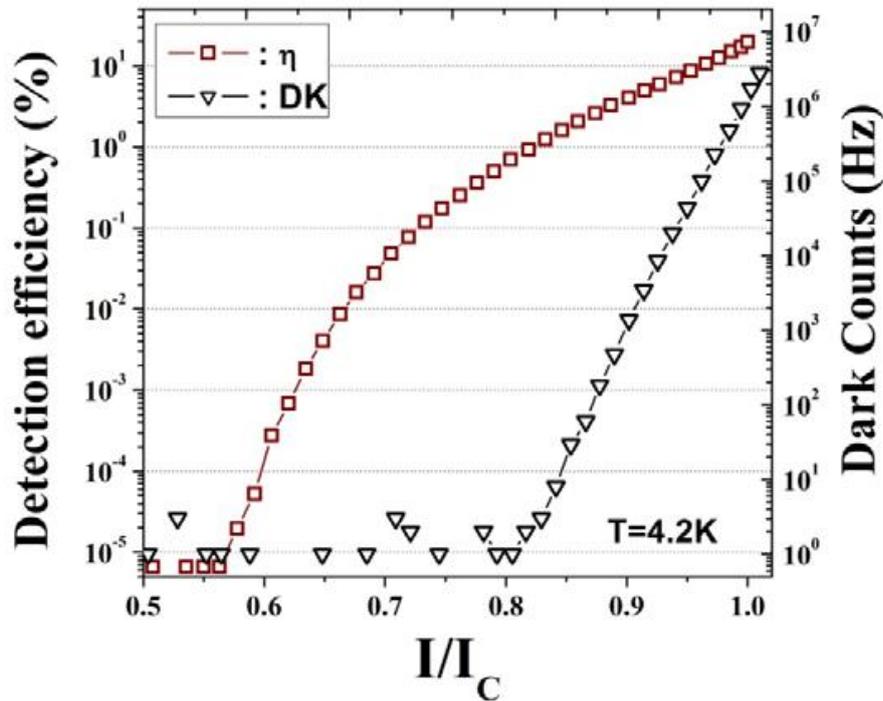


Fig. 85: Efficienza quantica (quadrati rossi) e tasso dei conteggi di buio (triangoli neri) in funzione della corrente di polarizzazione normalizzata I_B/I_c in regime di assorbimento di singolo fotone per un SSPD di $5 \times 5 \mu m^2$ di area, $w=100nm$, $f=40\%$ e $d=4nm$, la lunghezza d'onda della radiazione incidente era $\lambda=1.3 \mu m$ e la temperatura di lavoro era $T=4.2K$.

Il numero medio dei fotoni incidenti su ogni dispositivo presente sul substrato tramite opportune calibrazioni può essere stimato con un errore pari al 5%. Le prestazioni migliori sono state ottenute a 4.2K con un dispositivo costituito da un nanofilo largo 100nm e spesso 4nm disposto a meandro con un fattore di riempimento pari al 40% (vedi Fig. 72), la lunghezza d'onda della radiazione incidente era $\lambda=1.3 \mu m$ e l'efficienza quantica massima misurata era pari a $\sim 20\%$ in accordo con i valori riportati in letteratura. Dato che il massimo dell'efficienza quantica solitamente corrisponde anche al massimo del tasso dei conteggi di buio, il punto di lavoro deve essere scelto come compromesso tra queste due grandezze. La relazione tra i conteggi di buio e l'efficienza quantica può essere espressa quantitativamente in termini del *noise equivalent power* (NEP) che, come anticipato in 1.3.4, è dato da: $NEP = hv(\sqrt{2Dk})/QE$. Utilizzando i dati

ricavabili da Fig. 85 è possibile dare una stima del NEP per $\lambda=1.3 \mu\text{m}$ che risulta essere dell'ordine di $10^{-16}\text{W/Hz}^{1/2}$ in accordo con i valori riportati in letteratura per $T=4.2\text{K}$. Sottolineiamo che raffreddando ulteriormente il campione fino a 2K (rendendo l'He superfluido) è possibile migliorare ulteriormente le prestazioni del dispositivo come riportato in [28]. Dalle misure dell'efficienza quantica, utilizzando la formula (1.4) si può dare una stima grossolana delle dimensioni del raggio dell'*hotspot*, creato dall'assorbimento di un fotone ottenendo un valore pari a $\sim 15\text{nm}$ per una lunghezza d'onda di $1.3 \mu\text{m}$. Infine, per comprendere quale siano in termini di velocità le reali prestazioni del dispositivo abbiamo considerato $f_0=(t_{\text{reset}})^{-1}$ come massimo della frequenza di ripetizione, dove t_{reset} è il tempo necessario alla corrente che fluisce nel dispositivo per recuperare il 95% del suo valore originale in seguito all'assorbimento di un fotone. Una stima del valore del tempo di azzeramento (t_{reset}) può essere ricavata dalla costante di tempo del decadimento esponenziale del picco di fotorisposta (τ_{ris} vedi paragrafo 1.3.6) considerando che $t_{\text{reset}}\sim 3 \tau_{\text{ris}}$. Eseguendo un fit dei nostri dati sperimentali del picco di risposta del nostro miglior SSPD (vedi Fig. 86) si ottiene $\tau_{\text{ris}}=1.5\text{ns}$ il che significa che $f_0\sim 220 \text{MHz}$.

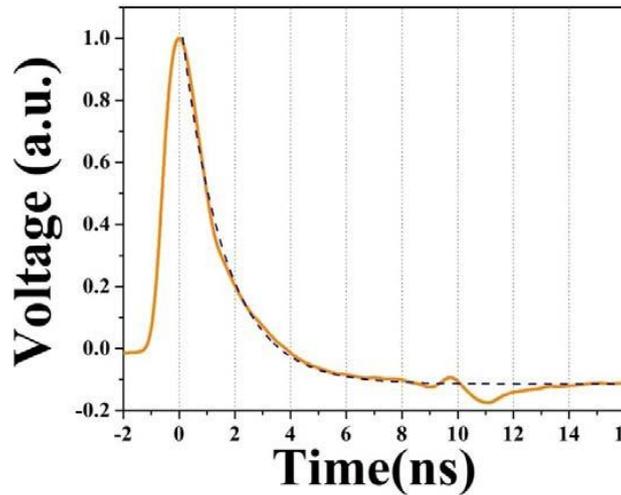


Fig. 86: La curva arancione continua indica la foto risposta del SSPD di dimensioni $5\times 5 \mu\text{m}^2$ ($w=100 \text{nm}$, $l=105 \mu\text{m}$, $d=4 \text{nm}$ e $f=40\%$). Gli impulsi della radiazione incidente erano larghi 100ps , $\lambda=1.3 \mu\text{m}$, il laser utilizzato era un laser a diodo con una velocità di ripetizione pari a 26MHz . Il dispositivo è stato provato in un bagno di He liquido a 4.2K . La curva tratteggiata indica il fit esponenziale eseguito.

Infine τ_{ris} può essere utilizzato per ottenere una stima grossolana dell'induttanza cinetica del dispositivo L_{cin} (vedi paragrafo 1.3.6) utilizzando la formula $\tau_{\text{ris}}=L_{\text{cin}}/50\Omega$ in questo modo calcolando l'induttanza cinetica per quadrato si ottiene che $L_{\text{cin,q}}=75\text{pH}$. Tale valore è in perfetto accordo con quello calcolato utilizzando la lunghezza di penetrazione magnetica ricavata nei paragrafi precedenti considerando che $\lambda(4.2\text{K})\sim \lambda(0)=490\text{nm}$ (vedi Tabella 7) da cui:

$$L_{\text{cin,q}}= \mu_0\lambda(4.2\text{K})^2/d \sim 75 \text{pH}.$$

4.1.2.2 Caratterizzazione ottica a 4.2K degli SSPD su GaAs

Anche per quanto riguarda i dispositivi realizzati su GaAs sono state realizzate diverse strutture a meandro in cui sono stati variati tutti i parametri principali come larghezza (100÷200), e fattore di riempimento (28÷40%) nello stesso modo del paragrafo precedente, mentre lo spessore era di 5nm. Tutti i dispositivi sono stati prima caratterizzati a 4.2K elettricamente, quindi otticamente a circa 6K con la *probe station* criogenica ed in seguito i dispositivi più promettenti sono stati caratterizzati otticamente a 4.2K con l'inserto criogenico. Purtroppo la misura dell'efficienza quantica con l'inserto criogenico attualmente può essere effettuata solamente con un laser titanio zaffiro la cui lunghezza d'onda è $\lambda \sim 780\text{nm}$. La caratterizzazione preliminare con la *probe station* può essere effettuata sia con lo stesso laser a $\sim 780\text{nm}$ sia con un laser a diodo di InGaAs (*fiber-pigtailed, gain-switched laser diode*) di lunghezza d'onda $\lambda \sim 1.3\mu\text{m}$ che è la lunghezza d'onda di maggiore interesse per noi. Tuttavia misure preliminari hanno confermato quanto riportato in altri lavori e cioè che il massimo dei conteggi del rivelatore non è legato alla lunghezza d'onda della radiazione incidente [35], che invece comporta una maggiore efficienza del dispositivo anche a correnti di polarizzazione più basse, essendo le dimensioni del *hotspot* proporzionali all'energia del fotone incidente. I risultati sono riportati in Fig. 87.

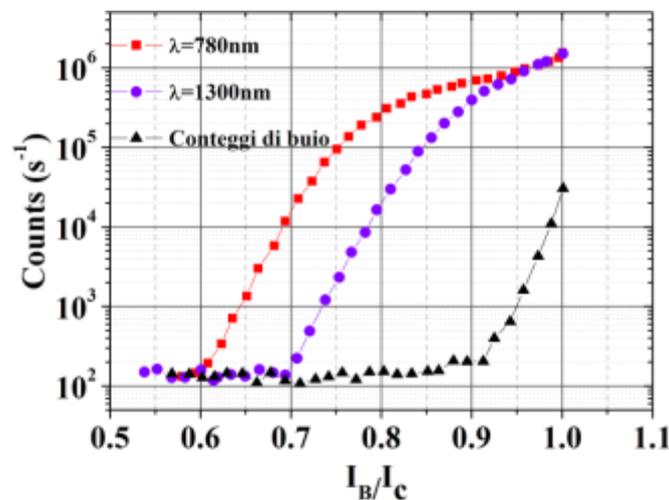


Fig. 87: Risposta ottica di un SSPD costituito da un nanofilo largo 100nm lungo 105 μm avvolto a meandro con un fattore di riempimento pari al 40%, con i quadrati rossi è rappresentata la risposta del rivelatore ad una radiazione incidente di lunghezza d'onda pari a $\lambda=780\text{nm}$, con i cerchi viola quella del rivelatore ad una radiazione di lunghezza d'onda pari a 1.3 μm , mentre con i triangoli neri sono indicati i conteggi di buio

Il miglior dispositivo testato a 6K ha evidenziato un'efficienza quantica di circa l'1% vedi Fig. 88 che poi a 4.2 K è risultata essere pari a circa il 4.7%.

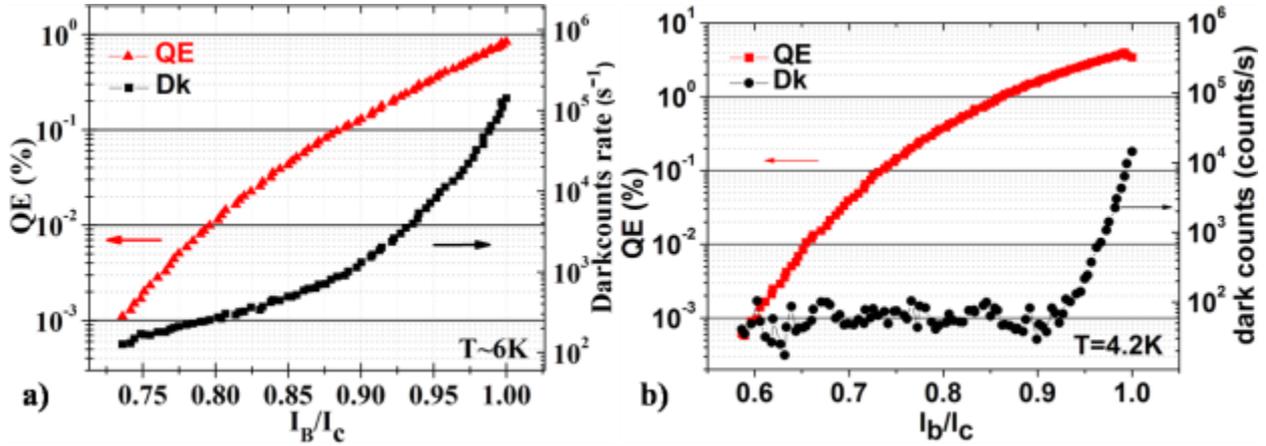


Fig. 88: a) Misura dell'efficienza quantica a 6K di un SSPD costituito da un nanofilo largo 100nm spesso 5nm e disposto a meandro con un fattore di riempimento del 40%, la lunghezza d'onda della radiazione incidente è pari a $\lambda=1.3 \mu\text{m}$; b) misura dell'efficienza quantica dello stesso dispositivo a 4.2K e $\lambda=780\text{nm}$.

Come anticipato nel capitolo 1 la diminuzione della temperatura di lavoro comporta un effettivo aumento dell'efficienza quantica del dispositivo, una formulazione esatta del fenomeno dal punto di vista teorico ancora non esiste, però sappiamo che l'aumento dell'efficienza del meccanismo di rivelazione in qualche modo è legato all'aumento delle dimensioni del *hotspot*, inoltre si può notare che riducendo la temperatura anche i conteggi di buio diminuiscono sensibilmente. Dai dati riportati in Fig. 88 per la caratterizzazione a 4.2K possiamo ricavare il NEP del dispositivo per $\lambda=780\text{nm}$, il cui valore risulta essere ancora una volta simile a quello ottenuto nel caso precedente per i dispositivi realizzati su MgO e cioè $\text{NEP}=6.7 \cdot 10^{-17} \text{W}/\text{Hz}^{1/2}$, ancora una volta in accordo con quanto riportato in letteratura. Infine possiamo calcolarci le dimensioni approssimative del raggio del *hotspot* formatosi in seguito all'assorbimento di un fotone trovando che $r_{\text{hs}} \sim 12.5\text{nm}$. Un ultimo commento inoltre va riservato al valore dell'efficienza quantica misurata, come già accennato nel caso dell'MgO e dello zaffiro l'assorbimento della radiazione nel caso di illuminazione frontale del dispositivo è limitato dall'elevata differenza tra l'indice di rifrazione del GaAs e quello del mezzo in cui è immerso il dispositivo (nel nostro caso l'elio liquido), comportando un'elevata riflettività ed un basso assorbimento nel film. Utilizzando un semplice modello unidimensionale (1D) della matrice di trasferimento, presso l'università di Eindhoven, sono state condotte delle simulazioni, assumendo per il nitrato di niobio lo stesso indice di rifrazione complesso riportato in [50] e la costante dielettrica efficace media per il

meandro riportata in [117]. Da queste simulazioni si è ricavato che in condizioni di illuminazione frontale solo l'8,3% della potenza incidente sul dispositivo viene assorbita (da confrontare con ~30% per un film di NbN dello stesso spessore su zaffiro) anche nel caso migliore di polarizzazione parallela ai nanofili del meandro. Questo mostra che l'efficienza quantica nel caso dei film di NbN su GaAs è ulteriormente limitata dal coefficiente di assorbimento del film, soprattutto nel caso di illuminazione frontale. Il nostro obiettivo è di incrementare l'efficienza realizzando i dispositivi su film di NbN depositato sulla superficie di una struttura di GaAs/AlAs come quella illustrata in Fig. 54, con la quale ci aspettiamo di ottenere efficienze intorno al 70-90%.

4.2 Caratterizzazione dei punti di contatto superconduttivi, SPC

Passiamo ora alla discussione della caratterizzazione elettrica ed ottica di un altro tipo di rivelatore costituito da un punto di contatto superconduttivo, come mostrato in Fig. 74 l'area attiva dei dispositivi studiati variava da circa $50 \times 50 \text{ nm}^2$ fino a $150 \times 150 \text{ nm}^2$. Come predetto dalla teoria esposta in 1.3.6 la risposta di un dispositivo così piccolo è troppo veloce ($L_{\text{cin}} \sim 90 \text{ pH}$, da cui $L_{\text{cin}}/R_{\text{out}} = 75 \text{ pH}/50 \Omega = 1.5 \text{ ps}$) perché si abbia il giusto equilibrio dinamico tra il meccanismo di formazione del *hotspot* con conseguente effetto di auto riscaldamento per effetto Joule e il meccanismo di raffreddamento ad opera del circuito di lettura esterno (per ulteriori approfondimenti vedi 1.3.6). Il risultato che si ottiene è che una volta che il dispositivo è transitato allo stato normale vi permane stabilmente. Per evitare questo effetto abbiamo inserito un induttore alle due estremità del dispositivo (vedi Fig. 74) realizzato sempre in NbN per sfruttare l'elevata induttanza cinetica del materiale quando si trova nello stato superconduttivo. L'induttore è costituito da due fili avvolti a meandro (questa volta però per esigenze di ottimizzazione degli spazi) larghi 500nm spessi 4nm e ciascuno lungo circa $285 \mu\text{m}$ per un'induttanza cinetica totale pari a $L_{\text{cin}} \sim 86 \text{ nH}$. Dato che la larghezza dell'induttore 500nm è molto maggiore delle dimensioni dell'area attiva siamo sicuri che la corrente critica del filo sia molto maggiore di quella del punto di contatto in modo da assicurarci che non possa in alcun modo partecipare attivamente alla rivelazione dell'arrivo di un fotone. Anche in questo caso la fabbricazione e la caratterizzazione elettrica è stata svolta presso l'Istituto di Fotonica e Nanotecnologie del CNR di Roma, mentre la caratterizzazione ottica è stata svolta presso

l'Università Tecnologica di Eindhoven presso il gruppo del prof. Andrea Fiore. L'intento nel realizzare questo tipo di dispositivi era quello di studiare la radiazione incidente con un dispositivo di dimensioni minori della lunghezza d'onda incidente.

4.2.1 Caratterizzazione elettrica a 4.2K degli SPC

I circuiti utilizzati per la caratterizzazione elettrica degli SPC sono gli stessi riportati nei paragrafi 4.1.1.1 e 4.1.1.2, in particolare ci soffermeremo nell'analizzare le caratteristiche del *hotspot plateau* di questo dispositivo. La teoria del modello del *hotspot* di Skocpol, Beasley e Tinkham [60] prevede un andamento della caratteristica IV diverso a seconda che la lunghezza di termalizzazione L_{th} sia maggiore o minore della lunghezza (l) del nanofilo in esame. Come abbiamo visto nei precedenti paragrafi gli SSPD rappresentano il limite per questo modello per $L_{th} \ll l$. Nel caso degli SPC invece siamo nel caso $L_{th} \geq l$. Ricordiamo che i dispositivi di cui stiamo parlando ora (SSPD e SPC) sono entrambi realizzati con film depositi su MgO, quindi possiamo ragionevolmente assumere che le lunghezze di termalizzazione in entrambi i casi siano circa uguali ovvero (consultando i Parametri caratteristici del film di NbN su MgO ottenuti dalle caratteristiche IV ,mostrate in Fig. 80) $L_{th} \sim 70\text{nm}$ da cui segue che $L_{th} \sim l_{\text{nanofilo}}$ (negli SPC).

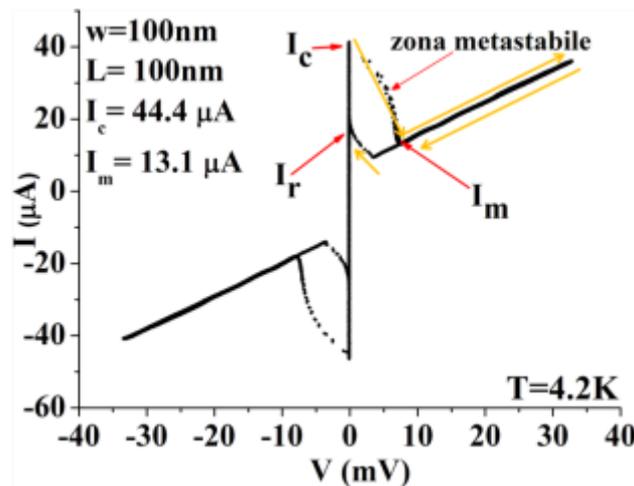


Fig. 89: Caratteristica IV a 4.2K di un SPC costituito da una struttura quadrata di dimensioni $100 \times 100 \text{nm}^2$ e spessa 6nm. Seguendo le frecce gialle è possibile seguire lo sviluppo della transizione del dispositivo.

La teoria di Tinkham (esposta anche nel paragrafo 1.5.2) prevede che nel caso in cui $L_{th} \sim l_{\text{nanofilo}}$ l'*hotspot plateau* venga sostituito da un minimo nella caratteristica IV vedi per esempio Fig. 23.

Questo comportamento era stato già confermato dalle caratteristiche IV da noi ottenute con i primi SPC realizzati vedi Fig. 89. Tuttavia come è possibile osservare in Fig. 89 anche in questo caso è presente una zona metastabile raggiungibile o incrementando la corrente di polarizzazione lungo un'opportuna retta di carico o tramite l'assorbimento di un fotone nella zona attiva polarizzata di poco al disotto della sua corrente critica I_c . Come anticipato la differenza principale è che dopo la zona metastabile non troviamo più l'*hotspot plateau*, ma semplicemente un minimo di corrente I_m , dopo il quale la caratteristica assume immediatamente l'andamento classico descritto dalla legge di Ohm. Infine anche in questo caso possiamo notare un'isteresi nel ritorno causato dalla dissipazione di calore per effetto Joule in quando per poter riportare il dispositivo allo stato superconduttivo, bisogna diminuire la corrente di polarizzazione molto al di sotto della corrente critica del dispositivo.

4.2.2 Caratterizzazione ottica a 4.2K degli SPC

La caratterizzazione ottica degli SPC è stata eseguita unicamente con la *probe station* a 6K, in quanto l'ottica di questo sistema è dotata di un meccanismo piezoelettrico che ne consente gli spostamenti lungo le tre direzioni XYZ (vedi 2.5.3.2). La misura del numero dei conteggi al secondo N_c (*count rate*) e quindi dell'efficienza quantica QE (le due grandezze sono collegate dalla relazione $QE=(N_c-Dk)/N_{ph}$) sono state eseguite utilizzando un diodo laser in InGaAs con lunghezza d'onda 1.3 μ m e una velocità di ripetizione (*repetition rate*) di 26 MHz.

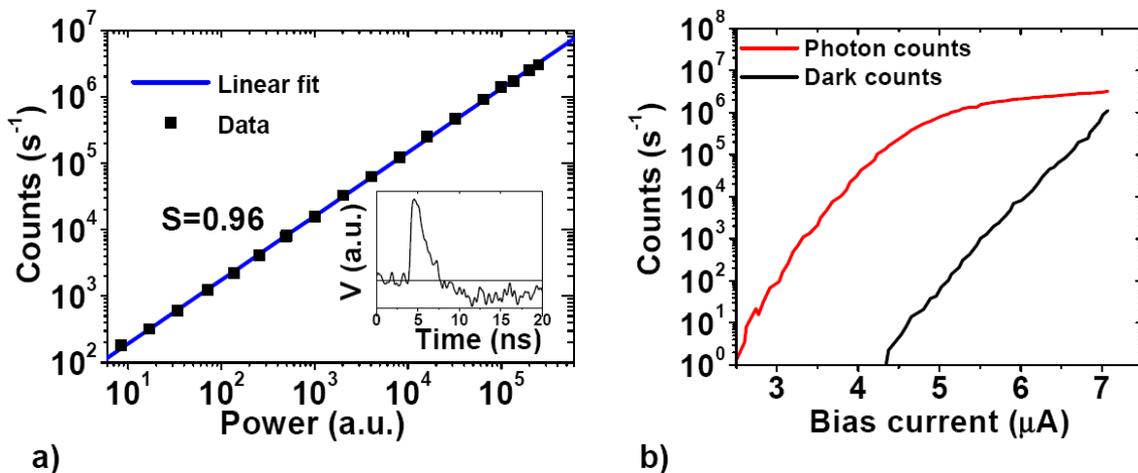


Fig. 90: a) Andamento del numero dei conteggi del rivelatore in funzione della potenza della radiazione laser incidente sul dispositivo ($\lambda=1330\text{nm}$), nell'inserito è possibile vedere un tipico impulso di risposta; b) conteggi del rivelatore (curva rossa) e darkcounts (curva nera). Entrambe le misure sono state effettuate a 6K.

In Fig. 90a è riportata la dipendenza dei conteggi in funzione della potenza della radiazione incidente. Come è possibile notare dal valore della pendenza pari a 0.96 possiamo essere sicuri di essere in regime di assorbimento di singolo fotone. Per questo tipo di dispositivo di dimensioni $50 \times 50 \text{ nm}^2$, la dipendenza lineare è stata osservata per qualsiasi corrente di polarizzazione utilizzata, il che vuol dire che le dimensioni del *hotspot* formatosi in seguito all'assorbimento di un fotone sono confrontabili con quelle del detector. L'impulso di risposta del dispositivo è mostrato nell'inserito di Fig. 90a, da cui è possibile ricavare un tempo di decadimento di $1/e$ pari a 2.5ns, molto vicino al valore calcolato da $L/R=2\text{ns}$. In Fig. 90b riportiamo i risultati ottenuti con un dispositivo costituito da un'area attiva di $50 \times 50 \mu\text{m}$ al variare della corrente di polarizzazione I_B . Come si può notare, a differenza di quanto si ottiene con gli SSPD, l'andamento dei conteggi del rivelatori in funzione della corrente di polarizzazione è estremamente piatto nel range di corrente $4.5 \mu\text{A} < I_B < 7 \mu\text{A}$, tale risultato è verificato per tutte le lunghezze d'onda utilizzate fino a $\lambda \sim 2.05 \mu\text{m}$, lunghezza d'onda massima da noi utilizzabile. Nonostante la temperatura di lavoro elevata ($\sim 6\text{K}$) un rapporto segnale rumore di 5 ordini di grandezza è ottenibile per $I_B \sim 4.3 \mu\text{A}$, (rapporto che a 4.2K può essere ulteriormente migliorato, dato che come previsto dalla teoria i conteggi di buio a tale temperatura di lavoro sono minori e l'efficienza è maggiore). Dai dati riportati in Fig. 90 possiamo anche in questo caso calcolare il NEP che risulta essere dell'ordine di $10^{-17} \text{ W/Hz}^{1/2}$ (diversi ordini di grandezza migliore rispetto ai dati riportati per altri nanorivelatori in [119], [120]). Calcolando il numero dei fotoni incidenti sull'area attiva del rivelatore ($\sim 50 \times 50 \text{ nm}^2$) è possibile ricavare il valore dell'efficienza quantica trovando un valore massimo pari al 58% per $I_B = 7 \mu\text{A}$. Tale valore risulta più alto del valore aspettato pari al 28% legato alla probabilità di assorbimento di un film di NbN spesso 4nm. Questo può essere dovuto ad una possibile sottostima dell'effettiva area attiva del dispositivo, inoltre, la normalizzazione convenzionale utilizzata rispetto all'area attiva del dispositivo può risultare inappropriata quando le dimensioni del rivelatore sono minori della lunghezza d'onda della radiazione incidente. Infatti, la distribuzione spaziale del campo elettrico incidente dipende dalla struttura del rivelatore, l'intensità del campo incidente può essere incrementata nell'area attiva grazie a qualche tipo di effetto antenna. D'altra parte può anche succedere che le zone intorno all'area attiva ad elevate correnti di polarizzazione diventino sensibili all'arrivo di un fotone, aumentando così l'area effettiva del dispositivo. Tutte le misure sin qui riportate sono eseguite illuminando il campione con un obiettivo con una apertura numerica $NA=0.3$ e una

distanza di lavoro pari a 34 mm che produce sul campione uno spot di dimensioni pari a $2.6 \pm 0.1 \mu\text{m}$ per $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$.

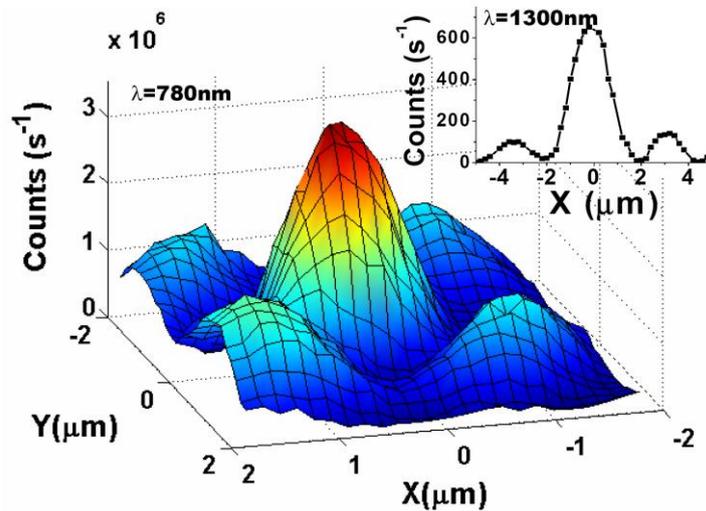


Fig. 91: Immagine in due dimensioni dei conteggi del rivelatore in funzione della posizione dello spot del laser ($\lambda=780\text{nm}$, numero di fotoni $\gg 1$). Nell'inserto una scansione in una dimensione ($\lambda=1300\text{nm}$ e 0.5 fotoni in media per impulso).

Oltre alla sua efficienza abbiamo provato a determinare la risoluzione spaziale scansionando in X e Y lo spot del laser con il rivelatore (in realtà il rivelatore era fermo, mentre a muoversi nelle due dimensioni era lo spot del laser). Il rivelatore è in grado di risolvere oggetti delle dimensioni di 500nm (FWHM) come i lobi laterali dello spot del laser, in realtà crediamo che per un rivelatore con questa geometria questo sia un limite superiore alla sua risoluzione spaziale, in quanto ci aspettiamo che essa sia $\sim 100\text{nm}$. L'effetto diffrattivo visibile nell'aspetto dello spot del laser è dovuto all'obiettivo utilizzato di tipo riflettente, che presenta alcune zone d'ombra. Allo scopo di dimostrare direttamente la sensibilità del dispositivo l'esperimento è stato eseguito nuovamente, questa volta però attenuando il laser in modo da avere in media 0.5 fotoni per impulso (vedi l'inserto di Fig. 91). Anche questa volta quello che si è ottenuto è un chiaro andamento di tipo diffrattivo con un elevato rapporto segnale rumore, il che dimostra la notevole capacità del nostro dispositivo di misurare la diffrazione di un singolo fotone con risoluzione minore del micron. Infine sono stati provati dispositivi costituiti da dei punti di contatto delle dimensioni di $150 \times 150 \text{nm}^2$, in questo caso l'assorbimento di un singolo fotone non è sempre in grado di generare una transizione del dispositivo allo stato superconduttivo dato che le dimensioni del *hotspot* possono non essere sufficienti per innescare il meccanismo di risposta.

Tuttavia variando la corrente di polarizzazione siamo in grado di scegliere il numero di fotoni necessari per innescare la transizione allo stato normale (ovvero possiamo decidere in che regime di assorbimento far lavorare il dispositivo).

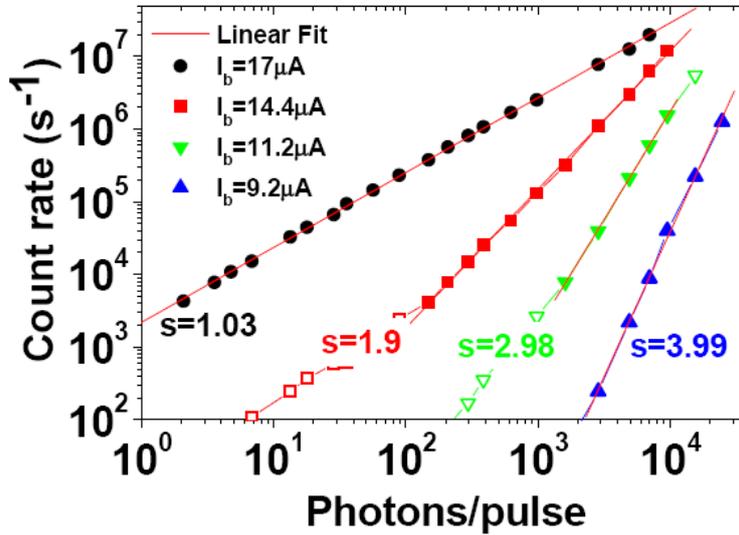


Fig. 92: Conteggi del rivelatore in funzione del numero medio di fotoni per impulso per quattro diverse correnti di polarizzazione. La frequenza di ripetizione degli impulsi era di 80MHz. I punti misurati sperimentalmente (simboli pieni) sono stati utilizzati per eseguire un fit in scala Log Log. Per un numero medio basso di fotoni per impulso i dati sperimentali (simboli vuoti) deviano dalla pendenza ideale dato che la probabilità di assorbimento di N-fotoni diventa trascurabile

In Fig. 92 si possono osservare i conteggi di un rivelatore di $150 \times 150 \text{ nm}^2$ ($I_c = 21 \mu\text{A}$) in funzione del numero medio di fotoni μ per impulso della radiazione incidente per diverse correnti di polarizzazione. Le correnti sono state opportunamente scelte per ottenere la giusta dipendenza di $R \propto \mu^s$, dove R è il numero di conteggi al secondo, μ è il numero medio di fotoni per impulso e s è il numero di fotoni necessari per innescare il meccanismo di rivelazione che nel nostro caso corrispondeva a $s=1-4$. Le pendenze ottenute dai fit lineari hanno tutti valori molto vicini ai valori interi aspettati e mostrano che effettivamente a seconda del punto di polarizzazione la risposta del dispositivo è legata all'arrivo di 1, 2, 3 o 4 fotoni rispettivamente (in principio il rivelatore potrebbe lavorare anche in un regime di assorbimento di un numero di fotoni maggiore, ma nell'intervallo di potenze del laser utilizzate per l'esperimento questo tipo di eventi sono molto rari). In realtà anche negli SSPD è stato osservato il regime di rivelazione di multi fotoni, ma solitamente data l'area degli SSPD il meccanismo è molto inefficiente, visto che la probabilità che due o più fotoni incidano simultaneamente nello stesso punto su un'area di $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ è molto bassa. Al contrario in un rivelatore con un'area attiva di $150 \times 150 \text{ nm}^2$ si ha

un'elevata probabilità di produrre un evento di rivelazione da multi fotoni. In tutte le ultime misure mostrate (Fig. 91 e Fig. 92) è stato utilizzato un obiettivo riflettente con un'apertura numerica pari a $NA=0.4$, una distanza di lavoro pari a 24mm che produceva uno spot delle dimensioni di $\sim 1\mu\text{m}$ di diametro per $\lambda=780\text{nm}$.

4.3 Caratterizzazione dei rivelatori del numero di fotoni incidenti (*photon number detectors*, PND)

Concludiamo questo capitolo parlando della caratterizzazione elettrica ed ottica dei rivelatori del numero di fotoni incidenti PND, sviluppati sempre in collaborazione con il gruppo del prof. A. Fiore. Come anticipato nel capitolo 1 (1.5.1.2) l'approccio utilizzato da noi per la realizzazione di questi dispositivi è quello di connettere in parallelo diverse sezioni, costituite da un nanofilo superconduttore largo 100nm, spesso tra i 4 e i 5 nm e lungo tra i 250 e i 30 μm , avvolto a meandro con un fattore di riempimento pari al 40%. Il numero di sezioni connesse in parallelo è stato variato da un minimo di 2 fino ad un massimo di 10, poiché ogni volta l'area attiva del dispositivo deve rimanere la stessa (10x10 μm) all'aumentare delle sezioni in parallelo diminuiscono le spire del meandro. Ogni sezione di fatto si comporta come un SSPD e quindi è in grado di rivelare l'arrivo di un singolo fotone. Quando due o più fotoni incidono su due o più sezioni diverse la corrente che fluisce all'interno di ciascuna di esse viene espulsa verso l'esterno sul circuito di lettura. In questo modo le correnti delle diverse sezioni possono sommarsi tra di loro per generare all'uscita del circuito di lettura un impulso la cui ampiezza è proporzionale al numero di sezioni in cui ha avuto luogo la transizione allo stato normale e quindi al numero di fotoni incidenti. Come nel caso dei dispositivi precedenti, la caratterizzazione elettrica è stata eseguita dal sottoscritto presso l'istituto di fotonica e nanotecnologie di Roma, mentre quella ottica dal dottor Francesco Marsili e dal dottor David Bitauld inizialmente presso il politecnico federale di Losanna (EPFL) in Svizzera e in seguito presso l'Università Tecnologica di Eindhoven (TUE) presso il gruppo del professor Andrea Fiore.

4.3.1 Caratterizzazione elettrica a 4.2K dei PND.

In questo paragrafo discuteremo la caratterizzazione elettrica di dispositivi formati da un minimo di 4 ad un massimo di 10 sezioni in parallelo, costituite ciascuna dalla serie rispettivamente di 11 e 5 nanofili lunghi $10\mu\text{m}$, larghi 100nm e spessi 5nm , il fattore di riempimento della struttura era sempre pari al 40%. Connessa in serie con ogni sezione vi era una resistenza di AuPd del valore di circa $30\text{--}40\ \Omega$. Anche nel caso dei PND sono stati utilizzati gli stessi identici circuiti di test descritti in Fig. 76 e in Fig. 78.

In Fig. 93 riportiamo dei dati ottenuti dalla caratterizzazione elettrica delle strutture elencate.

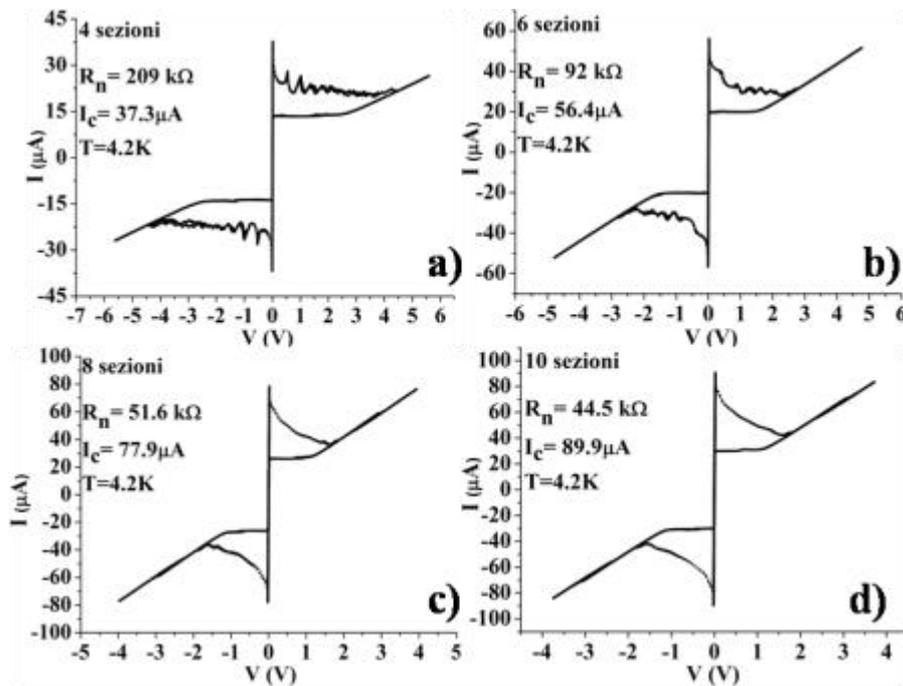


Fig. 93: Caratteristiche IV a 4.2K di diversi esempi di PND ogni sezione parallela è costituita da dei meandri in cui le dimensioni del nanofilo sono sempre le stesse $w=100\text{nm}$, $l=10\mu\text{m}$, $d=5\text{nm}$ e $f=40\%$ le diverse strutture differiscono tra loro per il numero di sezioni in parallelo (N_p) e per il numero di nanofili che costituiscono ogni elemento (N_s). a) PND costituito da 4 elementi in parallelo ciascuno dei quali formato dalla serie di 11 nanofili b) struttura con $N_p=6$ e $N_s=7$, c) $N_p= 8$ e $N_s=5$, d) $N_p= 10$ e $N_s=5$. Come si può notare la corrente critica è all'incirca proporzionale a $I_{c,\text{tot}}=N_p \times I_{c,i}$, dove per esempio in figura $I_{c,i} \sim 9\mu\text{A}$.

Come si può vedere in Fig. 93 all'aumentare del numero di sezioni in parallelo (N_p) la corrente critica aumenta in maniera proporzionale al numero di elementi in parallelo. Maggiore è N_p più è difficile distinguere le varie transizioni dei fili, a differenza di quanto accade solitamente negli SSPD, dove anche nel caso in cui il numero di fili è elevato, è possibile riconoscere i picchi legati alla transizione di tutti i fili. Anche in questo caso il primo filo, in cui si innesca la

transizione dallo stato superconduttivo a quello normale, è quello caratterizzato dalla corrente critica più bassa, a questo punto cominciano a transire tutti i fili primi vicini che, risentendo dell'influenza del primo, subiscono un abbassamento della propria corrente critica (a causa dell'aumento locale della temperatura). In questo caso però oltre ad avere un effetto come quello degli SSPD dovuto alla connessione in serie dei diversi nanofili che costituiscono il meandro, abbiamo anche quello dovuto alla connessione in parallelo dei diversi elementi, che fa sì che si crei una sovrapposizione tra le diverse caratteristiche IV dei diversi elementi in parallelo. Infine riportiamo in Fig. 94 le caratteristiche IV di *hotspot* degli stessi rivelatori della precedente figura.

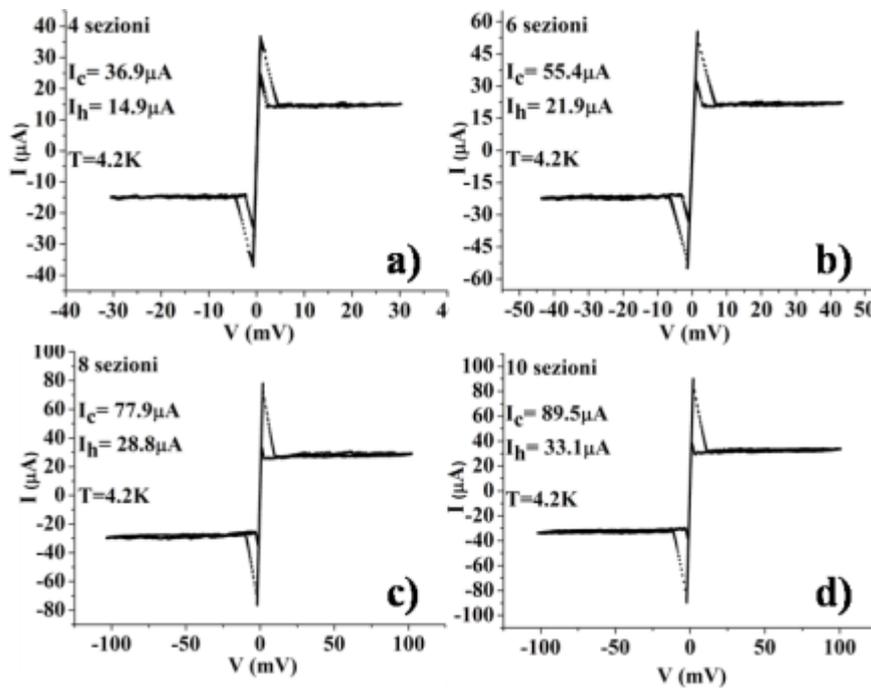


Fig. 94: Caratteristiche IV di *hotspot* a 4.2K di diversi esempi di PND ogni sezione parallela è costituita da dei meandri in cui le dimensioni del nanofilo sono sempre le stesse $w=100\text{nm}$, $l=10\mu\text{m}$, $d=5\text{nm}$ e $f=40\%$. Le diverse strutture differiscono tra loro per il numero di sezioni in parallelo (N_p) e per il numero di nanofili che costituiscono ogni elemento (N_s). a) PND costituito da $N_p=4$ elementi in parallelo ciascuno dei quali formato dalla serie di $N_s=11$ nanofili b) struttura con $N_p=6$ e $N_s=7$, c) $N_p= 8$ e $N_s=5$, d) $N_p= 10$ e $N_s=5$. Come si può notare anche la corrente di *hotspot* I_h , oltre alla corrente critica, è all'incirca proporzionale a N_p , dove per esempio in figura $I_{h,i} \sim 3.5\mu\text{A}$.

Anche in questo caso le correnti critiche sono proporzionali al numero di elementi paralleli come anche lo sono le correnti di *hotspot*. È importante notare che quasi tutte le curve presentano una pendenza nella zona superconduttiva che per definizione non ci dovrebbe essere, causata dal fatto che le misure riportate sono state eseguite a due fili. La pendenza osservata, quindi, è legata alla resistenza dei fili con cui il dispositivo è connesso con il circuito esterno di polarizzazione ($R_{fili} \sim 20\Omega$). Infine, per caratterizzare completamente il dispositivo bisogna sapere quanto vale la

resistenza di AuPd posta in serie ad ogni elemento (vedi Fig. 75). Sfortunatamente proprio per come è pensato il dispositivo siamo in grado di misurare solo il valore del parallelo delle N_p resistenze, infatti, essendo il PND progettato per ottenere un impulso di risposta proporzionale al numero di fotoni assorbiti, sono presenti solo due contatti per ogni dispositivo. Un esempio di misura del parallelo delle resistenze del PND è mostrato in Fig. 94

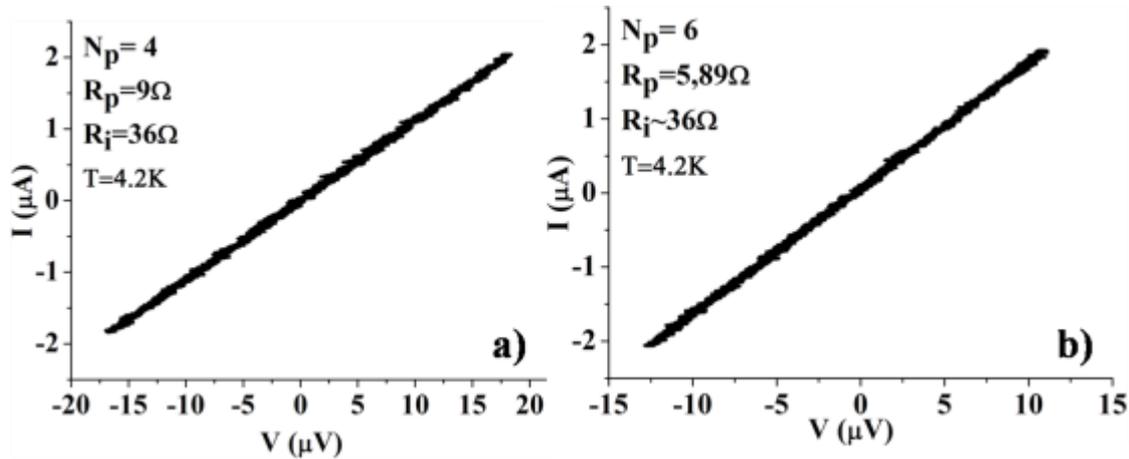


Fig. 95: Misura a 4.2K del valore della resistenza risultante dal parallelo delle resistenze serie dei diversi elementi del PND. In questo caso la misura è stata effettuata a quattro fili in modo da eliminare la resistenza di circa 20 Ω dovuta ai fili con i quali il dispositivo è collegato con gli strumenti all'esterno del dewar.

4.3.2 Caratterizzazione ottica a 4.2K dei PND

In questo paragrafo discuteremo i risultati ottenuti dalla caratterizzazione ottica dei PND, in termini di velocità e della loro capacità di distinguere il numero di fotoni assorbiti. In Fig. 96a mostriamo una singola traccia all'oscilloscopio della foto risposta a 4.2K di un dispositivo di $8.6 \times 8.0 \mu\text{m}^2$ costituito da 5 elementi in parallelo del tipo mostrato in Fig. 75a senza resistenze in serie ad ogni elemento. Come si può vedere, sono facilmente riconoscibili impulsi con 5 ampiezze differenti corrispondenti alla transizione di un numero di sezioni che va da uno a cinque. La frequenza di ripetizione misurata di 80MHz al momento rappresenta un miglioramento di circa tre ordini di grandezza rispetto alla maggior parte di rivelatori del numero di fotoni alle lunghezze d'onda delle telecomunicazione [122], [123], [124]. Fig. 96b invece mostra un'immagine della risposta temporale di un dispositivo con $N_p=4$ del tipo mostrato in Fig. 75b (con resistenze in serie) di area $10 \times 10 \mu\text{m}^2$, provato a 6K con la *probe station*. La traccia è stata acquisita con un oscilloscopio con una frequenza di campionamento pari a 40GHz. Anche in questo caso è possibile vedere le quattro ampiezze dovute alla transizione di un numero di

sezioni che va da uno a quattro. Gli impulsi mostrano una larghezza del picco a metà altezza pari a 660ps. In un tradizionale SSPD di area $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ si ottiene un impulso di larghezza 10ns (FWHM), questo vuol dire che il meccanismo di recupero della corrente di uscita I_{out} ai capi della resistenza d'ingresso dell'amplificatore è $\sim N^2=4^2$ più veloce in un PND che in un SSPD in accordo con [125], [126]. Sfortunatamente come dimostrato sia dal punto di vista teorico che sperimentale questo guadagno non si traduce anche in un guadagno nel tempo necessario al rivelatore per riazzersarsi e tornare pronto per la rivelazione dell'arrivo di nuovi fotoni.

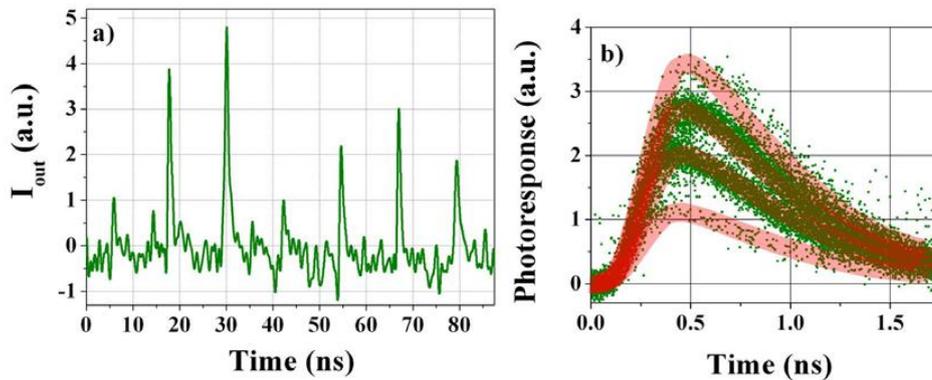


Fig. 96: a) Traccia singola all'oscilloscopio della foto risposta di un rivelatore di area $8.6 \times 8 \mu\text{m}^2$ costituito dal parallelo di $N_p=5$ sezioni senza resistenze in serie. Il campione è stato misurato a 4.2K con l'inserto criogenico immergendolo in He liquido, illuminandolo uniformemente con un laser al titanio zaffiro di lunghezza d'onda $\lambda=700\text{nm}$ e con una frequenza di ripetizione pari a 80MHz; b) transiente della foto risposta acquisito con un oscilloscopio a campionamento a 40GHz di un PND di area $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ con $N_p=4$ con resistenze in serie misurato a $\sim 6\text{K}$ con la *probe station* e illuminato da un laser a diodo di InGaAs con $\lambda=1300\text{nm}$, con impulsi larghi 100 ps e con una frequenza di ripetizione pari a 26MHz. Le curve in rosso servono solo come aiuto visivo.

Per chiarire quale sia la reale velocità massima dei PND dal gruppo dell'università di Eindhoven sono state effettuate delle simulazioni utilizzando il modello mostrato in Fig. 22 a e riportate in [136]. Per comodità riportiamo lo schema elettrico utilizzato in Fig. 97

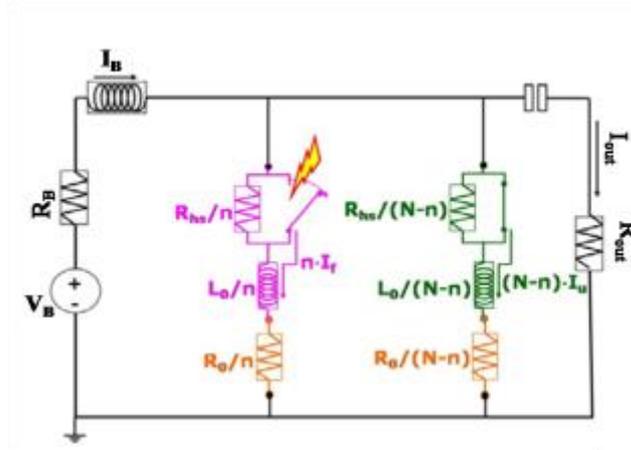


Fig. 97: Circuito equivalente di un N-PND con resistenze serie utilizzato per simulare il funzionamento del rivelatore.

Dalle simulazioni si è trovato che l'andamento delle tre correnti riportate in fig. 97, I_f , I_u e I_{out} può essere descritto utilizzando le seguenti equazioni:

$$\begin{cases} I_f \propto \frac{N-n}{N} \exp(-t/\tau_s) + \frac{n}{N} \exp(-t/\tau_f) \\ I_u \propto \exp(-t/\tau_s) - \exp(-t/\tau_f) \\ I_{out} \propto \exp(-t/\tau_f) \end{cases} \quad (4.5)$$

Dove $\tau_s = L_0/R_0$, $\tau_f = L_0/(R_0 + NR_{out})$ sono rispettivamente la costante di tempo del circuito lenta e veloce. Queste equazioni descrivono quantitativamente l'evoluzione temporale delle correnti dopo il recupero e la scomparsa del *hotspot* (si assume che $\tau_f \gg t_{hs}$ dove t_{hs} è il tempo caratteristico con cui scompare l'*hotspot* all'interno del nanofilo). Per quantificare la velocità del dispositivo abbiamo assunto che la frequenza massima di lavoro del rivelatore (f_0) sia data da $f_0 = (\tau_{reset})^{-1}$, chiamando con τ_{reset} il tempo necessario alla corrente I_f per ritornare ad un valore pari al 95% della corrente di polarizzazione (I_B) in seguito ad un evento di rivelazione.

I risultati ottenuti hanno evidenziato che la corrente I_{out} decade sempre con la stessa costante di tempo ($\tau_{out} = \tau_f$) il che comporta che per un N-PND il tempo con cui decade I_{out} è N^2 volte più piccolo se confrontato con quello di un SSPD delle stesse dimensioni [28], [30]. Tuttavia questo non comporta un incremento pari a N^2 della velocità del dispositivo. Infatti, τ_{reset} è collegato al tempo necessario alla corrente che scorre all'interno dei nanofili in cui è avvenuto l'evento di assorbimento I_f , per tornare al suo valore stabile iniziale ($I_f \sim I_B$). Come è possibile vedere dalle

equazioni 4.5 nel migliore dei casi ($n=N$) I_f aumenta con una costante di tempo uguale a τ_f . in tutti gli altri casi il contributo legato alla costante di tempo lenta (τ_s) diventa sempre più importante man mano che n diminuisce, fino ad avere il caso limite per $n=1$. In questo caso la costante di tempo di I_f è $\sim \tau_s$. Quindi possiamo concludere che la velocità e quindi f_0 di un N-PND è limitata dalla costante di tempo lenta con cui I_f recupera il suo valore originale e non è correlata con l'ampiezza dell'impulso di risposta del dispositivo.

Conclusioni

Come visto nei capitoli precedenti l'efficienza dei rivelatori di singoli fotoni a nano fili superconduttori è limitata dal coefficiente di assorbimento del film α . Per aumentare α sono stati proposti diversi approcci, [29], [50], che di fatto permettono di raggiungere valori della QE intorno al 30-50%. Il nostro contributo è stato quello di sviluppare tutta la tecnologia degli SSPD su un substrato di tipo non convenzionale come il GaAs che permette la facile integrazione di cavità ottiche complesse come i DBR (*Distributed Bragg Reflector*). Queste cavità sono realizzate mediante l'alternanza periodica di strati di GaAs e di AlAs. A causa dell'elevata temperatura utilizzata nella tecnica standard ($T_s=800\div 900^\circ\text{C}$) l'arsenico presente nel substrato tende ad evaporare compromettendo l'integrità della superficie del substrato. Per questo motivo all'inizio di questo progetto di dottorato il nostro principale obiettivo è stato quello di mettere a punto un processo di deposizione ad una temperatura più bassa ($T_s=400^\circ\text{C}$) su di un substrato convenzionale come MgO e quindi l'ottimizzazione di un opportuno processo di nanofabbricazione che ci permettesse di realizzare dei rivelatori con delle prestazioni confrontabili con quelle riportate in letteratura. Le principali figure di merito utilizzate per la valutazione dei nostri dispositivi sono state descritte nel corso di questo lavoro di tesi. Per capire quali fossero i parametri migliori per la realizzazione dei rivelatori, sono stati realizzati SSPD su film di nitruro di diversi spessori ($d=3\div 10\text{nm}$), costituiti da nano fili di diverse larghezze ($w=50\div 200\text{nm}$) e lunghezze ($25\div 400\mu\text{m}$), disposti a meandro con un fattore di riempimento (f) variabile tra il 40% e il 60%. Dalla caratterizzazione elettrica e ottica a bassa temperatura sono stati ricavati importanti parametri caratteristici utili sia per dedurre le proprietà superconduttive dei nano fili (ρ_n , $\lambda(0)$, J_c) sia effettuare simulazioni sul comportamento del dispositivo (h , L_{th}). Sono state quindi eseguite misure dell'efficienza quantica e del tasso dei conteggi di buio a 4.2K in funzione della corrente di polarizzazione. Le prestazioni migliori sono state raggiunte con un rivelatore costituito da un meandro con $w=100\text{nm}$, $l=105\mu\text{m}$, $f=40\%$ e con un'area attiva pari a $5\times 5\mu\text{m}^2$, ottenendo una $QE\sim 20\%$ e un $NEP\sim 10^{-16}\text{W/Hz}^{1/2}$ ad una lunghezza d'onda $\lambda=1300\text{nm}$. Questi risultati sono in linea con lo stato dell'arte. Sfruttando i principi di funzionamento degli

SSPD abbiamo ideato, in collaborazione con il gruppo dell'Università di Eindhoven, due nuovi rivelatori i punti di contatto superconduttivi, SPC e i rivelatori del numero di fotoni incidenti PND. Gli SPC sono rivelatori nanometrici, le cui dimensioni possono variare tra i 50nm^2 e i 150nm^2 . Come discusso nel capitolo 4 scegliendo opportunamente l'area attiva del dispositivo possiamo scegliere che tipo di prestazioni ottenere dal dispositivo. Abbiamo dimostrato, infatti, che riducendo le dimensioni del punto di contatto fino a $50\times 50\text{nm}^2$ siamo stati in grado di ottenere un rivelatore capace di risolvere l'arrivo di un singolo fotone con un'elevata sensibilità e con un'estrema risoluzione sia spaziale (minore della lunghezza d'onda incidente) che temporale ($\sim 1\text{ns}$). Aumentando le dimensioni fino a $150\times 150\text{nm}^2$ sorprendentemente il dispositivo è in grado di distinguere con un'elevata efficienza il numero dei fotoni incidenti. Queste proprietà sono state osservate in precedenza anche con gli SSPD ma in questo caso data l'area del dispositivo ($A_{\text{SSPD}} \gg A_{\text{SPC}}$) l'efficienza di assorbimento di un numero di fotoni con $N > 1$ in uno stesso punto del meandro è solitamente trascurabile.

Queste capacità unite ad un NEP di $\sim 10^{-17}\text{W/Hz}^{1/2}$ rendono gli SPC dei candidati ideali per applicazioni come lo studio della statistica delle sorgenti non classiche in campo vicino. Il secondo tipo di rivelatore, i PND, sono rivelatori che sfruttano la connessione in parallelo di diverse sezioni, costituite da SSPD. In questo modo sfruttando il multiplexing spaziale e polarizzando opportunamente il dispositivo (in modo tale da evitare l'effetto a valanga causato dalla redistribuzione della corrente) è possibile ottenere in uscita dal rivelatore una risposta proporzionale al numero di fotoni assorbiti dalle varie sezioni. Nel campo delle lunghezze d'onda delle telecomunicazioni questo tipo di rivelatore supera nettamente in termini di sensibilità, velocità e moltiplicazione del rumore (del quale nei nostri dispositivi non vi è alcuna evidenza) tutti gli altri tipi di rivelatori proposti basati su approcci differenti (vedi Tabella 3). In particolare, i PND sono caratterizzati da un tasso di ripetizione (80 MHz), tre ordini di grandezza maggiore rispetto a qualsiasi rivelatore esistente alle lunghezze d'onda delle telecomunicazioni [122], [123], [124] ed inoltre da una sensibilità corrispondente ad un NEP di $4.2\times 10^{-18}\text{W/Hz}^{1/2}$ uno o due ordini di grandezza maggiore di qualsiasi dato riportato in precedenza in letteratura per un rivelatore con capacità simili, con l'eccezione dei TES che richiedono una temperatura di lavoro considerevolmente più bassa ($\sim 100\text{mK}$). Infine nell'ultimo anno di attività abbiamo focalizzato la nostra attenzione nel trasferimento su GaAs della tecnologia messa a punto. Dopo uno studio intensivo della proprietà del film tramite indagini al microscopio a scansione elettronica e tramite misure di rugosità al microscopio a forza atomica siamo riusciti a mettere appunto un processo di

deposizione che ci ha consentito di ottenere film con qualità superconduttive simili a quelle dei film da noi ottenuti su MgO. Quindi abbiamo dovuto ottimizzare il processo di litografia elettronica tenendo conto dell'effetto di prossimità causato dagli urti elastici a grandi angoli degli elettroni con gli atomi del substrato che causano la riflessione degli elettroni nel resist con un conseguente aumento anomalo della dose locale necessaria per impressionare il resist. Dalla caratterizzazione elettrica si è potuto ancora una volta confermare che le proprietà superconduttive dei film ottenuti su GaAs sono comparabili a quelle dei film ottenuti su MgO. Da ultimo ci siamo occupati della caratterizzazione ottica dei dispositivi realizzati sia a 6K che a 4.2K, ottenendo un valore per l'efficienza quantica pari a $\sim 4.7\%$ e un corrispettivo $NEP=6.7 \times 10^{-17} \text{W/Hz}^{1/2}$, in totale accordo con il valore del NEP ottenuto in precedenza con i film su MgO e soprattutto con i valori riportati in letteratura. Nell'immediato futuro punteremo all'integrazione dei rivelatori, inizialmente gli SSPD, con le cavità ottiche complesse quali i DBR, descritte in questa tesi nel capitolo 3, con l'ottica futura di realizzare i nostri dispositivi (SSPD e PND) su guida d'onda con sorgenti di singolo fotone allo scopo di creare circuiti ottici integrati sullo stesso chip. Per quanto riguarda i PND al momento si sta studiando un nuovo disegno in grado di eliminare gli effetti legati alla redistribuzione della corrente (capitolo 1) e che di conseguenza ci permetterà di raggiungere un'efficienza più elevata. Infine per quanto riguarda gli SPC il prossimo passo è quello di caratterizzarli con un apparato SNOM criogenico per eseguire misure in campo vicino e quindi provare le reali capacità di questi nuovi rivelatori. Un obiettivo a più lunga scadenza per questi rivelatori è rappresentato dalla realizzazione di questi dispositivi su punte (tipo AFM) per poterli utilizzare a loro volta come sonde per la caratterizzazione in campo vicino di sorgenti non classiche. Il lavoro svolto durante questa tesi di dottorato è stato particolarmente fruttuoso in termini di pubblicazioni e mi ha permesso di essere coautore di alcuni lavori, i cui riferimenti sono riportati di seguito.

Pubblicazioni

Riviste:

1. Mattioli F., Leoni R., Gaggero A., Castellano MG., Carelli P., Marsili F., Fiore A., J. of App. Phys., **101** (5), 054302, (2007);
2. Ejrnaes, M., Cristiano, R., Quaranta, Pagano, S., Gaggero, A., Mattioli, F, Leoni, R., Voronov V., Gol'tsman, G., Spere., Appl Phys. Lett., **26** (5), 262509, (2007);
3. Leoni R., Gaggero A., Mattioli F., Castellano MG., Carelli P., Marsili F., Bitauld D., Benkhaoul M., Levy F., Fiore A., J of Low Temperature Phys , **151** (1-2), 580-584, (2008);
4. de Lara, D. P., Ejrnaes M., Casaburi A., Lisitskiy M., Cristiano R., Pagano S, Gaggero A., Leoni R., Gol'tsman, G., Voronov V., J. of Low Temperature Phys., **151** (3-4), 771-776, (2008);
5. Marsili F., Bitauld D., Fiore A, Gaggero A., , Mattioli F., Leoni R., Benkhaoul M., Levy F., Opt. Express, **16** (5), 3191-3196, (2008);
6. Divochiy A., Marsili F., Bitauld D., Gaggero A., Leoni R., Mattioli F., Korneev A., Seleznev V., Kaurova N., Minaeva O, Gol'tsman, G., Lagoudakis K., Benkhaoul M., Levy F., Fiore A., Nature Photonics, **2** (5), 302-306, (2008);
7. Bitauld, D., Marsili, F., Fiore, A., Gaggero, A., Mattioli, F., Leoni, R., Benkhaoul, M., Levy, F., J. of Modern Opt., **56** (2-3), 395-400, (2009);
8. Marsili, F., Bitauld, D., Fiore, A., Gaggero, A., Leoni, R., Mattioli, F., Divochiy, A., Korneev, A., Seleznev, V., Kaurova, N., Minaeva, O., Goltsman, G., J. of Modern Opt., **56** (5-6), 334-344, (2009);
9. Ejrnaes, M., Casaburi, A., Quaranta, O., Marchetti, S., Gaggero, A., Mattioli, F, Leoni, R., Pagano, S. , Cristiano, R., Superconducting Science And Technology, **22** (5), 055006, (2009);

10. Marsili, F., Bitauld, D., Gaggero, A., Jahanmirinejad, S., Leoni, R., Mattioli, F., Fiore, A., *New J. of Physics* **11**, 045022, (2009);
11. Ejrnaes M., Casaburi A., Quaranta O., Marchetti S., Gaggero A., Mattioli F., Leoni R., Pagano S., Cristiano R., *IEEE Trans. on Applied Superconductivity*, **19** (3), 323-326 (2009);
12. Ejrnaes M., Casaburi A., Cristiano R., Quaranta O, Marchetti S, Martucciello N., Pagano S., Gaggero A., Mattioli F., Leoni R., Cavalier P. and Villégier J.C. *Appl Phys. Lett.* **95**, 132503, (2009);
13. Marsili F., Gaggero A., H Li L, Surrente A, Leoni R., L'évy F. and Fiore A., *Superconducting Science and Technology*, **22**, 095013, (2009);
14. Bitauld D., Marsili F., Gaggero A., Mattioli F., Leoni R., Jahanmiri Nejad S., Lévy F., and Fiore A., “*Subwavelength single- and multi-photon imaging*” sottomesso per pubblicazione;
15. Gaggero A., Jahanmiri Nejad S., Marsili F., Mattioli F., Leoni R., Bitauld D., Sanjines R., and Fiore A., “*Nanowire superconducting single-photon detectors on GaAs for integrated quantum photonic applications*” sottomesso per pubblicazione;

Atti conferenze:

1. Marsili F., Bitauld D., Divochiy A., Gaggero A., Leoni R., Mattioli F., Korneev A., Seleznev V., Kaurova N., Minaeva O, Gol'tsman, G., Lagoudakis K., Benkhaoul M., Levy F., Fiore A., *Conference on laser and electro-optics & quantum electronics and laser scienze conference*, **1-9**, 3227-3228 (2008)
2. Bitauld D., Marsili F., Bitauld D., Fiore A., Gaggero A., Leoni R., Mattioli F., Benkhaoul M., Levy F., *Conference on laser and electro-optics & quantum electronics and laser scienze conference*, **1-9**, 3231-3232 (2008);
3. Fiore A., Marsili F., Bitauld D., Bitauld D., Zinoni C., Gaggero A., Leoni R., Mattioli F., Benkhaoul M., Levy F., *Iction 2007: Proceeding of the 9th international Conference on Transparent Optical Networks*, **2**, 51 (2007);

Bibliografia

- [1]. N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, and H. Zbinden, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 145 (2002);
- [2]. C. H. Bennett, F. Bessette, G. Brassard, L. Salvail, and J. Smolin, *J. Cryptol.* **5**, 3(1992);
- [3]. C. H. Bennett, and G. Brassard, *Proceedings of the International Conference on Computers, Systems & Signal Processing, Bangalore, India, 1984, Vol. 11*, p. 176;
- [4]. G. Brassard, N. Lütkenhaus, T. Mor, and B. C. Sanders, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1330 (2000);
- [5]. A. J. Shields, *Nature Photon.* **1**, 215 (2007);
- [6]. T. Honjo, H. Takesue, H. Kamada, Y. Nishida, O. Tadanaga, M. Asobe, and K. Inoue, *Opt. Express* **15**, 13957 (2007);
- [7]. H. Hübel, M. R. Vanner, T. Lederer, B. Blauensteiner, T. Lorünser, A. Poppe, and A. Zeilinger, *Opt. Express* **15**, 7853 (2007);
- [8]. J. Pierce, *IEEE Trans. Commun.* **26**, 1819 (1978);
- [9]. W. E. Moerner) and David P. Fromm, *Rev. of Sci. Instr.* **74-8**, 3597, (2003);
- [10]. Martin J. Stevens, Robert H. Hadfield, Robert E. Schwall, Sae Woo Nam, Richard P. Mirin, James A. Gupta, *App. Phys. Letters*, **89**, 031109 (2006);
- [11]. J. A. Kash, J.C.-H. Tsang, *US Pat. 5,940,545*, International Business Machines, USA, (1999);
- [12]. J. Zhang, N. Boiadjieva, G. Chulkova, H. Deslandes, G.N. Gol'tsman, A. Komeev, P. Kouminov, M. Leibowitz, W. Lo, R. Malinsky, O. Okunev, A. Pearlman, W. Slysz, K. Smimov, C. Tsao, A. Verevkin, B. Voronov, K. Wilsher and R. Sobolewski, *IEEE Electr. Letters* **39**, 14, 1086 (2003);
- [13]. A. Korneev, A. Lipatov, O. Okunev, G. Chulkova, K. Smirnov, G. Gol'tsman, J. Zhang, W. Slysz, A. Verevkin, Roman Sobolewski, *Microelectronic Engineering*, **69**, 274–278 (2003);
- [14]. F. Stellari and P. Song, “Testing of Ultra Low Voltage VLSI Chips using the Superconducting Single-Photon Detector”, *European Symposium on Reliability of Electron Devices*, 2004, pp. 1663-1668;
- [15]. T. E. Ingerson, R. J. Kearney, and R. L. Coulter, *Appl. Opt.* **22**, 2013 (1983);
- [16]. P. G. Kwiat, A. M. Steinberg, R. Y. Chiao, P. H. Eberhard, and M. D. Petroff, *Phys. Rev. A* **48**, R867 (1993);
- [17]. S. Cova, A. Longoni, and A. Andreoni, *Rev. Sci. Instr.* **52**, 408 (1981);
- [18]. F. Zappa, A. Lacaita, S. Cova, and P. Webb, *Opt. Lett.* **19**, 846 (1994);

- [19]. G. G. Ribordy, N. Gisin, O. Guinnard, D. Stuck, M. Wegmuller, and H. Zbinden, *J. Mod. Opt.* **51**, 1381 (2004);
- [20]. Y. Kang, Y. H. Lo, M. Bitter, S. Kristjansson, Z. Pan, and A. Pauchard, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 1668 (2004);
- [21]. A. Yoshizawa, R. Kaji, and H. Tsuchida, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 3606 (2004);
- [22]. C. Langrock, E. Diamanti, R. V. Roussev, Y. Yamamoto, M. M. Fejer, and H. Takesue, *Opt. Lett.* **30**, 1725 (2005);
- [23]. N. Namekata, S. Sasamori, and S. Inoue, *Opt. Express* **14**, 10043 (2006);
- [24]. S. Cova, M. Ghioni, A. Lotito, I. Rech, and F. Zappa, *J. Mod. Opt.* **51**, 1267 (2004);
- [25]. C. Kurtsiefer, P. Zarda, S. Mayer, and H. Weinfurter, *J. Mod. Opt.* **48**, 2039 (2001);
- [26]. A. E. Lita, A. J. Miller, and S. W. Nam, *Opt. Express* **16**, 3032 (2008);
- [27]. G. N. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, A. Dzardanov, C. Williams, and R. Sobolewski, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 705 (2001);
- [28]. G. Gol'tsman *et al.*, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **17**, 246 (2007);
- [29]. K. M. Rosfjord, J. K. W. Yang, E. A. Dauler, A. J. Kerman, V. Anant, B. M. Voronov, G. N. Gol'tsman, and K. K. Berggren, *Opt. Express* **14**, 527 (2006);
- [30]. M. Tarkhov *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 241112 (2008).
- [31]. A. Korneev *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 5338 (2004).
- [32]. W. Słysz *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 261113 (2006).
- [33]. R. H. Hadfield, M. J. Stevens, S. S. Gruber, A. J. Miller, R. E. Schwall, R. P. Mirin, and S. W. Nam, *Opt. Express* **13**, 10846 (2005).
- [34]. A. D. Semenov, G. N. Gol'tsman, and A. A. Korneev, *Physica C* **351**, 349 (2001);
- [35]. A. D. Semenov, A. Engel, H. W. Hübers, K. Il'in, and M. Siegel, *Eur. Phys. J. B* **47**, 495 (2005);
- [36]. A. D. Semenov, P. Haas, H. W. Hübers, K. Il'in, M. Siegel, A. Kirste, T. Schurig, and A. Engel, *Physica C* **468**, 627 (2008);
- [37]. A. Engel, A. D. Semenov, H. W. Hübers, K. Il'in, and M. Siegel, *Physica C* **444**, 12 (2006);
- [38]. M. Bell, A. Sergeev, V. Mitin, J. Bird, A. Verevkin, and G. Gol'tsman, *Phys. Rev. B* **76**, 094521 (2007);
- [39]. A. Pearlman *et al.*, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **15**, 579 (2005);
- [40]. J. Zhang, W. Słysz, A. Pearlman, A. Verevkin, R. Sobolewski, O. Okunev, G. Chulkova, and G. N. Gol'tsman, *Phys. Rev. B* **67**, 1325081 (2003);
- [41]. A. J. Kerman, E. A. Dauler, W. E. Keicher, J. K. W. Yang, K. K. Berggren, G. Gol'tsman, and B. Voronov, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 111116 (2006);
- [42]. J. K. W. Yang, A. J. Kerman, E. A. Dauler, V. Anant, K. M. Rosfjord, and K. K. Berggren, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **17**, 581 (2007);

- [43]. M. Tinkham, in *Introduction to Superconductivity*, McGraw Hill Inc., New York, 1996, Chap. 3;
- [44]. A. Semenov, A. Engel, K. Il'in, G. Gol'tsman, M. Siegel, and H. W. Hübers, *Eur. Phys. J. AP* **21**, 171 (2003);
- [45]. K. S. Il'in, M. Lindgren, M. Currie, A. D. Semenov, G. N. Gol'tsman, R. Sobolewski, S. I. Cherednichenko, and E. M. Gershenson, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 2752 (2000);
- [46]. K. S. Il'in, I. I. Milostnaya, A. A. Verevkin, G. N. Gol'tsman, E. M. Gershenson, R. Sobolewski, *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 3938 (1998);
- [47]. A. D. Semenov, R. S. Nebosis, Yu. P. Gousev, M. A. Heusinger, K. F. Renk, *Physical Review B*, **52**, 581 (1995);
- [48]. S. Cherednichenko, P. Yagoubov, K. Il'in, G. Gol'tsman, E. Gershenson, Proceedings of the 8th international Symposium on Space Terahertz Tecnology, Cambridge, MA, USA, pg. 245 (1997);
- [49]. A. J. Kerman, E. A. Dauler, J. K. W. Yang, K. M. Rosfjord, V. Anant, K. K. Berggren, G. N. Gol'tsman, and B. M. Voronov, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 101110 (2007);
- [50]. V. Anant, A. J. Kerman, E. A. Dauler, J. K. W. Yang, K. M. Rosfjord, and K. K. Berggren, *Opt. Express* **16**, 10750 (2008);
- [51]. A. D. Semenov *et al.*, *Supercond. Sci. Technol.* **20**, 919 (2007);
- [52]. Jennifer Kitaygorsky, Ph-D thesis Univ. of Rochester (NY) (2008);
- [53]. J. Kitaygorsky, J Zhang, A. Verevkin, A. Sergeev, A. Korneev, V. Matvienko, K. Smirnov, B. Voronov, G. Gol'tsman, R. Sobolewski, *IEEE Trans on Appl. Superc.*, **15**, 545 (2005);
- [54]. J. M. Kosterlitz, D. J. Thouless, "Ordering, metastability, and phase transitions in two-dimensional systems", *J. Phys. C*, vol. 6, p. 1181 (1973);
- [55]. Z. L. Bereizinskii, *Zh. Eksp. Teor. Fis.*, vol. 61, p. 1144 (1971);
- [56]. B. I. Halperin and D. R. Nelson, "Resistive transition in superconducting films," *J. Low Temp. Phys.*, vol. 36, p. 599 (1979);
- [57]. A. T. Fiory, A. F. Hebard, W. I. Glaberson, "Superconducting phase transitions in indium/indium-oxide thin-film composites," *Phys. Rev. B*, vol. 28, p. 5075 (1983);
- [58]. A. M. Kadin, K. Epstein, and A. M. Goldman, "Renormalization and the Kosterlitz Thouless transition in a two-dimensional superconductor," *Phys. Rev. B*, vol. 27, pp. 6691-6702 (1983);
- [59]. A. Engel et al *Phys. Stat. Sol. C* vol. **2**, No. 5, 1668–1673 (2005)
- [60]. W. J. Skocpol, M.R. Beasley, M. Tinkham *Journal of Applied Physics*, **45**, 4054 (1974);
- [61]. Andrew J. Kerman, Joel K. W. Yang, Richard J. Molnar, Eric A. Dauler, and Karl K. Berggren, *Phys. Rev. B* **79**, 100509 (2009);
- [62]. Z. Yuan, B. E. Kardynal, R. M. Stevenson, A. J. Shields, C. J. Lobo, K. Cooper, N. S. Beattie, D. A. Ritchie, and M. Pepper, *Science* **295**, 102 (2002); [62]

- [63]. E. Waks, E. Diamanti, B. C. Sanders, S. D. Bartlett, and Y. Yamamoto, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 113602 (2004); [63]
- [64]. G. Brassard, N. Lutkenhaus, T. Mor, and B. C. Sanders, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1330 (2000);
- [65]. E. Knill, R. Laflamme, and G. J. Milburn, *Nature* **409**, 46 (2001);
- [66]. N. Sangouard, C. Simon, J. Minar, H. Zbinden, H. de Riedmatten, and N. Gisin, *Phys. Rev. A* **76**, 050301 (2007);
- [67]. C. Sliwa, and K. Banaszek, *Phys. Rev. A* **67**, 030101 (2003);
- [68]. G. I. Oya, and Y. Onodera, *J. Appl. Phys.* **45**, 1389 (1974);
- [69]. V. Anant *et al.*, *Opt. Express* **16**, 10750 (2008);
- [70]. K. M. Rosfjord *et al.*, *Opt. Express* **14**, 527 (2006);
- [71]. S. Miki *et al.*, *Electronics and Communications in Japan, Part II: Electronics* **85**, 77 (2002);
- [72]. R. E. d. Lamaestre, P. Odier, and J.-C. Villegier, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 232501 (2007);
- [73]. K. Iizuka *et al.*, *J. Cryst. Growth* **150**, 13 (1995);
- [74]. V. G. Brauer, and R. Esselborn, *Z. Anorg. Allg.Chem.* **309**, 151 (1961);
- [75]. V. G. Brauer, and H. Kirner, *Z. Anorg. Allg.Chem.* **328**, 34 (1964);
- [76]. R. Kampwirth, and K. Gray, *IEEE Trans. Mag.* **17**, 565 (1981);
- [77]. A. Shoji, S. Kiryu, and S. Kohjiro, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 1624 (1992);
- [78]. J. R. Gao *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 062504 (2007);
- [79]. J. A. Thornton, *Ann. Rev. Mater. Sci.* **7**, 239 (1977);
- [80]. J. A. Thornton, *J. Vac. Sci. Technol.* **11**, 666 (1973);
- [81]. J. A. Thornton, *J. Vac. Sci. Technol. A* **4**, 3059 (1986);
- [82]. D. L. Smith, New York: McGraw-Hill, Inc., Chapter 5 (1995);
- [83]. K. S. Keskar, T. Yamashita, and Y. Onodera, *Jpn. J. Appl. Phys.* **10**, 370 (1971);
- [84]. D. L. Smith, New York: McGraw-Hill, Inc., Chapter 9 (1995);
- [85]. P. Yagoubov *et al.*, in *Proceedings of the 7th International Symposium On Space Terahertz Technology*, Boston, MA, 290 (1996);
- [86]. S. Kubo *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **44**, 258 (1984);
- [87]. S. Thakoor *et al.*, *J. Appl. Phys.* **58**, 4643 (1985);
- [88]. N. N. Iosad *et al.*, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **11**, 3832 (2001);
- [89]. D. D. Bacon *et al.*, *J. Appl. Phys.* **54**, 6509 (1983);
- [90]. K. L. Westra, M. J. Brett, and J. F. Vaneldik, *J. Vac. Sci. Technol. A* **8**, 1288 (1990) ;
- [91]. J. C. Villegier *et al.*, *IEEE Trans. Mag.* **21**, 498 (1985);
- [92]. M. Bhushan, *J. Vac. Sci. Technol. A* **5**, 2829 (1987);
- [93]. V. G. Brauer, and R. Esselborn, *Z. Anorg. Allg.Chem.* **309**, 151 (1961);
- [94]. L. E. Toth, New York: Academic Press, Chapter 7 (1971);.

- [95]. K. M. Rosfjord *et al.*, *Opt. Express* **14**, 527 (2006);
- [96]. R. E. d. Lamaestre, P. Odier, and J.-C. Villegier, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 232501 (2007);
- [97]. K. Iizuka *et al.*, *J. Cryst. Growth* **150**, 13 (1995);
- [98]. S. Miki *et al.*, *Electronics and Communications in Japan, Part II: Electronics* **85**, 77 (2002);
- [99]. R. Kampwirth, and K. Gray, *IEEE Trans. Mag.* **17**, 565 (1981);
- [100]. A. Shoji, S. Kiryu, and S. Kohjiro, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 1624 (1992);
- [101]. A. M. Kadin, Wiley, New York, 1999, Chap 2;
- [102]. N. Hadacek, M. Sanquer, and J. C. Villégier, *Phys. Rev. B* **69**, 024505 (2004);
- [103]. H. S. J. van der Zant *et al.*, *Phys. Rev. B* **54**, 10081 (1996);
- [104]. A. Larkin, *Annalen der Physik* **8**, 785 (1999);
- [105]. J. R. Gao *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 062504 (2007);
- [106]. Francesco Marsili, Ph-D thesis Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (2008);
- [107]. S. Maniv, and W. D. Westwood, *J. Appl. Phys.* **51**, 718 (1980);
- [108]. W. D. Westwood, *J. Vac. Sci. Technol.* **15**, 1 (1978);
- [109]. M. Benkahoul, Doctoral thesis (2004);
- [110]. Z. Wang *et al.*, *J. Appl. Phys.* **79**, 7837 (1996);
- [111]. N. N. Iosad *et al.*, *J. Vac. Sci. Technol. A* **19**, 1840 (2001);
- [112]. N. N. Iosad *et al.*, *J. Appl. Phys.* **88**, 5756 (2000);
- [113]. N. N. Iosad *et al.*, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **13**, 3301 (2003);
- [114]. M. Gurvitch, *J. Vac. Sci. Technol. A* **2**, 1550 (1984);
- [115]. N. N. Iosad *et al.*, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **9**, 1720 (1999);
- [116]. F. Mattioli, R. Leoni, A. Gaggero, M. G. Castellano, P. Carelli, F. Marsili and A. Fiore *J. Appl. Phys.* **101**, 054302 (2007);
- [117]. A. Yariv and P. Yeh, “*Optical Waves in Crystals*”, Wiley ed., 2003, chap. 6
- [118]. G. N. Gol’tsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, A. Dzardanov, C. Williams, and R. Sobolewski, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 705 (2001);
- [119]. Danzebrink, H. U., Wilkening, G. & Ohlsson, O. *Appl. Phys. Lett.* **67**, (1981);
- [120]. Hayden, O., Agrawal, R. & Lieber, C. M. *Nature Mater.* **5**, 352 (2006);
- [121]. Sobolewski, R., Verevkin, A., Gol’tsman, G. N., Lipatov, A., & Wilsher, K., *IEEE Trans. Appl. Superconductivity* **13**, 1151 (2003);
- [122]. M. Fujiwara, and M. Sasaki, *Appl. Opt.* **46**, 3069 (2007);
- [123]. D. Rosenberg, A. E. Lita, A. J. Miller, and S. W. Nam, *Phys. Rev. A* **71**, 1 (2005);
- [124]. L. A. Jiang, E. A. Dauler, and J. T. Chang, *Phys. Rev. A* **75**, 62325 (2007);
- [125]. G. Gol’tsman *et al.*, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **17**, 246 (2007);
- [126]. M. Tarkhov *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 241112 (2008).

- [127]. E. J. Gansen, M. A. Rowe, M. B. Greene, D. Rosenberg, T. E. Harvey, M. Y. Su, R. H. Hadfield, S. W. Nam, and R. P. Mirin, *Nature Photon.* **1**, 585 (2007);
- [128]. B. E. Kardynal, S. S. Hees, A. J. Shields, C. Nicoll, I. Farrer, and D. A. Ritchie, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 181114 (2007);
- [129]. G. Zambra, M. Bondani, A. S. Spinelli, F. Paleari, and A. Andreoni, *Rev. Sci. Instr.* **75**, 2762 (2004);
- [130]. E. Waks, K. Inoue, W. D. Oliver, E. Diamanti, and Y. Yamamoto, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **9**, 1502 (2003);
- [131]. K. Yamamoto, K. Yamamura, K. Sato, T. Ota, H. Suzuki, and S. Ohsuka, *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, 2006 **2**, 1094 (2006);
- [132]. E. A. Dauler, B. S. Robinson, A. J. Kerman, J. K. W. Yang, K. M. Rosfjord, V. Anant, B. Voronov, G. Gol'tsman, and K. K. Berggren, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **17**, 279 (2007);
- [133]. D. Achilles, C. Silberhorn, C. Śliwa, K. Banaszek, and I. A. Walmsley, *Opt. Lett.* **28**, 2387 (2003);
- [134]. M. J. Fitch, B. C. Jacobs, T. B. Pittman, and J. D. Franson, *Phys. Rev. A* **68**, 043814 (2003);
- [135]. E. A. Dauler, B. S. Robinson, A. J. Kerman, J. K. W. Yang, K. M. Rosfjord, V. Anant, B. Voronov, G. Gol'tsman, and K. K. Berggren, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **17**, 279 (2007);
- [136]. F. Marsili, D. Bitauld, A. Gaggero, S. Jahanmirinejad, R. Leoni, F. Mattioli and A. Fiore, *New Journ. of Phys.* **11**, 045022 (2009);
- [137]. J. Zhang, W. Slysz, A. Verevkin, O. Okunev, G. Chulkova, A. Korneev, A. Lipatov, G. N. Gol'tsman, and Roman Sobolewski, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **13**, 180 (2003);
- [138]. A. Guill'en-Cervantes, Z. Rivera-Alvarez, M. L'opez-L'opez, E. L'opez-Luna, I. Hern'andez-Calder'on, *Thin Solid Films*, **373**, 159 (2000);