



FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE FISICHE E NATURALI

*Dipartimento di Fisica "Edoardo Amaldi"*

*Dottorato di ricerca in fisica - XXV ciclo*

# **Interazione e rivelazione di radiazione THz con barriere metallo-semiconduttore**

Roberta Bagni

Coordinatore:

Prof. R. Raimondi

Tutore:

Prof. F. Evangelisti

Dott. A. Notargiacomo

A. A. 2012/2013



*Al Boss*



## *Ringraziamenti*

Devo riconoscere che questi ultimi 3 anni, tutti dedicati al dottorato, sono stati gli anni più belli, i più soddisfacenti, i più appaganti da quando ho iniziato a studiare Fisica. E questo credo sia il traguardo più importante raggiunto al di là delle difficoltà superate e dei risultati scientifici ottenuti, che non sono mancati per mia somma gioia. Mi riservo dunque queste pagine per ringraziare tutti coloro che mi hanno consentito, chi più chi meno, di raggiungere questo stato di grazia.

Questo lavoro di tesi ha visto la collaborazione stretta e continuativa tra il Laboratorio di Fisica e Tecnologia dei Semiconduttori del Dipartimento di Fisica dell'Università degli Studi Roma TRE e l'Istituto di Fotonica e Nanotecnologie del CNR, sezione di Roma.

Ringrazio il Prof. Florestano Evangelisti, responsabile del Laboratorio di Fisica e Tecnologia dei Semiconduttori del Dipartimento di Fisica, Università degli Studi Roma TRE, mio relatore "da sempre", che mi ha dato l'opportunità di vivere questa esperienza mettendomi a disposizione nuovamente (dopo la tesi triennale e la tesi magistrale) tutto il suo immenso sapere. Un grazie sentito va alla Dott.ssa Luciana Di Gaspare, per il nostro nuovo modo di comunicare, sintetico ed essenziale senza parole di troppo, come piace a lei, ma con un'immensa partecipazione emotiva, come piace a me.

L'Istituto di Fotonica e Nanotecnologie (IFN) del CNR, sezione di Roma, è stata la mia seconda casa in questi 3 anni, dove avrei anche dormito se mi avessero messo a disposizione una stanza. Per questo ringrazio fortemente la Dott.ssa Maria Gabriella Castellano, responsabile UOS, per avermi dato tale opportunità. Un forte grazie lo rivolgo a tutte le persone che con me hanno fatto sì che questo lavoro fosse portato a compimento: il Dott. Ennio Giovine grazie al quale ho avuto l'abilitazione all'uso in solitaria del macchinario per la litografia elettronica (credo di essere l'unica in tutto l'istituto!), il Dott. Michele Ortolani grazie al quale ho appreso le tecniche per la caratterizzazione al THz. Un grazie speciale va alla Dott.ssa Alessandra Di Gaspare, grande sostegno sia scientifico sia umano durante le lunghe giornate in istituto. Grazie ai miei compagni di viaggio: all'ing. Stefano Carta, all'ing. Roberto Casini (entrambi li ringrazio per avermi fatto fare pace con il mondo degli ingegneri), alla Dott.ssa Valeria Giliberti con i quali ho condiviso gioie e dolori che comportano 3 anni di ricerca. Infine

ringrazio tutti gli altri ricercatori (e non) dell'istituto, ognuno a suo modo ha reso questi 3 anni indimenticabili: il Dott. Roberto Leoni, il Prof. Pasquale Carelli, il Dott. Guido Torrioli, il Dott. Fabio Chiarello, la Dott.ssa Sabrina Foglia, la Dott.ssa Annamaria Gerardino, il Dott. Francesco Mattioli, il Dott. Luca Businaro, il Dott. Alessandro Gaggero, la Dott.ssa Sara Cibella, il Dott. Roberto Pilloton, il Dott. Vittorio Foglietti, la sig. Ida D'Obici. In particolare ringrazio la sig. Sonia Franceschini, la quale, non so perché, ha deciso di adottarmi spiritualmente.

Ringrazio tutti gli Amici che in questi 3 anni, ma non solo, hanno avuto la pazienza di attendere questo "parto" infinito: la Dott.ssa Marialilia Pea, la Dott.ssa Valentina Ferrara, la Dott.ssa Monica Schneider Graziosi, Emilia Pace, il Dott. Simone Federici, il Dott. Manuel Gargano. Poi ringrazio le intere famiglie che ho acquisito in questi anni: la fam. Leonetti-Truini, la fam. Mannocchi-Vantaggi. Un grazie a Samoa Bastonini ed alla Dott.ssa Daria Castellana, Sabrina Illuminati ed alla Dott.ssa Veronica Trimarchi. Grazie ai miei genitori, ai miei zii (in particolare gli zii "fisici"), a mio fratello, a Rita ed a mio cugino Riccardo. Grazie per il sostegno, la pazienza, il supporto e la sopportazione.

Grazie a te, R. Come sempre, il supporto fondamentale, paziente e solidale nell'attendere i miei risultati di vita, i nostri risultati di vita. In fondo, questa tesi è un po' anche tua.

Infine, il mio grazie immenso va al Dott. Andrea Notargiacomo, a cui dedico questa tesi; senza il suo sostegno, i suoi insegnamenti, il suo lavoro, il suo tempo, le sue osservazioni puntigliose, puntuali e precise (le 3 "p" così adorate e così odiate contemporaneamente) il mio percorso non sarebbe stato così "sorprendente". Ogni studente dovrebbe avere la fortuna di poter imparare da un mentore così.

Grazie per avermi dato le aali.

"Volli, e volli sempre, e fortissimamente volli" (Vittorio Alfieri)

---

# Sommario

INTRODUZIONE .....	III
<b>CAPITOLO 1 LA GIUNZIONE SCHOTTKY .....</b>	<b>1</b>
1.1 IL DIODO SCHOTTKY .....	2
1.1.1 <i>Bande di energia</i> .....	2
1.1.2 <i>Regione di carica spaziale</i> .....	4
1.1.3 <i>Giunzione metallo-semiconduttore polarizzata</i> .....	4
1.1.4 <i>Dipendenza dell'abbassamento dell'altezza di barriera dovuto alla carica immagine</i> ..	5
1.1.5 <i>Caratteristica corrente-tensione</i> .....	7
1.2 TEORIA DEL TRASPORTO NELLE BARRIERE SCHOTTKY .....	9
1.2.1 <i>Il trasporto in polarizzazione diretta</i> .....	10
1.2.2 <i>Il trasporto in polarizzazione inversa</i> .....	18
1.2.3 <i>Capacità di una barriera Schottky</i> .....	20
1.2.4 <i>Analisi della giunzione metallo-semiconduttore n-semiconduttore n<sup>+</sup></i> .....	24
1.3 LA GIUNZIONE SCHOTTKY COME DETECTOR PER LE ALTE FREQUENZE.....	29
1.3.1 <i>Comportamento dinamico</i> .....	29
1.3.2 <i>Risposta della giunzione Schottky ad un segnale RF</i> .....	31
1.3.3 <i>Trasporto nella barriera Schottky in funzione della frequenza</i> .....	34
1.3.4 <i>Modellizzazione della giunzione Schottky</i> .....	36
<b>CAPITOLO 2 PROGETTAZIONE E REALIZZAZIONE DEI DISPOSITIVI .....</b>	<b>43</b>
2.1 PARAMETRI DI PROGETTAZIONE PER DETECTOR THZ .....	44
2.1.1 <i>Scelta dell'architettura di diodi Schottky</i> .....	44
2.1.2 <i>Definizione delle caratteristiche dei film di semiconduttore</i> .....	46
2.1.3 <i>Parametri dell'anodo Schottky e delle antenne</i> .....	47
2.2 CRESCITA EPITASSIALE DEL MATERIALE ATTIVO .....	50
2.3 IMPLEMENTAZIONE DELLA TECNOLOGIA AIR-BRIDGE SU GE .....	55
2.3.1 <i>Realizzazione dell'Air-Bridge mediante attacco a secco</i> .....	58
2.3.2 <i>Realizzazione dell'Air-Bridge mediante trilayer</i> .....	73
2.4 REALIZZAZIONE DEI DIODI SCHOTTKY PER IL THZ.....	80
2.4.1 <i>Layout del campione e dei dispositivi</i> .....	80
2.4.2 <i>Realizzazione del dispositivo</i> .....	81
<b>CAPITOLO 3 CARATTERIZZAZIONE DEI DISPOSITIVI .....</b>	<b>93</b>
3.1 CARATTERIZZAZIONE ELETTRICA DEI DISPOSITIVI.....	94
3.1.1 <i>Apparati sperimentali</i> .....	96
3.1.2 <i>Caratterizzazione elettrica a temperatura ambiente</i> .....	97
3.1.3 <i>Stima dei parametri statici</i> .....	99
3.2 CARATTERIZZAZIONE AD ALTA FREQUENZA .....	110

---

3.2.1	<i>Apparati sperimentali</i> .....	110
3.2.2	<i>Caratterizzazione THz dei dispositivi</i> .....	113
3.2.3	<i>Analisi dei risultati</i> .....	118
<b>CONCLUSIONI</b> .....		<b>123</b>
<b>BIBLIOGRAFIA</b> .....		<b>127</b>



---

# Introduzione

Con il termine “Banda Terahertz” (THz) viene spesso indicata la regione spettrale che si colloca al confine tra l’elettronica e la fotonica. In particolare, la banda THz comprende onde elettromagnetiche aventi frequenze variabili da 0.1 a 10 THz, corrispondenti a lunghezze d’onda da 3 mm a 30  $\mu\text{m}$  [1]. La radiazione THz è una radiazione non ionizzante, in grado di penetrare numerosi materiali dielettrici di uso comune generalmente opachi alla radiazione del visibile e dell’infrarosso, e permette l’identificazione spettroscopica di composti e sostanze definite “pericolose” come esplosivi e droghe [2] [3]. Le onde THz hanno frequenze troppo alte per l’elettronica convenzionale e le energie dei fotoni sono troppo basse per l’ottica classica [4] [5]. Da un punto di vista delle applicazioni in ambito elettronico, è evidente come “l’elettronica al THz” sia una zona di transizione tra l’elettronica delle microonde e la fotonica dell’infrarosso. Dunque la generazione e la rilevazione della radiazione THz risulta essere un campo poco esplorato e di difficile applicabilità [1] ed è tutt’oggi una sfida [6].

Lo studio dei meccanismi di interazione e di risposta dei semiconduttori alla radiazione di frequenza dell’ordine dei TeraHertz (THz) ha destato negli ultimi anni grande interesse. E’ chiaro come sia attuale e fortemente motivato l’interesse ed il consecutivo sviluppo di tecnologie nel campo della micro e nano elettronica per la realizzazione di sorgenti e rivelatori per il THz, in particolar modo per dispositivi a semiconduttore. I semiconduttori, configurabili in matrici e integrabili nella microelettronica, sono i materiali più adatti per la realizzazione di rivelatori veloci.

---

Fino ad oggi lo sviluppo di sistemi per la rivelazione THz e sub-THz ha seguito approcci differenti. I sistemi bolometrici, ad esempio, mostrano una migliore detettività e possono raggiungere elevate larghezze di banda di modulazione (bolometri superconduttori), ma necessitano di sistemi di raffreddamento criogenico. D'altra parte, le diverse tipologie di rivelatori THz operanti a temperature più elevate sono caratterizzati da una minor sensibilità, un'estrema lentezza nella risposta, ed operano a frequenze minori di 1 THz. Inoltre la loro integrazione in array è tecnologicamente complessa.

I dispositivi a semiconduttore a due terminali, come ad esempio eterostrutture basate su giunzioni metallo-semiconduttore (giunzione Schottky), utilizzando gli effetti di carica in prossimità della giunzione metallo-semiconduttore e risultano più veloci rispetto ai tradizionali transistor. E' così emerso come la tecnologia chiave per la generazione, l'amplificazione e la rilevazione di segnali elettrici a frequenze sub-millimetriche (e dunque a frequenze THz) possa basarsi sul trasporto in dispositivi a semiconduttore a due terminali [7]. Da questo punto di vista i diodi Schottky, ovvero dispositivi basati sulla giunzione metallo-semiconduttore, accoppiati con antenne e guide d'onda, sono attualmente i dispositivi più sviluppati in grado di rilevare la radiazione alle alte frequenze [8], in special modo nella regione spettrale della già definita "banda Terahertz" (THz). Tuttavia, le prestazioni generali di questi dispositivi, come potenza ed efficienza, si degradano man mano che l'intervallo di funzionamento viene spostato verso il THz. Questa limitazione data dalla tecnologia elettronica per il THz, insieme con l'eccessivo costo della strumentazione, ha rappresentato un grande ostacolo per lo sviluppo della ricerca sul THz [7]. Il principio di funzionamento di un diodo Schottky sfrutta la non linearità e l'asimmetria della caratteristica corrente-tensione in grado di generare, in risposta ad un campo elettro-magnetico oscillante incidente, un segnale in uscita in corrente continua mediante la rettificazione. Nonostante la semplicità del principio di funzionamento dei diodi Schottky, l'implementazione tecnologica è spesso complicata, poiché il trasporto elettrico nel dispositivo deve essere in grado di "seguire" la frequenza di radiazione richiedendo la minimizzazione della costante di tempo RC [2].

---

Altra sfida tecnologica, molto significativa e molto attuale, è direttamente collegata con i componenti opto-elettronici basati su Silicio. E' ben noto il ruolo significativo che riveste il silicio nella microelettronica, come è noto il ruolo chiave che rivestono i semiconduttori III-V nell'opto-elettronica [9]. I semiconduttori del gruppo IV (quali silicio e germanio) non sono generalmente adatti per la realizzazione di componenti fotonici a causa della loro banda proibita indiretta. Dal momento che l'elettronica attuale è basata quasi totalmente sul silicio, l'idea di poter interfacciare a livello di singolo dispositivo elettronica e fotonica ha stimolato per molti anni la ricerca su svariate strutture e dispositivi basati su silicio. Tra i semiconduttori del IV gruppo, il germanio riveste il ruolo di probabile candidato per sostituire l'arseniuro di gallio in alcune applicazioni optoelettroniche. Già impiegato con successo per la realizzazione di dispositivi veloci per la rivelazione della radiazione infrarossa alla lunghezza d'onda di  $1.55 \mu\text{m}$  [10], il germanio presenta una mobilità elettronica elevata ed ha il vantaggio di essere compatibile ed integrabile con la tecnologia del silicio.

Le moderne tecniche di deposizione epitassiale di semiconduttori rendono possibile la creazione di materiali artificiali le cui proprietà elettroniche possono essere variate con grande libertà. Infatti, tramite l'ingegneria di banda, è possibile controllare le proprietà elettroniche (energia di gap e allineamenti di banda) agendo sulla sequenza degli strati cresciuti. La disponibilità di queste strutture artificiali ha permesso quindi di aprire nuovi fronti per la realizzazione di dispositivi elettronici e optoelettronici innovativi con elevate prestazioni [11]. Le eterostrutture, ossia sequenze di strati di semiconduttori diversi, hanno attratto e ancora suscitano un crescente interesse per le loro possibili applicazioni in ambito tecnologico e per studi fondamentali. Fra le possibili eterostrutture un ruolo particolare è riservato alle eterostrutture fra semiconduttori del IV gruppo quali silicio (Si), germanio (Ge) e loro leghe SiGe. Fra i vantaggi fondamentali nell'uso di tali sistemi [12] si ricorda la loro compatibilità con l'attuale, ben sviluppata tecnologia per l'elettronica in Si, e la capacità di essere impiegati come rivelatori per le comunicazioni optoelettroniche in terza finestra [13], [14], [10]. Molto recentemente si è sviluppato un vivace interesse nella comunità scientifica e tecnologica per lo studio di eterostrutture contenenti Ge e SiGe ad alta concentrazione di Ge. L'interesse è motivato dal fatto che il Ge ha una più elevata mobilità dei portatori rispetto al Si, dovuta a una

---

minore massa efficace, e grazie ai valori della gap diretta e indiretta di energia, pari a 0.8 eV e 0.66 eV è pienamente utilizzabile per la rivelazione di segnali optoelettronici [15]. Queste caratteristiche lo rendono uno dei materiali più interessanti per un'ampia gamma di applicazioni. Ad esempio l'alta mobilità dei portatori permetterebbe la realizzazione sia di transistor a effetto di campo a modulazione di drogaggio (MOD-FET), sia di transistor metallo-ossido-semiconduttore a effetto di campo (MOSFET) con canali di germanio, con prestazioni migliori rispetto al Si.

Il lavoro di questa tesi di dottorato si inserisce in questo panorama scientifico e tecnologico e pone come obiettivo la realizzazione di giunzioni metallo-semiconduttore (giunzioni Schottky) in germanio epitassiale e la loro caratterizzazione morfologica ed elettrica nell'intervallo di radiazione alle frequenze THz, con scopo ultimo quello di studiare la rivelazione THz mediante giunzioni metallo-semiconduttore realizzate con eterostrutture Si/Ge.

Questa tesi è strutturata in tre capitoli:

- Nel primo capitolo verranno dapprima presentate la teoria fisica alla base delle giunzioni metallo-semiconduttore (giunzioni Schottky) e la descrizione dei principali meccanismi di trasporto elettrico; successivamente si analizzerà la teoria della giunzione Schottky utilizzata come rivelatore per le alte frequenze.
- Nel secondo capitolo verranno espone la progettazione e la realizzazione di diodi Schottky per la rivelazione delle frequenze THz. La prima parte del capitolo riporterà la modellizzazione di una giunzione Schottky reale, mettendo in evidenza quali siano i principali parametri di progettazione determinanti per il funzionamento di questi dispositivi come detector per il THz. Successivamente verrà descritta brevemente la crescita dei materiali utilizzati e verrà esposto il lavoro sperimentale di messa a punto dei processi tecnologici necessari per la realizzazione dei dispositivi.
- Nel terzo capitolo verranno presentati i principali risultati sperimentali di caratterizzazione elettrica e caratterizzazione alle alte frequenze (caratterizzazione THz) dei diodi Schottky realizzati su germanio epitassiale.

---

Nella prima parte del capitolo verranno descritte ed analizzate le curve corrente-tensione (curve I-V) ottenute mediante misure di trasporto elettrico effettuate con tecnica a due terminali a temperatura ambiente. Dalle caratteristiche I-V ottenute si sono stimati i parametri caratteristici la giunzione Schottky quali il fattore di idealità, la resistenza serie, la corrente di saturazione e la capacità di giunzione. Tali parametri sono necessari per la stima della frequenza di cutoff del dispositivo, ovvero la frequenza massima della radiazione rivelabile. Nella seconda parte del capitolo verrà presentata la caratterizzazione dei dispositivi effettuata utilizzando una sorgente THz tunabile.

---

---

# Lista delle pubblicazioni su riviste internazionali

- 1) A. Notargiacomo, **R. Bagni**, E. Giovine, V. Foglietti, S. Carta, M. Pea, L. Di Gaspare, G. Capellini and F. Evangelisti, *"Fabrication of air-bridge Schottky diodes on germanium for high speed IR detectors"*, Microelectronic Engineering 88 (2011) 2714–2716
- 2) R. Casini, A. Di Gaspare, E. Giovine, A. Notargiacomo, M. Ortolani, **R. Bagni**, S. Carta, L. Di Gaspare, G. Capellini, F. Evangelisti and V. Foglietti, *"Towards Substrate Removal in Quasi-Optical Schottky Detector Arrays"*, IEEE, Proceeding di IRMMW-THz 2011, 36th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (2011)
- 3) **R. Bagni**, E. Giovine, S. Carta, A. Di Gaspare, R. Casini, M. Ortolani, V. Foglietti, F. Evangelisti and A. Notargiacomo, *"Fabrication of air-bridge Schottky junction on Ge/SOI for THz detection"*, Microelectronic Engineering sottomesso (2013)
- 4) S. Carta, **R. Bagni**, E. Giovine, V. Foglietti, F. Evangelisti, and A. Notargiacomo, *"Fabrication of bulk and epitaxial germanium field emitter arrays by dry etching techniques"*, Microelectronic Engineering in fase di pubblicazione (2013)
- 5) R. Casini, A. D'Amico, M. Ortolani, A. Di Gaspare, V. Foglietti, A. Notargiacomo, **R. Bagni** and E. Giovine, *"Terahertz Responsivity Measurements of Zero Bias GaAs Schottky Junctions with different Broadband Antennas"*, Microelectronic Engineering sottomesso (2013)
- 6) **R. Bagni** et al, *"Germanium on silicon sub-THz Schottky diode"*, in preparazione (2013)

---



---

# Lista delle partecipazioni a convegni

- NANOTEC 2009, Roma, 31/03-03/04 2009  
*"Fabrication of carbon nanodevices for future nanoelectronics"*  
S. Foglia, A. Notargiacomo, E. Giovine, **R. Bagni**, L. Di Gaspare, and F. Evangelisti
  
- TransAlp' Nano 2010, Lago di Como 02-05 /06/2010  
*"Fabrication of germanium-based Schottky-diode devices for application as high speed infrared detectors"*  
A. Notargiacomo, **R. Bagni**, E. Giovine, V. Foglietti, S. Carta, M. Pea, L. Di Gaspare, G. Capellini and F. Evangelisti
  
- E-MRS Spring Meeting, Strasburg, 07-11/06/2010  
*"Solution processing of graphene-like carbonaceous structures"*  
S. Foglia, S. Iacobucci, **R. Bagni**, G. Capellini and F. Evangelisti
  
- 36<sup>th</sup> Micro and Nano Engineering, Genova 19-22 /09/2010  
*"Fabrication of germanium-based Schottky-diode devices for application as high speed infrared detectors"*  
A. Notargiacomo, **R. Bagni**, E. Giovine, V. Foglietti, S. Carta, M. Pea, L. Di Gaspare, G. Capellini and F. Evangelisti
  
- IRMMW-THz 2011, Houston 02-07/10/2011  
*"Towards Substrate Removal in Quasi-Optical Schottky Detector Arrays"*  
R. Casini, A. Di Gaspare, E. Giovine, A. Notargiacomo, M. Ortolani, **R. Bagni**, S. Carta, L. Di Gaspare, G. Capellini, F. Evangelisti and V. Foglietti
  
- 38<sup>th</sup> Micro and Nano Engineering, Toulous (Fr) 16-20/09/2012  
*"Fabrication of Air-Bridge sub-micron Schottky junction on Ge/SOI"*  
**R. Bagni**, E. Giovine, S. Carta, A. Di Gaspare, R. Casini, M. Ortolani, V. Foglietti, F. Evangelisti and A. Notargiacomo  
  
*"Fabrication of bulk and epitaxial germanium field emitter arrays by dry etching techniques"*  
S. Carta, **R. Bagni**, E. Giovine, V. Foglietti, F. Evangelisti, and A. Notargiacomo

---

*“Terahertz Responsivity Measurements of Zero Bias GaAs Schottky Junctions with different Broadband Antennas”*

R. Casini, A. D’Amico, M. Ortolani, A. Di Gaspare, V. Foglietti, A. Notargiacomo, **R. Bagni** and E. Giovine

# Capitolo 1 La giunzione Schottky

La giunzione metallo-semiconduttore (giunzione Schottky) riveste una notevole importanza nelle tecnologie dei dispositivi a semiconduttore. Tale struttura sorge naturalmente quando si creano dei contatti metallici con un semiconduttore e possono avere caratteristiche elettriche ed ottiche tali da renderle dei dispositivi utili in numerose applicazioni optoelettroniche. Ad esempio, per particolari metalli e tipi di semiconduttore, le giunzioni metallo-semiconduttore si comportano come diodi raddrizzatori (diodi Schottky) veloci e ad elevata potenza.

Le giunzioni metallo-semiconduttore sono anche alla base del funzionamento dei rivelatori di radiazione THz basati su diodi Schottky, oggetto di questo lavoro di tesi. In questo capitolo quindi verranno dapprima presentate la teoria fisica alla base di tali giunzioni e la descrizione dei principali meccanismi di trasporto elettrico, e successivamente si focalizzerà l'attenzione sull'utilizzo della giunzione Schottky come rivelatore per le alte frequenze.

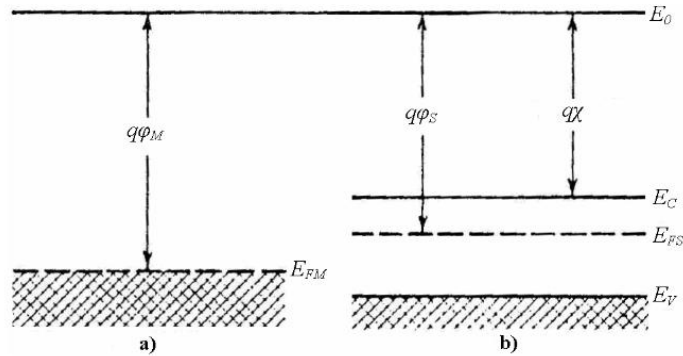
## 1.1 Il diodo Schottky

Il primo ed il più semplice dispositivo elettronico a semiconduttore è stato il contatto metallo-semiconduttore, costituito da un filo metallico premuto sulla superficie di un semiconduttore. Nel 1938 Schottky suggerì che il suo comportamento raddrizzante potesse derivare da una barriera di potenziale prodotta da cariche spaziali fisse nel semiconduttore (barriera Schottky). Un contatto metallo-semiconduttore può anche non essere raddrizzante se il contatto presenta una resistenza trascurabile ed indipendente dalla tensione applicata (contatto ohmico). In questo paragrafo vengono descritti i diagrammi a bande di energia e la caratteristica I-V dei contatti metallo-semiconduttore di tipo raddrizzante [16].

### 1.1.1 Bande di energia

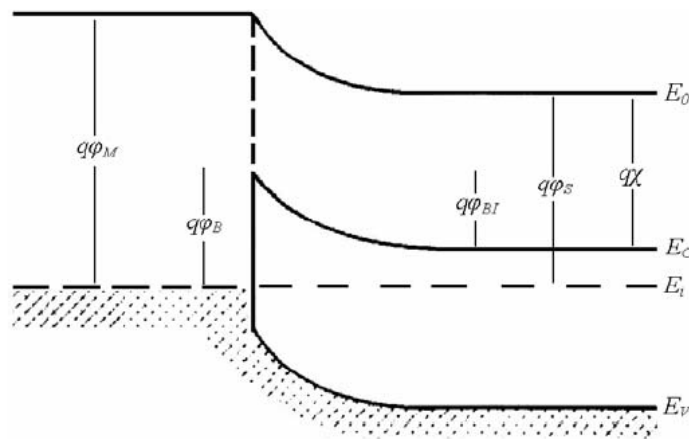
In Figura 1.1 sono illustrati i diagrammi a bande di energia di un metallo e di un semiconduttore di tipo  $n$  isolati, assumendo come riferimento il livello del vuoto  $E_0$  (cioè il livello di energia dell'elettrone libero). Si definisce funzione lavoro la differenza di energia tra il livello di Fermi e il livello del vuoto  $E_0$ . La funzione lavoro  $q\phi_M$  è una caratteristica definita per ciascun tipo di metallo (per i diversi metalli è compresa tra 2 e 10 eV), mentre quella del semiconduttore  $q\phi_s$  dipende dal drogaggio, in quanto esso modifica il valore del livello di Fermi  $E_{fs}$ . In genere la funzione lavoro del metallo è differente da quella del semiconduttore. In Figura 1.1 viene riportata anche l'affinità elettronica  $q\chi$  che rappresenta la differenza di energia tra il fondo della banda di conduzione  $E_c$  ed il livello del vuoto  $E_0$ . L'affinità elettronica dipende dalle proprietà del reticolo cristallino ed è quindi una costante del sistema (per il silicio vale 4.15 V, per il germanio 4 V, per l'arseniuro di gallio 4.07 V).

Se  $\phi_M < \phi_s$  ( $\phi_M > \phi_s$ ) gli elettroni nel metallo possiedono in media un'energia totale maggiore (minore) di quella relativa agli elettroni liberi nel semiconduttore.



**Figura 1.1: Diagramma a bande di un metallo e di un semiconduttore di tipo n, isolati.**

Nel caso  $\phi_M > \phi_S$ , quando metallo e semiconduttore vengono messi in contatto, la differenza di energia media provoca un trasferimento di elettroni dal semiconduttore al metallo fino al raggiungimento dell'equilibrio termodinamico. Ciò determina una nuova configurazione delle bande di energia, come mostrato in Figura 1.2.



**Figura 1.2: Diagramma a bande di una giunzione Schottky raddrizzante, formata tra un metallo ed un semiconduttore di tipo n**

Non essendo presente alcuna corrente all'equilibrio, il livello di Fermi é costante lungo la giunzione e le bande del semiconduttore presentano una curvatura che, come si vedrá in seguito, é dovuta alla presenza di una regione di carica spaziale.

Si può notare che all'interfaccia metallo-semiconduttore esiste una brusca discontinuità, nota come barriera Schottky, rappresentata dal gradino di potenziale di altezza [16]:

$$q\phi_{Bn} = q(\phi_M - \chi)$$

Nel caso di una barriera Schottky formata con un semiconduttore di tipo  $p$ , l'altezza della barriera sarà data da:

$$q\phi_{Bp} = E_g - q\phi_{Bn} = E_g - q(\phi_M - \chi)$$

1-2

dove  $E_g$  è l'ampiezza della banda proibita del semiconduttore.

Nel seguito verranno trattati esclusivamente giunzioni Schottky con semiconduttori di tipo  $n$  e si denominerà il sistema in oggetto "diodo Schottky" ipotizzando che la barriera sia tale da produrre effetti di raddrizzamento della corrente.

### 1.1.2 Regione di carica spaziale

Per effetto del flusso di elettroni dal semiconduttore al metallo, la popolazione di elettroni liberi nel semiconduttore risulta svuotata in prossimità del contatto, dove si viene a creare una regione detta di "svuotamento" o di "carica spaziale".

In un semiconduttore di tipo  $n$ , la carica positiva situata all'interno della zona di svuotamento può essere dovuta sia ai donori non compensati sia alle lacune libere. Tuttavia la popolazione di lacune libere è generalmente trascurabile e nell'analisi della distribuzione di carica, si effettua la cosiddetta "approssimazione di svuotamento": si considerano cioè solo gli ioni del drogaggio non compensati.

La densità elettronica è molto inferiore alla densità di donori solo all'interno della zona di svuotamento; all'esterno di essa la densità elettronica è confrontabile con la concentrazione di donori (per questo motivo la zona di svuotamento è detta anche regione di carica spaziale, ovvero localizzata) [16].

La differenza di potenziale che si stabilisce agli estremi di tale regione è detta tensione di built-in  $q\phi_i$  e determina la curvatura delle bande di energia (si veda la Figura 1.2).

### 1.1.3 Giunzione metallo-semiconduttore polarizzata

All'equilibrio esiste una barriera  $q\phi_{Bn}$  ed una caduta di potenziale  $q\phi_i$  sostenuta interamente nel semiconduttore. Nel metallo, al contrario, non si ha nessuna caduta di potenziale.

Applicando una tensione positiva  $V_a$  (metallo positivo e semiconduttore di tipo  $n$  negativo) la barriera  $q\phi_b$  diminuisce della quantità  $qV_a$ ; pertanto gli elettroni nella banda di conduzione sono facilitati nel trasferimento verso il metallo. La situazione opposta si verifica nel caso di polarizzazione inversa. Il fenomeno descritto è all'origine della proprietà raddrizzatrice della giunzione metallo-semiconduttore.

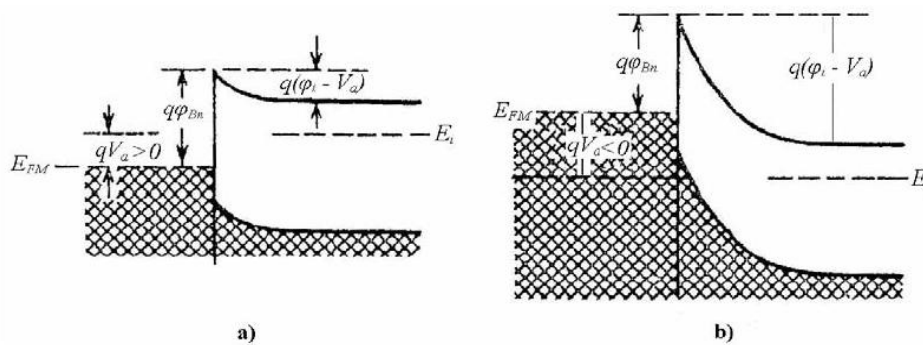


Figura 1.3: Diagramma a bande di energia di una giunzione metallo-semiconduttore di tipo  $n$  in polarizzazione diretta (a) e in polarizzazione inversa (b)

### 1.1.4 Dipendenza dell'abbassamento dell'altezza di barriera dovuto alla carica immagine

L'abbassamento dell'altezza di barriera dovuto alla carica immagine ("Image-force lowering"), conosciuto anche come effetto Schottky, è un fenomeno che avviene alle interfacce metallo-non metallo (come nelle giunzioni metallo-vuoto o nelle barriere Schottky) e che riduce l'altezza della barriera di potenziale. Per semplicità si consideri la giunzione metallo-vuoto, per poi applicare i risultati ottenuti al caso della barriera Schottky.

In Figura 1.4 è mostrata la configurazione del campo elettrico che si crea quando un elettrone è posizionato a distanza  $x$  da un metallo. Una carica positiva viene indotta sulla superficie del metallo. La forza attrattiva tra l'elettrone e la carica positiva indotta è equivalente alla forza tra l'elettrone e una carica uguale positiva (carica immagine) posta a distanza  $-x$ . In presenza di un campo elettrico esterno  $\xi_x$ , l'energia totale dell'elettrone è:

$$E(x) = -\left( \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} + q\zeta_x x \right)$$

1-3

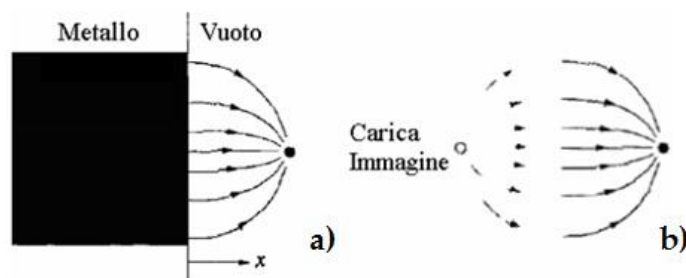


Figura 1.4: Campo elettrico generato da un elettrone in prossimità di un metallo (a); schematizzazione con carica immagine (b) [4]

Ciò suggerisce che per ogni interfaccia metallo-non metallo la barriera non sia brusca. Infatti l'energia dovuta alla carica immagine si somma a quella della barriera, smussandone lo spigolo. L'applicazione di un campo elettrico esterno trasforma la forma della barriera da rettangolare in triangolare. Pertanto, in presenza di un campo elettrico, l'altezza effettiva della barriera si riduce a causa della combinazione degli effetti dovuti al campo e alla carica immagine. L'abbassamento della barriera è:

$$\Delta\phi_B = 2\zeta_x x_m$$

1-4

dove  $x_m$  rappresenta la posizione a cui avviene l'abbassamento.

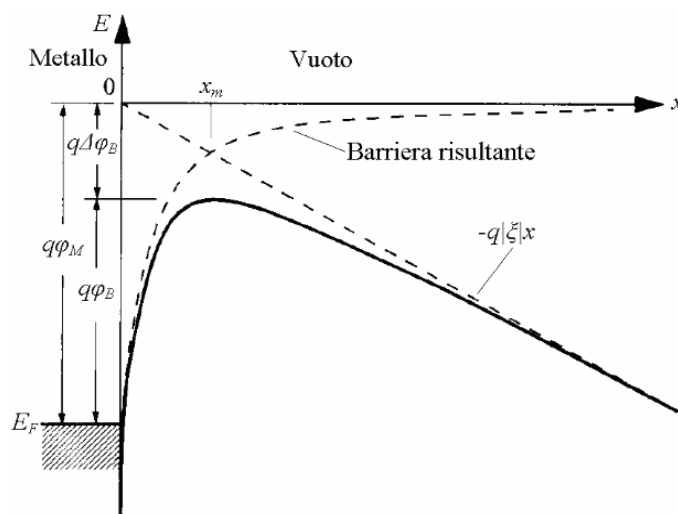


Figura 1.5: Diagrammi a bande di energia di una giunzione metallo-vuoto [5]

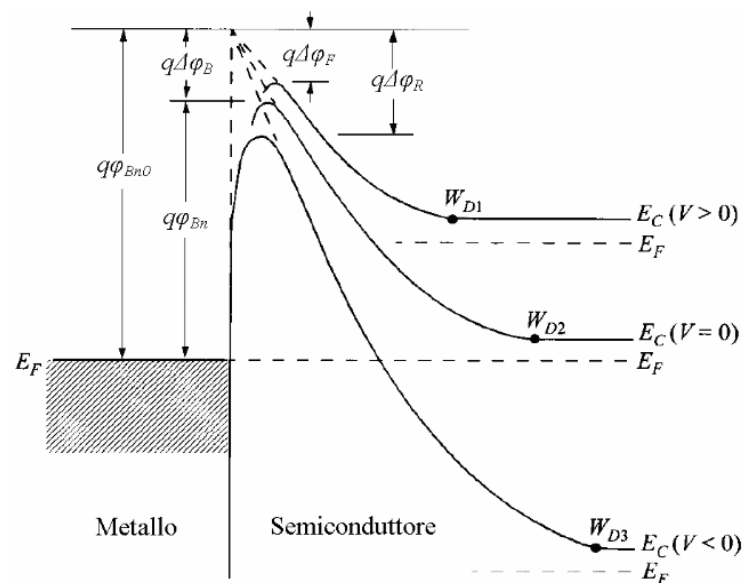
In una barriera Schottky l'immagine-force lowering avviene anche all'equilibrio, poichè esiste un campo elettrico anche in assenza di polarizzazione [17]. La riduzione della barriera risulta essere maggiore in polarizzazione inversa ( $\Delta\phi_R > \Delta\phi_F$ ); pertanto, a



causa dell'«image-force lowering», l'altezza della barriera è, in linea di principio, dipendente dalle condizioni di polarizzazione.

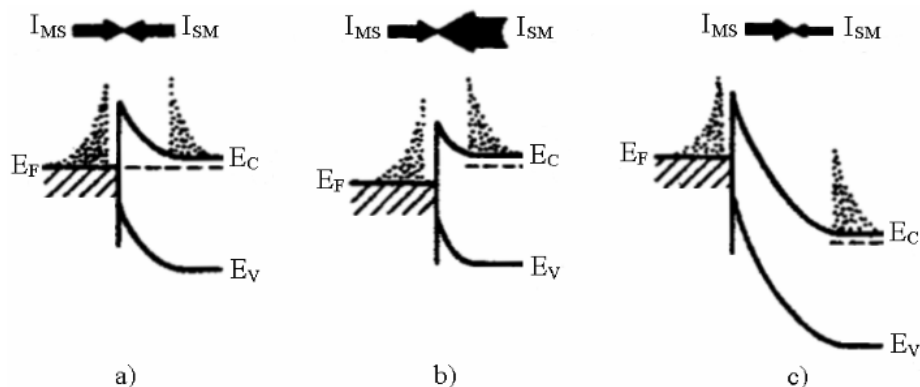
### 1.1.5 Caratteristica corrente-tensione

Il passaggio di corrente nei contatti metallo-semiconduttore è dovuto principalmente ai portatori maggioritari, a differenza delle giunzioni  $p-n$  dove il trasporto avviene soprattutto ad opera dei portatori minoritari [16].



**Figura 1.6: Diagramma a bande di energia che include l'«image-force lowering» per un contatto metallo-semiconduttore di tipo n, in diverse condizioni di polarizzazione. Le riduzioni della barriera sono  $\Delta\phi_F$  e  $\Delta\phi_R$ , rispettivamente in polarizzazione diretta e polarizzazione inversa. [17]**

Nei diodi Schottky con semiconduttori ad alta mobilità (Si, GaAs), moderatamente drogati e operanti a temperature normali ( $T \approx 300$  K) il trasporto può essere adeguatamente descritto dalla teoria dell'emissione termoionica [17].



**Figura 1.7: Fenomeni di trasporto mediante processi di emissione termoionica. Equilibrio termodinamico (a), polarizzazione diretta (b), polarizzazione inversa (c) [17]**

La teoria dell'emissione termoionica formulata da Bethe [18] si basa sulle seguenti ipotesi: l'altezza della barriera è maggiore di  $kT$ , l'equilibrio termico si stabilisce nel piano in cui avviene l'emissione e l'esistenza di un flusso di portatori non influisce su tale equilibrio [17]. All'equilibrio il numero di elettroni che dal metallo al semiconduttore superano la barriera di potenziale è perfettamente bilanciato dal numero di elettroni che attraversano la barriera in senso opposto: la corrente che scorre nella giunzione è nulla. Indicando con  $I_{SM}$  la corrente che scorre dal semiconduttore al metallo e con  $I_{MS}$  la corrente che scorre dal metallo al semiconduttore, all'equilibrio si ha:

$$|I_{MS}| = |I_{SM}|$$

1-5

Applicando una tensione  $V_a$  la corrente  $I_{MS}$  viene modificata mentre rimane invariata la corrente  $I_{SM}$ , in quanto la barriera  $q\phi_B$  conserva il suo valore di equilibrio.

La corrente risultante (Figura 1.8) è:

$$I = I_{MS} - I_{SM} = I_0 \left( e^{\frac{qV_a}{\eta KT}} - 1 \right)$$

1-6

dove  $\eta$  è il fattore di idealità ( $\eta \approx 1$ ), che indica quanto il meccanismo di conduzione si discosta dal processo di emissione termoionica e  $I_0$  è la corrente di saturazione, così definita [16]:

$$I_0 = AA^* T^2 e^{-\frac{q\phi_B}{KT}}$$

1-7

dove  $A$  è l'area efficace del diodo,  $A^*$  è la costante di Richardson.

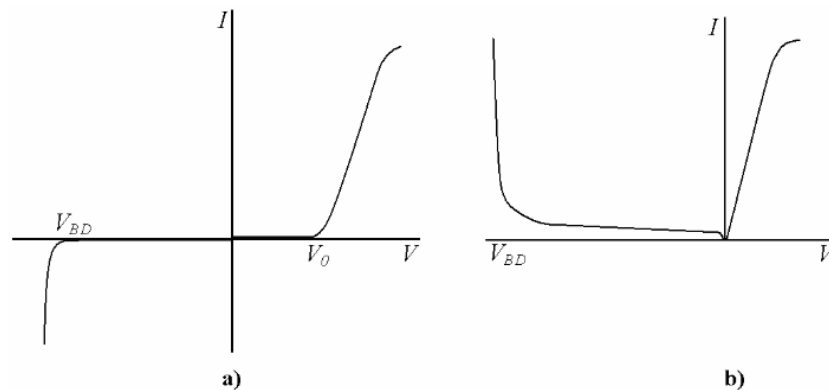


Figura 1.8: Caratteristica I-V di un diodo Schottky in scala lineare (a) e modulo della corrente in scala semilogaritmica (b) [17]

Ad alte tensioni positive la corrente è limitata dall'effetto della resistenza in serie alla barriera Schottky, mentre ad alte tensioni negative avviene il breakdown della giunzione, analogamente alla ionizzazione per impatto che avviene nella giunzione  $p-n$  [19].

## 1.2 Teoria del trasporto nelle barriere Schottky

In questo paragrafo verrà approfondita la teoria del trasporto in una giunzione Schottky. Come già accennato, la corrente in una giunzione metallo-semiconduttore è dovuta principalmente al trasporto di portatori maggioritari, a differenza di quanto accade nei diodi  $pn$  o  $pin$ . In particolare verranno presentati i meccanismi fisici di trasporto attraverso la giunzione utilizzando modelli semplificati (o ideali) e trattando quindi meccanismi specifici che spiegano le possibili deviazioni dal comportamento ideale. Va comunque tenuto conto che l'osservazione di deviazioni dalla idealità delle curve tensione-corrente nei diodi Schottky è in genere aspettabile non solo per i suddetti meccanismi fisici ma anche per una serie di possibili fonti di disomogeneità dei parametri della giunzione o del dispositivo, quali ad esempio: fluttuazioni nello spessore e/o nel drogaggio dei film semiconduttori, presenza di contaminanti e stati di difetto all'interfaccia, canali parassiti di iniezione di corrente, tanto per citarne alcuni.

### 1.2.1 Il trasporto in polarizzazione diretta

In polarizzazione diretta i principali processi responsabili del trasporto di corrente sono rispettivamente: 1) emissione di elettroni dal semiconduttore al metallo sopra la sommità della barriera (emissione termoionica), 2) tunneling attraverso la barriera, 3) ricombinazione nella regione di carica spaziale, 4)-5) diffusione nella regione neutra (iniezione di lacune).

E' possibile realizzare diodi Schottky in cui il processo "1" è predominante. Tali diodi presentano un comportamento "quasi-ideale". L'allontanamento dal comportamento ideale è dovuto alla possibilità che nella conduzione intervengano i processi "2-5" [20].

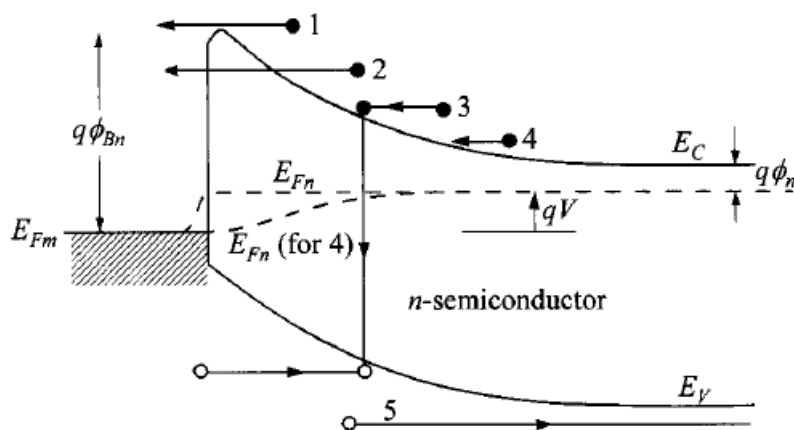


Figura 1.9: Cinque processi responsabili del trasporto: 1) Emissione termoionica; 2) Tunneling; 3) Ricombinazione; 4) Diffusione di elettroni; 5) Diffusione di lacune

#### Emissione sopra la barriera

Prima che un elettrone possa essere emesso oltre la barriera deve prima essere trasportato attraverso la regione di svuotamento del semiconduttore. In questo ultimo processo, il movimento dell'elettrone è determinato dai meccanismi di diffusione e drift, mentre il processo di emissione è controllato dal numero di elettroni che incidono sull'unità di superficie del metallo per secondo [21]. Questi due processi sono essenzialmente in serie e la corrente è determinata principalmente dal secondo che causa la più grande limitazione al flusso di elettroni. Storicamente, furono Wagner [22], Schottky e Spenke [23] ad enunciare la teoria della diffusione come la prima teoria che potesse spiegare la conduzione nelle giunzioni metallo-semiconduttore. In accordo con

questa teoria, la corrente è limitata dalla diffusione e dal drift nella zona di svuotamento e l'ipotesi di base è la richiesta che gli elettroni di conduzione nel semiconduttore immediatamente adiacenti al metallo siano in equilibrio termico con quelli del metallo. Al contrario, la teoria di emissione termoionica proposta da Bethe [18], presuppone che la corrente sia limitata dal processo di emissione e che il quasi livello di Fermi degli elettroni rimanga orizzontale in tutta la regione di svuotamento, come accade nella giunzione *pn*.

Per un semiconduttore di tipo *n*, la relazione tra la densità di corrente *J* e la differenza di potenziale *V* (*J-V*) predetta dalla teoria della diffusione è

$$J = qN_c \mu_n E_{\max} e^{-\frac{q\phi_{bn}}{KT}} \left[ e^{\frac{qV}{KT}} - 1 \right]$$

1-8

dove *J* è la densità di corrente per unità di area, *N<sub>c</sub>* è la densità degli stati in banda di conduzione nel semiconduttore, *μ<sub>n</sub>* è la mobilità elettronica, *E<sub>max</sub>* è il campo elettrico massimo e *Φ<sub>bn</sub>* è l'altezza di barriera.

L'equazione 1-8 non è propriamente la forma dell'equazione di un rettificatore ideale, in quanto il massimo campo elettrico dipende dalla tensione.

La caratteristica *I-V* (ovvero la caratteristica *J-V* non normalizzata all'area di giunzione) per il caso della teoria di emissione termoionica può essere facilmente derivata considerando che, polarizzando direttamente, un quasi livello di Fermi piatto implica che la concentrazione di elettroni nella parte del semiconduttore immediatamente adiacenti all'interfaccia sia

$$n = N_c e^{-\frac{q(\phi_{bn} - V)}{KT}}$$

1-9

Il flusso di questi elettroni attraverso l'interfaccia verso il metallo può essere spiegato dalla teoria cinetica come *nυ/4*, dove *υ* è la velocità termica media degli elettroni nel semiconduttore. Il flusso dal metallo al semiconduttore, che è indipendente dalla tensione applicata, deve esattamente bilanciare il flusso dal semiconduttore al metallo quando non viene applicata alcuna tensione e la corrente netta è data da

$$J = \frac{qN_c \bar{v}}{4} e^{-\frac{q\phi_{bn}}{KT}} \left[ e^{\frac{qV}{KT}} - 1 \right] = A^* T^2 e^{-\frac{q\phi_{bn}}{KT}} \left[ e^{\frac{qV}{KT}} - 1 \right]$$

1-10

dove

$$A^* = \frac{4\pi m^* q k^2}{h^3}$$

1-11

è la costante di Richardson corrispondente alla massa efficace nel semiconduttore. Generalmente la condizione di validità della teoria dell'emissione termoionica impone che il libero cammino medio degli elettroni debba essere maggiore della lunghezza della regione di svuotamento. Questo è un requisito non necessariamente rigoroso, dato che la teoria richiede soltanto che la densità elettronica nella parte superiore della barriera sia in equilibrio con il semiconduttore bulk e questo sarebbe valido anche se gli elettroni subissero molte collisioni nella regione di svuotamento [20].

Bethe sostenne che la condizione di validità per la teoria di emissione termoionica sia semplicemente che il libero cammino medio debba superare la distanza entro la quale la barriera diminuisca del valore  $KT/q$  rispetto al suo valore massimo. Questo criterio è stato derivato anche da Gossick [24], Crowell e Sze [25]. Quest'ultimi hanno considerato anche gli effetti di scattering da fononi ottici nella regione tra la parte superiore della barriera ed il metallo e la riflessione quanto-meccanica degli elettroni che hanno sufficiente energia per superare la barriera. Nel caso della teoria di emissione termoionica, l'effetto combinato di questi due ultimi aspetti viene tenuto conto sostituendo la costante di Richardson  $A^*$  con  $A^{**} = f_p f_q A^*$  dove  $f_p$  è la probabilità che un elettrone possa raggiungere il metallo senza subire scattering da fonone ottico dopo aver superato la sommità della barriera,  $f_q$  è il coefficiente di trasmissione medio. Sia  $f_p$  sia  $f_q$  dipendono dal massimo del campo elettrico nella barriera, dalla temperatura e dalla massa efficace.

### Dipendenza dell'altezza di barriera dalla polarizzazione

Esistono diverse ipotesi sul perché l'altezza di barriera dovrebbe dipendere dalla tensione applicata [20]. Ad esempio se sono presenti strati interfacciali, la caduta di

tensione in questi strati riduce l'altezza di barriera di una quantità proporzionale al massimo campo elettrico nella barriera, che a sua volta dipende dalla tensione applicata. D'altro canto, se non esistono strati interfacciali, l'altezza di barriera dipende comunque dalla tensione applicata a causa dell'effetto dell'Image Force. Come già detto, l'Image Force nasce dal fatto che un elettrone vicino alla superficie del metallo viene attratto dalla carica immagine positiva. Questa forza ha l'effetto di ridurre l'altezza di barriera di una quantità dipendente dal campo elettrico nel semiconduttore e dunque dalla tensione applicata.

Si consideri il caso generale di un semiconduttore di tipo n e si ipotizzi un'altezza di barriera linearmente dipendente dalla tensione applicata  $V$ , il che è vero per piccoli valori di  $V$ , tale che si possa scrivere  $\phi_{bn} = \phi_{b0} + \beta V$  dove  $\beta$  è un coefficiente positivo, dato che  $\phi_{bn}$  aumenta all'aumentare della polarizzazione diretta. Si ottiene dunque

$$J = \frac{qN_C \bar{v}}{4} e^{-\frac{q\phi_{bn}}{KT}} \left[ e^{\frac{qV}{KT}} - 1 \right] = A^{**} T^2 e^{-\frac{q\phi_{bn}}{KT}} \left[ e^{\frac{qV}{KT}} - 1 \right] = A^{**} T^2 e^{-\frac{q(\phi_{b0} + \beta V)}{KT}} \left[ e^{\frac{qV}{KT}} - 1 \right] = J_0 e^{-\frac{q\beta V}{KT}} \left[ e^{\frac{qV}{KT}} - 1 \right]$$

1-12

dove

$$J_0 = A^{**} T^2 e^{-\frac{q\phi_{b0}}{KT}}$$

1-13

Si introduca il termine  $\frac{1}{\eta} = 1 - \beta = 1 - \frac{\partial \phi_{bn}}{\partial V}$ , dove  $\eta$  è chiamato fattore di idealità.

$$J = J_0 e^{\frac{qV}{\eta KT}} \left[ 1 - e^{-\frac{qV}{KT}} \right]$$

1-14

Se  $\frac{\partial \phi_{bn}}{\partial V}$  è costante, anche il fattore di idealità sarà costante. Per valori di tensione applicata maggiori di  $3KT/q$  si ottiene:

$$J = J_0 \left[ e^{\frac{qV}{\eta KT}} - 1 \right]$$

1-15

L'abbassamento dell'altezza di barriera, dipendente dalla tensione applicata, incide sia sul flusso di elettroni dal metallo al semiconduttore, sia sul flusso di elettroni dal semiconduttore al metallo e quest'informazione è contenuta nel fattore di idealità. La forma della relazione J-V così ottenuta ha il vantaggio che il grafico di  $\ln[J/(1-e^{-qV/kt})]$  rispetto a V ha un andamento lineare anche per  $V < 3KT/q$ . L'intercetta della retta sull'asse verticale indica il valore di  $J_0$  e la conoscenza di  $A^{**}$  permette di dedurre l'altezza di barriera a polarizzazione nulla.

Se non ci sono strati interfacciali, la dipendenza dell'altezza di barriera dalla polarizzazione risulta solo dall'effetto dell'Image Force e si dimostra che

$$\frac{1}{\eta} = 1 - \frac{1}{4} \left( \frac{q^3 N_D}{8\pi^2 \epsilon_s^2} \right)^{1/4} \left( \phi_{bn} - V - \xi - \frac{KT}{q} \right)^{-3/4}$$

1-16

dove  $\xi = E_C - E_F$  per un semiconduttore di tipo n e  $\epsilon_s = \epsilon_r \epsilon_0$  è la permittività totale del semiconduttore. Dunque il fattore di idealità non è costante ma dipendente dalla tensione applicata. Se tale tensione è limitata a valori minori di  $\Phi_{bn}/4$ , il fattore di idealità è circa costante. L'effetto dell'abbassamento della barriera dovuta all'Image Force è pertanto trascurabile per barriere Schottky con semiconduttori con densità di drogaggio minori di  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , anche se tale effetto sarà più importante per polarizzazioni inverse, come si vedrà più avanti.

Esistono buone motivazioni teoriche per credere che diodi Schottky realizzati con semiconduttori ad alta mobilità siano ben spiegati dalla teoria di emissione termoionica per moderate tensioni applicate [26].

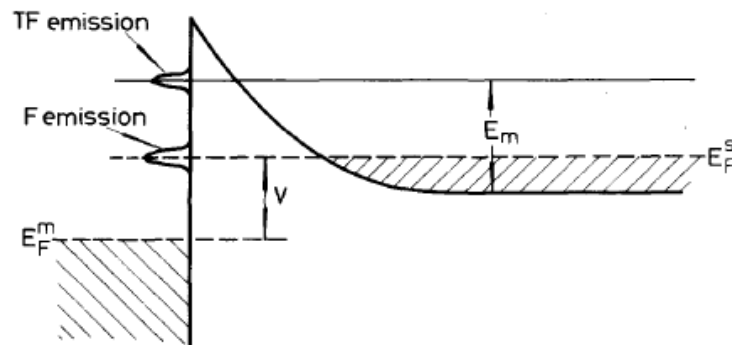
### Tunneling attraverso la barriera

E' possibile che elettroni con energia al di sotto della parte superiore della barriera siano in grado di penetrare la barriera stessa per effetto tunnel. Tale possibile meccanismo potrebbe modificare il normale processo di emissione termoionica [27].

Nel caso di un semiconduttore degenere a bassa temperatura, dove la densità dei donori è così alta e la barriera di potenziale così sottile da poter innescare facilmente un fenomeno di tunnel, la corrente nella giunzione polarizzata direttamente nasce dagli



elettroni con energie vicine all'energia di Fermi nel semiconduttore. Tale fenomeno è noto con il nome di "emissione da campo" (F). Se la temperatura aumenta, gli elettroni vengono eccitati ad energie maggiori e la probabilità di tunnel aumenta molto rapidamente in quanto gli elettroni stessi sentono una barriera più sottile e più bassa. D'altra parte, il numero di elettroni aventi un'energia particolare decresce molto rapidamente all'aumentare dell'energia, ci sarà dunque un contributo massimo alla corrente di elettroni con energia sopra il fondo della banda di conduzione del semiconduttore. Questo fenomeno è noto come "emissione termoionica da campo" (TF).



**Figura 1.10: Diagramma a bande di una barriera Schottky in cui si ha l'emissione da campo (F) e l'emissione termoionica da campo (TF) [20]**

Se la temperatura aumenta ulteriormente, si raggiunge un punto in cui tutti gli elettroni hanno energia sufficiente per superare la parte superiore della barriera dove ormai l'effetto tunnel è trascurabile e si ha il fenomeno di emissione termoionica pura.

La teoria dell'emissione da campo e dell'emissione termoionica da campo è stata sviluppata da Padovani-Stratton [28] e da Crowell-Rideout [29]. L'analisi affrontata è principalmente matematica, ma le caratteristiche essenziali sono:

- l'emissione da campo si verifica solo in semiconduttori degeneri
- ad eccezione di valori di tensione molto bassi, la relazione J-V in polarizzazione diretta è della forma:

$$J = J_{Sat} e^{\frac{v}{E_0}} \quad 1-17$$

dove

$$E_0 = E_{00} \coth\left(\frac{qE_{00}}{KT}\right) \quad 1-18$$

$$E_{00} = \frac{h}{4\pi} \left( \frac{N_D}{m^* \epsilon_s} \right) = 18.5 \cdot 10^{-15} \left( \frac{N_D}{m_r \epsilon_r} \right)$$

1-19

Il termine pre-esponenziale  $J_{\text{sat}}$  è una funzione complicata dipendente dalla temperatura, dall'altezza di barriera e dai parametri del semiconduttore. Per basse temperature, ossia per  $KT/qE_{00} \ll 1$  si ha che  $E_0 \approx E_{00}$  e la pendenza del grafico  $\ln(J)$  in funzione della tensione applicata è indipendente dalla temperatura. In questo caso si ha emissione da campo. Per alte temperature, ovvero per  $KT/qE_{00} \gg 1$ ,  $E_0$  si avvicina al valore  $KT/q$  a cui corrisponde l'emissione termoionica pura. Per temperature intermedie, ovvero  $KT \approx qE_{00}$  si ha l'emissione termoionica da campo e la pendenza di  $\ln(J)$  in funzione della tensione applicata può essere riscritta come  $q/\eta KT$  dove

$$\eta = \frac{qE_0}{KT} = \frac{qE_{00}}{KT} \coth\left(\frac{qE_{00}}{KT}\right)$$

1-20

La massima distribuzione di energia degli elettroni emessi avviene ad energia pari a

$$E_m = V_d \left( \cosh\left(\frac{qE_{00}}{KT}\right) \right)^{-2}$$

1-21

sopra il fondo della banda di conduzione del semiconduttore bulk.

Oltre a cambiare la forma della relazione J-V, il tunnel provoca anche un aumento significativo di J, in quanto è un processo parallelo all'emissione termoionica. Per questo motivo l'emissione da campo è da considerarsi importante in connessione con i contatti ohmici dei semiconduttori, che spesso consistono di barriere Schottky in materiali altamente drogati. Ciò che conta in questo caso è la resistenza specifica a polarizzazione nulla  $\left( \frac{dV}{dJ} \Big|_{V=0} \right)$  per la quale non vale la relazione corrente/tensione di cui sopra.

### Ricombinazione nella zona di svuotamento

L'importanza del processo di ricombinazione nella regione di svuotamento fu messa in evidenza da Yu e Snow [30]. La densità di corrente dovuta alla ricombinazione è data da

$$J = J_r e^{\frac{qV}{2KT}}$$

1-22

dove

$$J_r = \frac{qn_i w}{\tau}$$

in cui  $n_i$  è la concentrazione intrinseca proporzionale a  $e^{-\frac{qE_g}{2KT}}$ ,  $w$  è lo spessore della zona di svuotamento e  $\tau$  è la vita media dei portatori nella zona di svuotamento.

L'importanza relativa dell'emissione termoionica e della ricombinazione nella zona di svuotamento dipende dall'altezza di barriera, dall'energia di banda proibita, dalla temperatura e dalla vita media dei portatori.

La corrente di ricombinazione può causare deviazioni sia del fattore di idealità dall'unità sia del fattore pre-esponenziale dal valore ideale  $A^{**} T^2 e^{-\frac{q\phi_{bn}}{KT}}$ . L'importanza della corrente di ricombinazione nel causare piccole deviazioni dal comportamento ideale è stata spesso trascurata in letteratura. Tali divergenze diventano più pronunciate alle basse temperature.

### Iniezione di lacune

L'iniezione di lacune in diodi Schottky polarizzati in regione diretta è stata riportata per la prima volta da Scharfetter [31] per diodi Schottky realizzati su silicio epitassiale. La corrente di elettroni, assumendo che sia dovuta ad un processo di emissione termoionica pura, come già visto, è proporzionale al fattore  $e^{-\frac{q\phi_{bn}}{KT}}$  e, assumendo che il quasi livello di Fermi sia orizzontale, la corrente di lacune è proporzionale a  $e^{-\frac{q\phi_h}{KT}}$  dove  $\phi_h = E_g - \xi$  è la differenza in energia tra il livello di Fermi e

la cima della banda di valenza del semiconduttore bulk. Il rapporto di iniezione, definito come  $\gamma = \frac{J_h}{J_e}$  è proporzionale a  $e^{-\frac{q(\phi_h - \phi_{bn})}{KT}}$  e la costante di proporzionalità è molto inferiore all'unità. L'altezza di barriera delle lacune è generalmente maggiore rispetto all'altezza di barriera degli elettroni, dunque il rapporto di iniezione è molto piccolo ( $\sim 10^{-4}$  per barriere Schottky in silicio). Scharfetter mostrò anche che esiste una densità di corrente critica ( $10^4 \text{ Am}^{-2}$ ) oltre la quale  $\gamma$  aumenta linearmente con la corrente come risultato del campo elettrico nella regione quasi-neutra. Le previsioni di Scharfetter furono confermate da Yu e Snow per i diodi in Au-Si. E' quindi ragionevole considerare trascurabile l'iniezione di lacune a basse correnti di funzionamento, come nel caso di diodi impiegati come switch a bassa potenza, mentre nel caso di rettificatori di potenza tale rapporto di iniezione può diventare apprezzabile e portare ad una modulazione della conduttività.

## 1.2.2 Il trasporto in polarizzazione inversa

In accordo con la teoria di emissione termoionica, la densità di corrente inversa di un diodo Schottky ideale dovrebbe saturare al valore  $J = A^{**} T^2 e^{-\frac{q\phi_{bn}}{KT}}$ . Esistono diverse motivazioni che causano il discostamento da questo comportamento ideale.

### Dipendenza dal campo dell'altezza di barriera

Se l'altezza di barriera dipendesse dall'intensità del campo elettrico nella barriera, la caratteristica in polarizzazione inversa non mostrerebbe la saturazione. Esistono diversi possibili meccanismi i quali prevedono che l'altezza di barriera debba essere una funzione decrescente del campo elettrico massimo. Dato che il massimo campo elettrico aumenta con la polarizzazione inversa  $V_r$ , ne consegue che  $\Phi_{bn}$  decresce con l'aumentare di  $V_r$  e la corrente non satura ma aumenta in proporzione a  $e^{\frac{\Delta\phi_{bn}}{KT}}$  dove  $\Delta\phi_{bn}$  è l'abbassamento dell'altezza di barriera dovuto al campo. La forma più semplice dell'abbassamento di barriera è dovuta, come già descritto in precedenza, dall'Image Force. Arizumi e Hirose [32] hanno descritto diodi Schottky in silicio in cui le caratteristiche inverse possono essere completamente spiegate in termini di

abbassamento dovuto all'Image Force. Questi diodi possono essere considerati come quasi-ideali. Più generalmente, l'abbassamento di barriera necessario per spiegare la mancanza di saturazione è notevolmente maggiore di quello dovuto alla sola Image Force. Andrews e Lepselter [33] hanno trovato una dipendenza empirica nella forma  $\Delta\phi_{bn} = \alpha E_{\max}$  per spiegare i risultati, con  $\alpha$  compresa tra 1.5 e 3.5 nm. Il termine  $\alpha E_{\max}$  potrebbe dipendere dalla presenza di uno strato interfacciale o dall'interdiffusione di metallo nel semiconduttore che produce un effetto equivalente ad uno strato interfacciale.

### Effetto tunnel

Polarizzando una giunzione Schottky in inversa, il tunnel attraverso la barriera diviene significativo a più bassi livelli di drogaggio ed a più alte temperature, rispetto a quanto accade in polarizzazione diretta. Ciò è dovuto all'applicazione di una polarizzazione inversa moderatamente elevata che provoca un assottigliamento della barriera per gli elettroni del metallo che sono in grado di attraversarla verso il semiconduttore ad energie minori rispetto alla parte superiore della barriera stessa.

A temperatura ambiente, il tunnel provoca deviazioni dall'emissione termoionica pura a polarizzazioni inverse tra 3 e 4 V per  $N_D > 10^{23} \text{ cm}^{-3}$  nel silicio. A concentrazioni ancora più alte, l'emissione da campo potrebbe apparire anche a temperatura ambiente. A basse tensioni di polarizzazione, la corrente inversa potrebbe effettivamente superare la corrente diretta [27]. È particolarmente importante vicino al bordo del contatto metallico in quanto la distorsione del campo potrebbe causare un notevole aumento del campo stesso con conseguente diminuzione della larghezza di barriera. Questo effetto si accentua se la superficie del semiconduttore adiacente al metallo presenta un accumulo di cariche a causa della presenza di cariche superficiali, rendendo ancora più sottile la barriera. Gli effetti di bordo possono essere minimizzati utilizzando una superficie preparata appositamente per non causare tale accumulo, che viene totalmente eliminato se si utilizza un anello di guardia di tipo p.

### Generazione nella zona di svuotamento

Se l'effetto tunnel è ridotto a proporzioni trascurabili, si potrebbe avere comunque una corrente inversa apprezzabile dovuta alla generazione di coppie elettrone-lacuna nella regione di svuotamento. Tale processo dà luogo ad una componente di corrente del tipo

$$J_g = \frac{qn_i w}{\tau}$$

1-23

dove  $w$  è la larghezza della zona di svuotamento e  $\tau$  è la vita media dei portatori.  $J_g$  aumenta con la tensione inversa in quanto  $w$  è proporzionale a  $(V_{d0} + V_r)^{1/2}$ .

Come per la ricombinazione nella regione di svuotamento in polarizzazione diretta, la corrente di generazione è importante in quei materiali che presentano alte barriere e bassi tempi di vita medi dei portatori, come il GaAs, ed è pronunciata alle basse temperature in quanto ha un'energia di attivazione inferiore alla componente di emissione termoionica.

### 1.2.3 Capacità di una barriera Schottky

La capacità di una giunzione Schottky è associata alla regione di svuotamento che si viene a creare all'interfaccia metallo-semiconduttore [20]. Tale regione può essere considerata come un condensatore piano a facce parallele. La separazione tra queste facce aumenta quando la giunzione viene polarizzata inversamente.

La capacità si misura solitamente sovrapponendo una piccola tensione alternata ad una polarizzazione inversa DC che produce una capacità differenziale  $C = \frac{dQ}{dV}$ .

In assenza di strati di superficie esistono tre sorgenti di cariche in una barriera Schottky di un semiconduttore di tipo n: la carica dovuta ai donori non compensati  $Q_d$ , la carica sulla superficie del metallo  $Q_m$  e la carica dovuta ad eventuali lacune che potrebbero esistere nella parte di semiconduttore immediatamente adiacente al metallo,  $Q_h$  (tutte le cariche sono riferite all'unità di superficie). La carica delle lacune non può essere trascurata se l'altezza di barriera è significativamente maggiore di metà della banda proibita, poiché in questo caso la superficie del semiconduttore sarà di tipo p.

Dato che nel semiconduttore bulk e nel metallo non c'è campo elettrico, la condizione di neutralità di carica richiede che  $Q_d + Q_m + Q_h = 0$ . Se la tensione di polarizzazione inversa aumenta, gli elettroni si muovono nel semiconduttore in modo tale da aumentare  $Q_d$  e le lacune si muovono nel metallo in modo tale da ridurre  $Q_h$ . Le lacune diventano di "proprietà" del metallo, per così dire, e la capacità differenziale per unità di area può essere calcolata sia da  $C = \frac{\partial Q_d}{\partial V_r}$  sia da  $C = -\frac{\partial(Q_h + Q_m)}{\partial V_r}$ . In accordo con

l'approssimazione di "depletion region", la carica dovuta ai donori sarà

$Q_d = (2\varepsilon_s q N_d V_d)^{1/2}$  dove  $V_d = V_{d0} + V_r$  è il potenziale di diffusione durante l'applicazione di una tensione di polarizzazione inversa e  $V_{d0}$  è il potenziale di diffusione a zero bias. Quindi

$$C = \frac{\partial Q_d}{\partial V_r} = \frac{\partial Q_d}{\partial V_d} = \left( \frac{\varepsilon_s q N_d}{2V_d} \right)$$

1-24

Un calcolo più accurato, che tenga conto della regione di transizione dove la concentrazione degli elettroni crolla da un valore  $N_d$  ad un valore trascurabile rispetto a  $N_d$ , dà un risultato un po' diverso:

$$C = \left[ \frac{\varepsilon_s q N_d}{2(V_d - KT/q)} \right]^{1/2} = \left[ \frac{\varepsilon_s q N_d}{2(\phi_b - \xi + V_r - KT/q)} \right]^{1/2}$$

1-25

dato che

$$V_{d0} = \phi_b - \xi$$

1-26

Il grafico di  $1/C^2$  in funzione di  $V_r$  dovrebbe essere una retta con pendenza pari a  $\frac{2}{\varepsilon_s q N_d}$  ed un'intercetta pari a  $-V_0$  sull'asse delle tensioni con valori pari a  $-(V_{d0} - KT/q)$ . Così si ottiene  $V_{d0} = V_0 + KT/q$  e  $\phi_b = V_0 + \xi + KT/q$ . Questo dà un metodo valido per misurare  $\Phi_b$  e  $N_d$ .

La dipendenza dalla polarizzazione inversa di una barriera Schottky può anche essere sfruttata come mezzo per ottenere capacità variabili controllate dalla tensione. Se  $N_d$  non è costante, il grafico  $1/C^2$  in funzione della polarizzazione inversa non è lineare, ma la pendenza in ogni punto è ancora data da  $\frac{2}{\epsilon_s q N_d}$ , dove  $N_d$  è ora la densità dei donori al bordo della zona di svuotamento. La larghezza della zona di svuotamento può essere ottenuta da  $C = \epsilon_s / w$  dove  $C$  si riferisce all'unità di superficie e così  $N_d$  può essere trovato in funzione della larghezza della zona di svuotamento.

Si noti che quando la tensione di polarizzazione inversa viene cambiata, sono gli elettroni di conduzione, non gli ioni donori, che si muovono e l'equazione 1-24 presuppone che la densità degli elettroni di conduzione  $n$  sia uguale alla densità dei donori  $N_d$ . Questo è strettamente vero solo se  $N_d$  è costante in tutto il semiconduttore. Se  $N_d$  varia con la posizione, la carica spaziale all'interno del semiconduttore non sarà zero ed  $n$  non sarà uguale a  $N_d$ . La differenza tra  $n$  e  $N_d$  assume particolare significato se  $N_d$  varia sensibilmente su distanze pari alla lunghezza di Debye

$$L_D = \left( \frac{\epsilon_s K T}{q^2 n} \right)^{1/2}$$

1-27

Uno strato interfacciale piuttosto spesso potrebbe avere un effetto significativo sulla capacità, a causa delle cadute di potenziale nello strato stesso. In presenza di uno strato interfacciale, il valore dell'altezza di barriera ottenuta dalle misure C-V è uguale all'altezza di barriera a bande piatte  $\Phi_b^0$  ("flat-band) che si ottiene sotto l'applicazione di tensioni polarizzate direttamente sufficiente ad eliminare l'incurvamento di banda del semiconduttore. Questo risultato può essere facilmente compreso in quanto l'intercetta di  $1/C^2$  in funzione della tensione di polarizzazione inversa sull'asse delle tensioni corrisponde ad un valore infinito di  $C$ , ossia alla scomparsa della zona di svuotamento che avviene quando le bande sono piatte. Questo risultato è più o meno significativo se sono presenti stati di superficie. Quindi se lo strato interfacciale è sufficientemente spesso da causare una significativa differenza tra  $\Phi_b^0$  e l'altezza di barriera a zero bias  $\Phi_{b0}$ , ci sarà una discrepanza tra le altezze di barriera ottenute dalle due metodologie, I-V e C-V.



### Effetti dovuti ai livelli profondi

Talvolta la regione di svuotamento di una barriera Schottky può contenere trappole associate a difetti del cristallo oppure ad altre impurezze di donori o accettori con cui il semiconduttore viene drogato. Queste trappole hanno di solito livelli di energia che si trovano vicino al centro della bandgap e sono chiamati livelli profondi in contrasto con i livelli superficiali associati con gli ordinari donori e accettori ordinari. Queste trappole possono avere costanti di tempo per la cattura e l'emissione di elettroni che possono essere lunghi come minuti o decine di minuti. L'occupazione delle trappole può essere variata da stimoli esterni, come ad esempio luce o variazioni di temperatura o da un cambio della polarizzazione. Questo cambiamento dell'occupazione della trappola si traduce in un cambio nella densità di carica spaziale e di conseguenza in un aumento nella larghezza della zona di svuotamento, che si presenta come un aumento nella capacità. Se la capacità è misurata come una funzione della tensione di polarizzazione inversa, l'effetto delle trappole è abbastanza complicato e dipende dalla grandezza relativa dei reciproci delle loro corrispondenti costanti di tempo, dalla frequenza di misura del segnale e dalla velocità di variazione della polarizzazione DC. Nel caso più semplice, dove la costante di tempo delle trappole è così piccola che il loro stato di occupazione può seguire istantaneamente sia la misura del segnale sia la variazione del bias, l'effetto si traduce nel sostituire  $N_d$  con  $N_d+N_t$  nell'equazione 1-24. Tuttavia, mentre  $N_d$  è la densità dei donori al bordo della zona di svuotamento,  $N_t$  è la densità di trappole nella posizione in cui l'energia delle trappole stesse coincide con il livello di Fermi all'interno del semiconduttore e così i dati C-V non hanno semplice interpretazione. Il caso generale, dove l'inverso della costante di tempo della trappola è minore della frequenza del segnale di misura, è piuttosto complesso e non facilmente interpretabile. Se la fonte responsabile dell'occupazione delle trappole fosse alterata bruscamente, come ad esempio attivando una sorgente luminosa o da una variazione improvvisa della polarizzazione applicata, il cambiamento risultante nella capacità sarebbe di natura transitoria e l'osservazione della dipendenza dal tempo e dalla temperatura della capacità potrebbe produrre non solo costante di tempo delle trappole ma anche la loro concentrazione e l'energia relativa ai bordi della banda.

### 1.2.4 Analisi della giunzione metallo-semiconduttore n-semiconduttore n<sup>+</sup>

Si consideri un diodo Schottky così formato: metallo – semiconduttore drogato n – semiconduttore drogato n<sup>+</sup> [34].

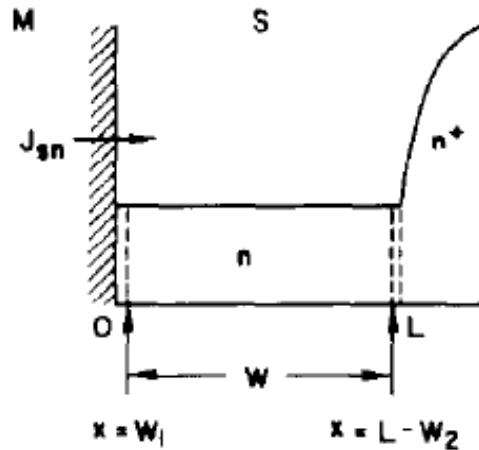


Figura 1.11: Profilo di drogaggio di una giunzione metallo-semiconduttore n-semiconduttore n<sup>+</sup>

Siano valide le seguenti ipotesi:

- 1) Si trascurino sia la ricombinazione nella giunzione e nella regione di carica spaziale sia le correnti di perdita superficiali
- 2) Si trascuri la ricombinazione in tutta la regione quasi-neutra dello strato epitassiale. Questa è un'ipotesi ragionevole in quanto le lunghezze di diffusione in dispositivi di alta qualità superano normalmente diverse centinaia di  $\mu\text{m}$
- 3) Sia rispettata la condizione di neutralità di carica nella regione epitassiale quasi-neutra
- 4) Sia valida la statistica di Maxwell-Boltzman nello strato epitassiale

La condizione di quasi-neutralità richiede che

$$n = p + N_d$$

1-28

valida per  $W_1 \leq x \leq L - W_2$ .

Da notare che le ipotesi 1 e 2 implicano che entrambe le correnti  $J_n$  e  $J_p$  siano costanti mentre la condizione di quasi neutralità conduce a:

$$\frac{dn}{dx} = \frac{dp}{dx}$$

1-29

valido per  $W_1 \leq x \leq L - W_2$

Nella regione quasi-neutra, l'equazione relativa ai quasi livelli di Fermi per le concentrazioni dei portatori e per le correnti può essere riscritta come:

$$\frac{d\phi_n}{dx} = \frac{d\psi}{dx} - \frac{V_i}{n} \frac{dn}{dx} = - \frac{J_n}{q\mu_n n}$$

1-30

$$\frac{d\phi_p}{dx} = \frac{d\psi}{dx} + \frac{V_i}{p} \frac{dp}{dx} = - \frac{J_p}{q\mu_p p}$$

1-31

dove  $V_i = KT/q$  è la cosiddetta tensione termica.

L'iniezione e l'accumulo di cariche minoritarie nella regione quasi-neutra aumenta all'aumentare dell'applicazione di una polarizzazione diretta. La densità di corrente delle cariche minoritarie  $J_p$ , tuttavia, rimane piccola se comparata con la densità di corrente delle cariche maggioritarie  $J_n$ . Quindi  $J_p \sim 0$ . La caduta del quasi livello di Fermi di lacune attraverso la regione quasi neutra è quindi trascurabile e  $\Delta\phi_p \sim 0$ . La densità di corrente per un diodo Schottky è data da

$$J_n = J_{sn} \left( e^{\frac{V - \Delta\phi_n}{V_i}} - 1 \right)$$

1-32

dove  $J_{sn} = A_n^{**} T^2 e^{-\frac{q\phi_b}{KT}}$

La larghezza della regione di carica spaziale dipendente dalla polarizzazione applicata ha come estremi  $W_1$  e  $W_2$  dati da

$$W_1 = \left[ \frac{2\varepsilon_s \left[ V_{bi1} - (V - \Delta\phi_n) - \frac{KT}{q} \right]}{qN_d} \right]^{1/2} = \left[ \frac{2\varepsilon_s \left[ V_{bi1} - \frac{KT}{q} \ln \left( \frac{J_n}{J_{sn}} + 1 \right) - \frac{KT}{q} \right]}{qN_d} \right]^{1/2}$$

1-33

$$W_2 = \left[ \frac{2\varepsilon_s \left[ V_{bi2} - (V - \Delta\phi_p) - \frac{2KT}{q} \right]}{qN_d} \right]^{1/2} = \left[ \frac{2\varepsilon_s \left[ V_{bi2} - V - \frac{2KT}{q} \right]}{qN_d} \right]^{1/2}$$

1-34

dove  $V_{bi1}$  e  $V_{bi2}$  sono rispettivamente il potenziale di built-in della giunzione Schottky ed il potenziale di built-in della giunzione n-n<sup>+</sup>:

$$V_{bi1} = \phi_B - \frac{KT}{q} \ln \left( \frac{N_c}{N_d} \right)$$

1-35

$$V_{bi2} = \frac{KT}{q} \ln \left( \frac{n^+}{N_d} \right)$$

1-36

ed il termine  $KT/q$  deriva dal contributo delle code della distribuzione delle cariche maggioritarie. I prodotti "pn" ai bordi delle regioni di carica spaziale sono date dalle espressioni

$$p_1 n_1 = n_i^2 e^{\frac{V - \Delta\phi_n}{V_i}}$$

1-37

$$p_2 n_2 = n_i^2 e^{\frac{V - \Delta\phi_p}{V_i}} \sim n_i^2 e^{\frac{V}{V_i}}$$

1-38

dove  $n_1=n(W_1)$  e  $p_1=p(W_1)$  sono rispettivamente la densità elettronica e la densità delle lacune ai bordi della regione di svuotamento all'interfaccia metallo-semiconduttore tipo n, mentre  $n_2=n(L-W_2)$  e  $p_2=p(L-W_2)$  sono, rispettivamente, la densità elettronica e la densità delle lacune ai bordi della regione di svuotamento alla giunzione n-n<sup>+</sup> dello strato epitassiale. Le equazioni precedenti, combinate con la condizione di quasi-neutralità determinano le concentrazioni ai bordi delle regioni di carica spaziale:

$$n_1 = \frac{N_d \left[ \left( 1 + \frac{4n_i^2 e^{\frac{v-\Delta\phi_n}{V_i}}}{N_d^2} \right)^{1/2} + 1 \right]}{2} = \frac{N_d \left[ \left( 1 + \frac{4n_i^2 \left( \frac{J_n}{J_{sn}} + 1 \right)}{N_d^2} \right)^{1/2} + 1 \right]}{2}$$

1-39

$$p_1 = \frac{N_d \left[ \left( 1 + \frac{4n_i^2 e^{\frac{v-\Delta\phi_n}{V_i}}}{N_d^2} \right)^{1/2} - 1 \right]}{2} = \frac{N_d \left[ \left( 1 + \frac{4n_i^2 \left( \frac{J_n}{J_{sn}} + 1 \right)}{N_d^2} \right)^{1/2} - 1 \right]}{2}$$

1-40

$$n_2 \approx \frac{N_d \left[ \left( 1 + \frac{4n_i^2 e^{\frac{v}{V_i}}}{N_d^2} \right)^{1/2} + 1 \right]}{2}$$

1-41

$$p_2 \approx \frac{N_d \left[ \left( 1 + \frac{4n_i^2 e^{\frac{v}{V_i}}}{N_d^2} \right)^{1/2} - 1 \right]}{2}$$

1-42

Dalle equazioni 1-30, 1-31, 1-28 si ha:

$$\frac{d\psi}{dx} = -\frac{1}{p+n} \left( \frac{J_n}{q\mu_n} + \frac{J_p}{q\mu_p} \right) \approx \frac{-1}{2p+N_d} \frac{J_n}{q\mu_n}$$

1-43

Sostituendo l'equazione 1-43 nell'equazione 1-30 si ottiene:

$$\frac{\left( p + \frac{N_d}{2} \right) dp}{p} = \frac{1}{2V_i} \frac{J_n}{q\mu_n} dx$$

1-44

Ricordando che  $J_n$  è costante, si possono integrare entrambi i membri della 1-44 attraverso la regione quasi neutra ed ottenere:

$$p_2 - p_1 + \frac{N_d}{2} \ln \left( \frac{p_2}{p_1} \right) = \frac{1}{2} \frac{J_n W}{q D_n}$$

1-45

che rappresenta la soluzione formale da cui le caratteristiche JV e IV possono essere ricavate.

### Condizione di bassa iniezione

La condizione di bassa iniezione è  $p \ll N_d$ . In questo caso l'equazione 1-30 può essere approssimata da:

$$\frac{d\phi_n}{dx} \simeq - \frac{J_n}{q \mu_n N_d}$$

1-46

Integrando entrambi i membri dell'equazione 1-46 attraverso la regione quasi-neutra ed applicando l'equazione 1-32, si ottiene:

$$J_n = J_{sn} \left[ e^{\left( \frac{V - \frac{J_n W}{q \mu_n N_d}}{V_t} \right)} - 1 \right]$$

1-47

Si noti che il termine  $J_n W / (q \mu_n N_d)$  è fondamentalmente la caduta IR, ovvero la caduta della resistenza serie, attraverso la regione quasi-neutra. L'equazione 1-47 è equivalente a:

$$I = I_s \left[ e^{\frac{V - IR}{V_t}} - 1 \right]$$

1-48

ovvero un'equazione formalmente analoga a quella di un diodo ideale in cui la differenza di potenziale  $V$  è corretta per un termine pari a  $-IR$ .

## 1.3 La giunzione Schottky come detector per le alte frequenze

Come già riportato nei paragrafi precedenti, il diodo Schottky è un dispositivo che presenta una dipendenza non lineare della sua resistenza dalla tensione di polarizzazione diretta. In particolare il diodo Schottky viene già utilizzato come detector "square-law" e come mixer per la rivelazione della radiazione nell'intervallo delle microonde [35]. Nel seguito del paragrafo verrà quindi mostrata l'analisi di funzionamento del diodo Schottky alle alte frequenze.

### 1.3.1 Comportamento dinamico

Ogni condizione stazionaria di una barriera Schottky, corrispondente ad un particolare valore di tensione applicata, è caratterizzata da una particolare distribuzione di carica e le prestazioni alle alte frequenze di dispositivi a barriere Schottky dipendono dal tempo necessario per riequilibrare la distribuzione di carica al variare della tensione applicata [21]. E' dunque importante lo studio della risposta del dispositivo a cambiamenti della condizione di polarizzazione. La risposta al transitorio, o risposta dinamica, determina la massima velocità a cui il dispositivo può operare. Dato che lo studio del diodo dipende dalla quantità di carica presente nella regioni neutra e di svuotamento, il suo comportamento dinamico è fortemente influenzato da quanto velocemente è possibile trasferire tale carica [36].

Si supponga che non ci siano trappole profonde e che quindi il comportamento dinamico è determinato interamente dai portatori mobili. E' noto che nella giunzione  $pn$  i portatori minoritari iniettati attraverso la giunzione in polarizzazione diretta devono essere rimossi dopo che la polarizzazione si è invertita e prima che la corrente possa raggiungere un nuovo valore di condizione stazionaria. E' questo processo che controlla il limite di funzionamento di un mixer o di un detector alle alte frequenze. Una barriera Schottky in polarizzazione diretta presenta due tipi di portatori minoritari: gli elettroni iniettati dalla banda di conduzione del semiconduttore nel metallo e le cariche associate

con la carica e scarica della regione di svuotamento. Il primo tipo è dunque formato da quegli elettroni iniettati dalla banda di conduzione del semiconduttore nel metallo, la cui energia inizialmente supera l'energia di Fermi del metallo di una quantità pari all'altezza di barriera. Questi elettroni sono chiamati elettroni caldi. Se la polarizzazione applicata viene improvvisamente invertita questi elettroni potrebbero esser tirati dentro al semiconduttore, dando una componente aggiuntiva alla corrente inversa, analogamente alla componente dovuta all'iniezione di elettroni nella parte p di una giunzione *pn*. Tuttavia, la durata di questa corrente è molto breve, in quanto gli elettroni caldi in un metallo sono fortemente diffusi dalle collisioni elettrone-elettrone per cui il libero cammino medio è di circa 50 nm ed il tempo di vita medio è dell'ordine di  $10^{-14}$  secondi. Alla prima collisione, ogni elettrone caldo perde, in media, circa la metà della sua energia, cosicchè non sarà più in grado di superare la barriera e tornare nel semiconduttore, così gli elettroni caldi raccolti nel metallo non sono un fattore importante nella risposta nel tempo di una barriera Schottky.

Infine bisogna considerare il movimento delle cariche associate con la carica e scarica della capacità della regione di svuotamento che determina la risposta in frequenza del diodo. Se la polarizzazione inversa è aumentata, gli elettroni saranno retrocessi nel bulk del semiconduttore con conseguente aumento della zona di svuotamento. Se si assume che la barriera si forma nel materiale epitassiale cresciuto su un film ad alta conducibilità, la  $R_s$  è dovuta fondamentalmente alla parte epitassiale sotto il contatto Schottky. Sia  $C$  la capacità della regione di svuotamento ed  $R_p$  la resistenza parallela associata alla corrente di polarizzazione inversa del diodo Schottky. Quando la polarizzazione inversa viene variata,  $C$  si carica attraverso  $R_s$  ed  $R_p$  in parallelo.  $R_p$  è funzione della tensione applicata e può variare tra 100 e  $10^7 \Omega$  ma in quasi tutte le circostanze è molto maggiore rispetto a  $R_s$  e può quindi essere trascurata. Si può scrivere dunque  $R_s \cong \frac{\rho d}{S} = \frac{d}{qn\mu_n S} = \frac{d}{qN_d\mu_n S}$  dove  $d$  è lo spessore dello strato epitassiale,  $q$  è la resistività ed  $S$  è l'area della giunzione. Quindi la capacità sarà:

$$C = \left( \frac{qN_d\epsilon_s}{2(V_{d0} + V_r)} \right)^{1/2} S$$



dove  $V_{d0}$  è il potenziale di diffusione a zero bias e  $V_r$  è la tensione di polarizzazione inversa. La costante di tempo  $CR_s$  è funzione della tensione attraverso  $V_r$ :

$$CR_s = \frac{d}{\mu_n} \left[ \frac{\epsilon_s}{2qN_d(V_{d0} + V_r)} \right]^{1/2}$$

1-50

dove  $\mu_n N_d^{1/2}$  dovrebbe essere il più ampio possibile e può essere utilizzato come figura di merito quando si sceglie il semiconduttore per realizzare una barriera Schottky per le alte frequenze.

Quindi un semiconduttore adatto per lavorare alle alte frequenze è un materiale con alta mobilità e alta densità di elettroni. Oltre al ben noto arseniuro di gallio, con cui vengono già realizzati diodi Schottky per le microonde, è dunque possibile in linea di principio utilizzare altri semiconduttori, come ad esempio il germanio, scelto come materiale per i dispositivi oggetto di questo lavoro di tesi anche per la sua integrabilità su silicio.

### 1.3.2 Risposta della giunzione Schottky ad un segnale RF

La funzione corrente-tensione di un dispositivo non lineare (dunque anche di un diodo Schottky) può essere descritta da [35]

$$i = f(v)$$

1-51

I rivelatori per segnali nell'intervallo delle microonde, dunque segnali RF, funzionano spesso applicando una tensione di polarizzazione DC. In questa trattazione, dunque, la tensione  $v$  ai capi del diodo è la sovrapposizione di una componente di polarizzazione DC  $V_0$  e di una componente alternata RF dovuta alla tensione di ingresso del tipo  $A \cos \omega t$ :

$$v = V_0 + A \cos \omega t$$

1-52

Espandendo la 1-51 in serie di potenze di  $V_0$  e sostituendo la 1-52 si ottiene

$$i - I_0 = \left[ \frac{A^2}{4} f^{(2)} + \frac{A^4}{64} f^{(4)} \right] + \left[ A f^{(1)} + \frac{A^3}{8} f^{(3)} \right] \cos \omega t$$

1-53

dove  $f^{(1)}, \dots, f^{(4)}$  sono le derivate di  $f(v)$  rispetto a  $v$  valutate nel punto di polarizzazione  $V_0$ . Inoltre  $I_0 = f(V_0)$ . La potenza media  $P$  assorbita dal dispositivo si ottiene moltiplicando la 1-53 per la tensione di ingresso  $A \cos \omega t$  ed integrando su un periodo. Questo porta alla seguente espressione della potenza:

$$P = \frac{A^2}{2} \left[ f^{(1)} + \frac{A^2}{8} f^{(3)} \right]$$

1-54

Il primo termine a destra della 1-53 è la corrente rivelata  $\Delta i$  dovuta all'applicazione della potenza in ingresso. Il rapporto tra la corrente rivelata e la potenza in ingresso viene definito "responsività in corrente" ed è scritto nella forma

$$\frac{\Delta i}{P} = \beta = \beta_0 \left[ \frac{1 + \Delta_1}{1 + \Delta_2} \right]$$

1-55

dove

$$\beta_0 = \frac{1}{2} \frac{f^{(2)}}{f^{(1)}}$$

$$\Delta_1 = \frac{A^2}{16} \frac{f^{(4)}}{f^{(2)}}$$

$$\Delta_2 = \frac{A^2}{8} \frac{f^{(3)}}{f^{(1)}}$$

1-56

Si consideri l' "approssimazione di piccolo segnale" [37], ovvero si presuma che la componente alternata della tensione sia abbastanza piccola da non perturbare in maniera significativa il punto di polarizzazione del diodo, così da poter arrestare lo sviluppo in serie ai primi 3 termini. Utilizzando l'approssimazione di piccolo segnale, dunque, la 1-55 può essere riscritta come

$$\beta \approx \beta_0 [1 + \Delta_1 - \Delta_2] = \beta_0 [1 + \Delta]$$

1-57

dove

$$\Delta = \frac{1}{8} \frac{P}{f^{(1)}} \left[ \frac{f^{(4)}}{f^{(2)}} - 2 \frac{f^{(3)}}{f^{(1)}} \right]$$

1-58

La quantità  $\beta_0$  è la responsività in corrente a piccoli segnali di un dispositivo non lineare. La quantità  $\Delta$  mostra come, per livelli di potenza più elevati, la risposta del rivelatore devii dal funzionamento square-law. Il limite superiore del funzionamento square-law,  $P(\text{USL})$ , è definito come la potenza in ingresso che produce la massima deviazione dall'ipotetico comportamento prescritto dal modello square-law.

Nel caso specifico di un diodo Schottky, non tutta la potenza nell'intervallo di lunghezze d'onda millimetriche e sub-millimetriche in ingresso viene assorbita nella resistenza dinamica del dispositivo. Una parte della potenza viene anche dissipata nella resistenza serie  $R_s$ . La relazione del rapporto tra la potenza assorbita nella resistenza di giunzione e la potenza totale in ingresso è:

$$\frac{P_j}{P_{RF}} = \frac{1}{\left[ 1 + \frac{R_s}{R_d} \right] \left[ 1 + \left( \frac{f}{f_c} \right)^2 \right]}$$

1-59

dove

$$f_c = \frac{\left[ 1 + \frac{R_s}{R_d} \right]^{1/2}}{2\pi C_j (R_s R_d)^{1/2}}$$

1-60

chiamata frequenza di cutoff che verrà illustrata successivamente nel corso del capitolo.

Il rapporto tra la corrente rivelata e la potenza dissipata nella giunzione Schottky è:

$$\frac{\Delta i}{P_j} = \frac{q}{\eta KT} \left[ 1 - \frac{1}{8} \frac{q}{\eta KT (I_0 + I_s)} P_j \right] = \beta$$

1-61

Dato che la quantità di interesse è il rapporto tra la corrente rivelata e la potenza in ingresso, si moltiplica la 1-61 per la 1-59 e si ottiene:

$$\frac{\Delta i}{P_J} \frac{P_J}{P_{RF}} = \frac{q}{\eta KT} \left[ 1 - \frac{1}{8} \frac{q}{\eta KT (I_0 + I_s)} P_J \right] \frac{1}{\left[ 1 + \frac{R_s}{R_d} \right] \left[ 1 + \left( \frac{f}{f_c} \right)^2 \right]} = \beta'$$

1-62

Facendo riferimento alle espressioni 1-59 e 1-62, la responsività in corrente, in approssimazione di piccolo segnale del diodo Schottky, diventa:

$$\beta'_0 = \frac{q}{\eta KT} \frac{1}{\left[ 1 + \frac{R_s}{R_d} \right] \left[ 1 + \left( \frac{f}{f_c} \right)^2 \right]}$$

1-63

Nella 1-63 la dipendenza dalla frequenza è contenuta interamente nel secondo termine al denominatore.

I diodi Schottky possono essere dunque utilizzati come detector diretti nell'intervallo di frequenze delle onde millimetriche e sub-millimetriche [38].

### 1.3.3 Trasporto nella barriera Schottky in funzione della frequenza

Come visto, il diodo Schottky presenta delle eccellenti proprietà alle alte frequenze. Per poter funzionare alle alte frequenze, si necessita di un modello in grado di descrivere il comportamento del dispositivo in scala temporale dell'ordine del tempo di transito degli elettroni attraverso la giunzione [39]. Tale modello, inoltre, dovrebbe tener conto di effetti che si presentano all'aumentare della frequenza, come l'aumento della resistenza serie a causa dello "skin-effect" [40].

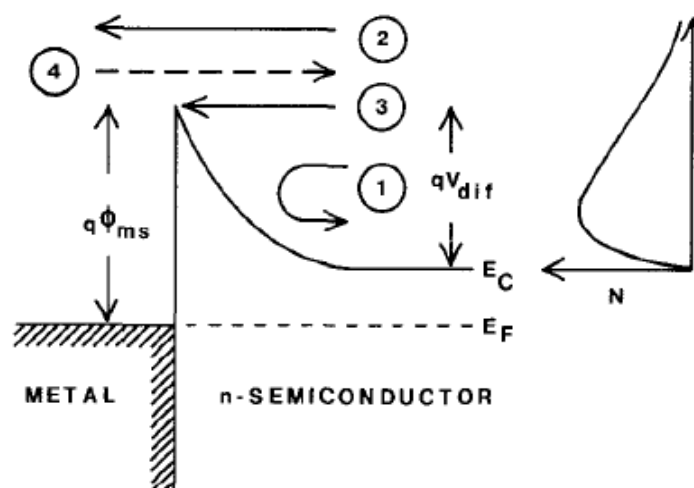


Figura 1.12: Meccanismi di trasporto in un diodo Schottky alle alte frequenze

Gli elettroni del semiconduttore che partecipano al trasporto della carica possono essere suddivisi in quattro gruppi:

- Gruppo 1: gli elettroni hanno energia cinetica insufficiente, tornano infatti al semiconduttore neutro e non partecipano alla corrente DC. Alle basse frequenze non danno dunque contributo alla conduttanza, mentre quando la frequenza operativa cresce, la conduttanza in approssimazione di piccolo segnale ed il rumore aumentano con il quadrato della frequenza. Dunque tali elettroni controllano il comportamento alle alte frequenze del dispositivo per piccole polarizzazioni.
- Gruppo 2: sono gli elettroni che nel semiconduttore hanno sempre energia sufficiente per oltrepassare la barriera. Sono sempre raccolti e danno luogo alla corrente DC. L'applicazione di un segnale permette una lieve modulazione della velocità di questi elettroni durante il tempo di transito. Il contributo di questi elettroni alle frequenze interessate può essere trascurato.
- Gruppo 3: gli elettroni hanno sufficiente energia cinetica per raggiungere solo il contatto metallico. Se non viene applicato nessun segnale, questi elettroni vengono raccolti sempre al contatto metallico. A frequenze intermedie, questo gruppo domina la conduttanza di piccolo segnale del dispositivo, anche se solo una frazione della corrente DC viene portata ad essi. La conduttanza è costante

fino a frequenze dell'ordine del reciproco del tempo di transito e decresce rapidamente alle alte frequenze.

- Gruppo 4: sono gli elettroni che contribuiscono alla corrente inversa di saturazione. Questi sono elettroni che nel metallo hanno energia cinetica sufficiente per attraversare la barriera verso il semiconduttore. Una volta che hanno attraversato la barriera vengono direzionati verso la regione neutra del semiconduttore dal campo elettrico. Dato che il campo elettrico provoca un'accelerazione degli elettroni, il tempo di transito sarà estremamente breve. Per questa ragione l'intensità spettrale del rumore dovuto a questi elettroni è da considerarsi uguale al "full-shot noise". Se si considera l'energia della barriera indipendente dal bias applicato, la corrente di saturazione inversa può essere considerata costante [39].

### 1.3.4 Modellizzazione della giunzione Schottky

Lo schema di principio di un diodo Schottky reale può essere facilmente esplicitato in due parti: una parte ideale rappresentante il diodo ed una parte non ideale comprendente le componenti non desiderate, ovvero i parassiti. Due dei parassiti sempre presenti sono la resistenza serie e la capacità di giunzione. La resistenza serie deriva principalmente dalla resistenza di contatto e dalla resistività del semiconduttore. La capacità di giunzione deriva invece dalla zona di svuotamento che si crea nel semiconduttore all'interfaccia con il metallo. Questa zona di svuotamento è una zona priva di cariche libere e funge da dielettrico tra il metallo ed il semiconduttore non svuotato; la sua ampiezza varia al variare della polarizzazione del dispositivo.

#### Il circuito equivalente

Le caratteristiche AC di un diodo risentono anche di effetti reattivi dovuti alla struttura ed al packaging del diodo [41]. I cavi ed i contatti del package del diodo contribuiscono con un'induttanza  $L_P$  in serie ed una capacità di shunt  $C_P$  (Figura 1.13). La resistenza serie tiene conto dei contatti e della resistenza dello strato epitassiale. Infine  $C_J$  ed  $R_J$  sono, rispettivamente, la capacità e la resistenza di giunzione e sono dipendenti dalla tensione applicata.

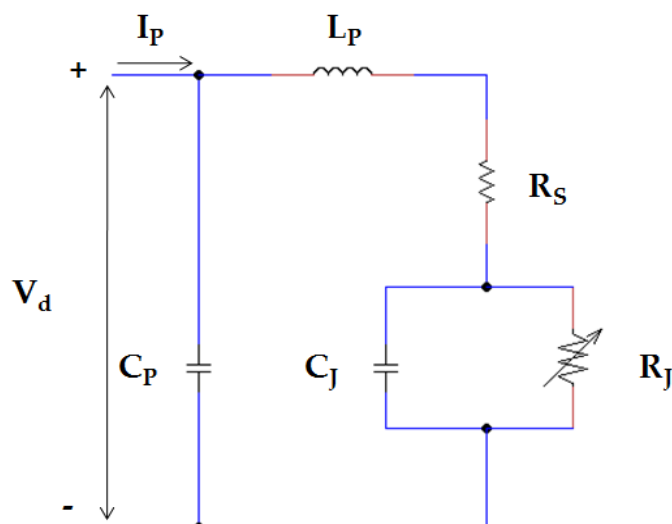


Figura 1.13: Circuito equivalente di un diodo in approssimazione di piccolo segnale

Il modello convenzionale di un diodo Schottky presuppone una resistenza serie costante all'aumentare della frequenza. Quando la frequenza di funzionamento viene estesa nella regione di frequenze THz, il modello non è più valido e deve essere esteso considerando gli effetti parassiti dovuti alle alte frequenze [40]. Per frequenze maggiori di 1 THz [42], la resistenza serie aumenta a causa dello skin-effect, che vincola la corrente di alta frequenza a scorrere attraverso la superficie del semiconduttore [43], e della risonanza di plasma descritta in [44]. Mentre lo skin-effect determina un costante aumento dell'impedenza con la frequenza, la risonanza di plasma provoca un forte aumento di impedenza serie attorno alla frequenza di plasma ed una corrispondente riduzione dell'impedenza serie a frequenze più alte [42]. Per diodi Schottky epitassiali la frequenza di plasma dello strato epitassiale diventa un fattore importante, ma è necessario considerare gli effetti del tempo di transito [42]. Infatti, alla frequenza della risonanza di plasma, l'impedenza di un elemento di semiconduttore, nel caso specifico dello strato epitassiale, aumenta rapidamente in risposta alla risonanza tra l'inerzia dei portatori di carica ed il rilassamento dielettrico. Aumentando il drogaggio aumenta la frequenza di risonanza dimodochè il diodo possa funzionare a frequenze maggiori senza essere degradato dall'effetto della frequenza di plasma [45].

Questa dipendenza dalla frequenza non può essere spiegata utilizzando metodi che non tengano conto dell'interazione del campo elettro-magnetico all'interno del diodo e nell'ambiente circostante. In [46] si evidenzia un metodo sistematico per analizzare le perdite alle alte frequenze includendo le interazioni di campo elettro-magnetico con il diodo e l'ambiente circostante. In particolare vengono studiati gli accoppiamenti di campo elettro-magnetico indotti dalle variazioni temporali della corrente nell'elettrodo di anodo sospeso ("Air-Bridge", illustrato e discusso abbondantemente nel capitolo successivo della tesi) ottenendo risultati che collegano le perdite alle alte frequenze dovute alla corrente di perdita ed ad un mix di skin-effect ed effetto di prossimità.

Esistono studi numerici [47] che tengono conto di questi effetti e per diodi Schottky operanti a frequenze maggiori di 0.65 THz forniscono i seguenti risultati:

- l'area dell'anodo dovrebbe essere minore di  $0.2 \mu\text{m}^2$
- il drogaggio dello strato epitassiale dovrebbe essere maggiore di  $10^{18} \text{cm}^{-3}$
- lo strato inferiore allo strato epitassiale dovrebbe essere pesantemente drogato in quanto l'aumento del drogaggio dovrebbe eliminare il problema della risonanza di plasma.

Questi risultati rappresentano un set di criteri che dovrebbero essere utilizzati per minimizzare gli effetti dell'impedenza serie alle frequenze THz.

### Frequenza di Cutoff

Il modello tradizionale per le alte frequenze [44] di una giunzione Schottky, non considerando gli effetti parassiti dovuti proprio alle alte frequenze, consiste di una resistenza in serie con l'ammittanza di giunzione, ovvero

$$\frac{1}{R_s} + j\omega C_j$$

1-64

A frequenze sufficientemente alte, la capacità di barriera  $C_j$  domina la conduttanza di barriera. Di conseguenza, un utile "figura di merito" è la frequenza [48] alla quale si ha

$$\frac{1}{\omega C_j} = R_s$$



1-65

Tale frequenza è definita “frequenza di cutoff” ed è il parametro limitante la frequenza di funzionamento di un diodo Schottky come detector:

$$f_c = \frac{1}{2\pi C_J R_S}$$

1-66

La frequenza di cutoff rappresenta, dunque, la più alta frequenza a cui un rivelatore risponde. Al fine di massimizzare la risposta in frequenza del diodo Schottky, ovvero per ampliare la banda di funzionamento del dispositivo, è dunque cruciale minimizzare il prodotto  $C_J R_S$ .

### La resistenza di giunzione

Come già discusso, non tutta la potenza in ingresso assorbita dal dispositivo viene assorbita nella porzione non lineare dello stesso. Infatti una porzione della potenza viene dissipata nella resistenza serie parassita [35]. Si definisce resistenza dinamica di giunzione la quantità ottenibile dalle caratteristiche I-V del diodo, dovuta principalmente al fenomeno di tunneling [49]:

$$R_d = \left( \frac{dI}{dV} \right)^{-1}$$

1-67

Nel momento in cui la resistenza dinamica è molto maggiore della resistenza serie, l'espressione per la frequenza di cutoff (1-66) viene modificata in

$$f_{ci} = \frac{\left( 1 + \frac{R_S}{R_d} \right)^{1/2}}{2\pi C_J (R_S R_d)^{1/2}}$$

1-68

E' noto che una tensione di polarizzazione debba essere applicata ai diodi Schottky per diminuire la resistenza dinamica e migliorare l'impedenza del circuito [50]. Tuttavia, il flusso di corrente degrada fortemente la sensibilità del diodo Schottky utilizzato come rivelatore a causa del rumore  $1/f$  e dello shot noise. E' quindi auspicabile

la realizzazione di diodi Schottky detti “a zero-bias” in cui la resistenza dinamica, senza alcun bias applicato, è dell’ordine dei KΩ [38].

### La capacità di giunzione

Nel circuito equivalente la capacità di giunzione di carica spaziale è [42]

$$C_J(V) = \frac{\varepsilon A}{X_d} + 3 \frac{\varepsilon A}{d}$$

1-69

dove  $\varepsilon$  è la permittività del semiconduttore,  $X_d$  è lo spessore della zona di svuotamento,  $A$  è l’area dell’anodo e, ipotizzando una configurazione circolare,  $d$  è il diametro. Il primo termine nella relazione 1-69 è la classica espressione della capacità per un condensatore a facce parallele, mentre il secondo termine tiene conto degli effetti di bordo alla periferia dell’anodo. Lo spessore della regione di svuotamento è una funzione della tensione applicata, di conseguenza anche la capacità di giunzione sarà una funzione dipendente dalla tensione applicata.

La capacità di giunzione è in parallelo alla resistenza non lineare di giunzione del circuito equivalente ed ha effetti sulle performance del diodo Schottky:

- limita l’intervallo di impedenze che il diodo può raggiungere
- aumenta le perdite di resistenza serie

La formula per la capacità di giunzione è stata ottenuta considerando l’approssimazione di svuotamento [17], già introdotta precedentemente.

### La resistenza serie

La resistenza serie è data dal contributo di tutte le impedenze tra il bordo della regione di svuotamento ed il contatto ohmico. E’ tipicamente costituita da tre contributi:

- 1) impedenza dello strato epitassiale n
- 2) impedenza dello strato pesantemente drogato (strato n<sup>+</sup>)
- 3) impedenza del contatto ohmico

Tipicamente, per frequenze sotto ai 0.5 THz, l'impedenza del contatto ohmico è bassa e si può trascurare [51]. In DC la resistenza dello strato epitassiale "n" è approssimata da [52]:

$$R_{S,Epi} = \frac{t_{epi} - X_d}{Aq\mu_{epi}n_{epi}}$$

1-70

dove  $t_{epi}$  è lo spessore,  $n_{epi}$  il drogaggio e  $\mu_{epi}$  la mobilità dello strato epitassiale. Data la dipendenza dalla tensione dello spessore della zona di svuotamento, tale resistenza risulta anch'essa dipendente dalla tensione; tuttavia tale dipendenza può essere trascurata considerando il valore massimo di  $R_{S,epi}$  per  $X_d=0$ .

La resistenza serie dovuta allo strato  $n^+$  è data da [43]:

$$R_{S,sub} = \frac{1}{2dq\mu_{sub}n_{sub}}$$

1-71

chiamata anche "Spreading Resistance", in quanto la maggior resistenza si ha in prossimità della superficie dello strato  $n^+$  dove la corrente è limitata a fluire in una piccola area. Non appena i portatori arrivano al film pesantemente drogato essi si diffondono attraverso un'area più grande e la resistenza incrementale diminuisce. Come si nota dalle formule 1-70 e 1-71, per abbassare i contributi è necessario utilizzare semiconduttori con alta mobilità e/o alto drogaggio.

Dunque, solitamente la resistenza serie del diodo viene scritta come [45]

$$R_S = R_{S,ohm} + R_{S,epi} + R_{S,sub}$$

1-72

ma tale formula non rappresenta un quadro accurato dell'impedenza alle frequenze THz.

### **Integrazione del diodo Schottky con un'antenne**

La realizzazione di rivelatori di radiazione THz mediante barriere Schottky, intesa come estensione a frequenze maggiori del funzionamento di più convenzionali rivelatori RF, richiede l'accoppiamento della radiazione con il dispositivo mediante antenne di

opportuna geometria. Infatti rispetto alla rivelazione di radiazione visibile o IR, che avviene per mezzo di elementi sensibili (semiconduttori) che assorbono la radiazione, per regioni spettrali sub-millimetri e millimetriche è necessario introdurre la potenza elettromagnetica nell'elemento sensibile mediante l'accoppiamento elettrico con un'antenna integrata. In questo lavoro di tesi, si sono realizzati e caratterizzati diodi Schottky integrati con una tipologia semplice di antenna, quale quella dipolare.

Un'antenna dipolare è composta da due barre metalliche di lunghezza totale  $d/2$ , allineate lungo un asse e collegate per le estremità contigue ad un dispositivo, che sia di emissione o di ricezione di radiazione elettromagnetica [53].

Per quanto riguarda le antenne necessarie per l'utilizzo dei diodi Schottky come rivelatori per il THz, si è scelto di realizzare antenne dipolari in cui le barre metalliche hanno dimensioni pari a  $\lambda/4$  che presentano dei nodi alle estremità libere (dunque  $I=0$ ) ed il massimo della corrente al centro in corrispondenza del dispositivo.

La caratterizzazione di antenne integrate, che siano antenne dipolari o log-periodic o bow-tie [54] [55], utilizzate in circuiti per la generazione e/o la rivelazione della radiazione THz è un argomento ampio e complesso che esula dallo scopo di questa tesi, dunque la trattazione teorica non verrà ulteriormente approfondita.

## Capitolo 2 Progettazione e realizzazione dei dispositivi

In questo capitolo verranno esposte la progettazione e la realizzazione di dispositivi basati su diodi Schottky per la rivelazione di radiazione alle frequenze THz. La prima parte del capitolo riporta la modellizzazione di una giunzione Schottky reale, mettendo in evidenza quali siano i principali parametri di progettazione necessari per il corretto funzionamento di questi dispositivi come detector per il THz. Quindi verrà descritta la crescita dei materiali e verrà esposto il lavoro sperimentale di messa a punto dei processi tecnologici necessari per la realizzazione dei dispositivi.

Come accennato nel precedente capitolo, i principali limiti alla frequenza massima di rivelazione alle frequenze THz sono dovuti ad elementi intrinseci (resistenza serie dovuta al materiale) ed all'architettura del dispositivo da cui dipendono le capacità parassite. Ciò ha guidato la scelta del materiale (germanio), scelto per la sua appetibilità in quanto perfettamente compatibile e integrabile con la tecnologia microelettronica del silicio, e dell'architettura (air bridge anode) al fine di massimizzare le performance del dispositivo.

Il lavoro sperimentale di messa a punto della tecnologia ha comportato lo sviluppo di procedure originali le quali sono state oggetto di contributi a convegni internazionali, di una pubblicazione e una sottomissione su riviste internazionali, e di proceeding di convegni internazionali.

## 2.1 Parametri di progettazione per detector THz

I parametri di progettazione dei dispositivi, oggetto di questo lavoro, verranno quindi individuati prendendone in considerazione gli elementi più critici:

- l'architettura (verticale/planare)
- i materiali attivi (drogaggi e spessori)
- l'anodo Schottky (geometria e dimensioni)
- le antenne (geometria e dimensioni)

### 2.1.1 Scelta dell'architettura di diodi Schottky

I primi diodi formati da giunzioni metallo-semiconduttore per il THz furono realizzati su arseniuro di gallio (GaAs) e vennero chiamati "diodi Whisker" [56]. Questa configurazione di dispositivo è esemplificativa di una architettura verticale (Figura 2.1 e Figura 2.2).

Un diodo Whisker è formato da un sottile stelo metallico simile ad un baffo di gatto che viene piegato e fatto poggiare dall'alto su uno strato di semiconduttore drogato n. In questo modo si riduce la capacità parassita  $C_j$  realizzando una piccola area di giunzione, sopprimendo ogni altro possibile contributo di capacità dato dallo stelo metallico.

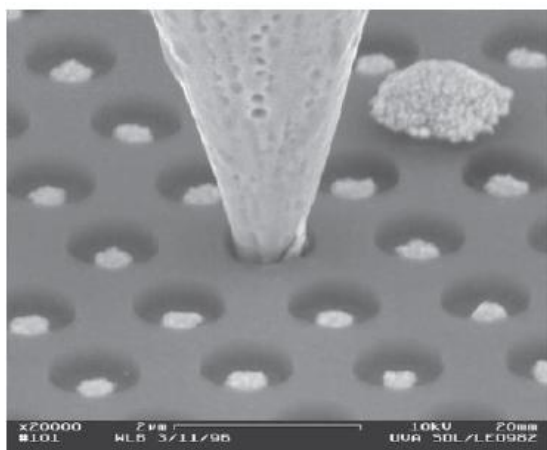


Figura 2.1: Immagine SEM di un diodo Whisker

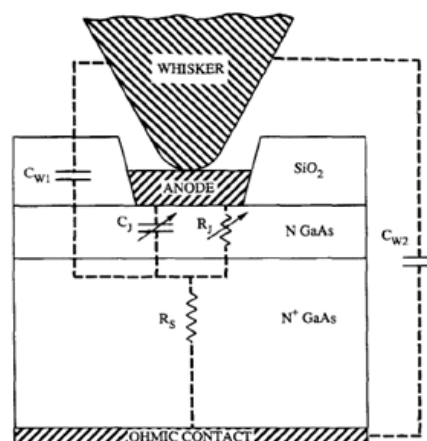


Figura 2.2: Schema di un diodo Whisker per il THz

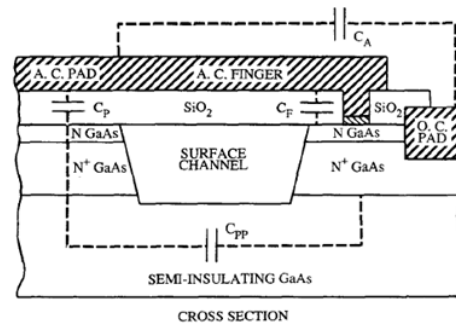
Grazie a questo accorgimento, il diodo whisker ha una banda di funzionamento estesa fino al THz [56]. Tale struttura è stata realizzata per soddisfare la necessità di minimizzare la capacità di shunt. Inoltre fornisce un'induttanza variabile cambiando forma e lunghezza [56]. Come mostrato in Figura 2.2, la capacità di shunt è composta da due componenti: la capacità indicata con  $C_{w1}$ , molto dannosa per le prestazioni alle alte frequenze in quanto connessa alla resistenza serie del dispositivo, e la capacità indicata con  $C_{w2}$ , eliminabile utilizzando un'induttanza esterna. Tuttavia, sono state studiate soluzioni alternative a causa della fragilità che il diodo Whisker presenta in risposta a stress meccanici e della difficoltà tecnologica nell'incorporarlo in circuiti integrati.

Un approccio completamente diverso da un punto di vista realizzativo, che riassume gli stessi vantaggi del diodo whisker eliminando nel contempo alcuni dei suoi svantaggi intrinseci, è la realizzazione di diodi Schottky planari [56].

La Figura 2.3 mostra lo schema in sezione di un diodo Schottky in configurazione planare, che nel caso particolare è realizzato in GaAs. Il dispositivo presenta l'elettrodo superiore (anodo), supportato da un film isolante (ossido di silicio), che realizza un contatto elettrico di area limitata e piccola capacità mediante la sua forma a ponte (air-bridge electrode). In questa configurazione, la giunzione Schottky è realizzata tra il metallo e lo strato di semiconduttore epitassiale drogato n, mentre il contatto ohmico (sulla destra della Figura 2.3) si realizza sullo strato di semiconduttore pesantemente drogato (indicato nel seguito come strato  $n^+$ ). Le capacità illustrate sono, rispettivamente:  $C_P$  che indica la capacità parallela dal pad del contatto di anodo,  $C_F$  ovvero la capacità dell'elettrodo del contatto di anodo (finger) e la capacità  $C_A$  dovuta alle frange del campo al di sopra dell'elettrodo stesso nella Figura 2.3, ovvero la parte terminale dell'anodo [56]. La capacità  $C_P$  risulta relativamente grande rispetto alle altre due e può essere ridotta tramite tecniche di fabbricazione litografiche.

L'utilizzo di un air-bridge, ovvero di un elettrodo sospeso, riduce drasticamente la capacità di shunt  $C_P$  mediante la realizzazione di una scanalatura ("surface channel") [56] ottenuta rimuovendo gli strati drogati n e  $n^+$  fino al semiconduttore semi-isolante. Tale canale interrompe il percorso della corrente tra la capacità  $C_P$  ed il contatto di anodo. La capacità residua chiamata  $C_{PP}$  nella Figura 2.3 è dovuta alla componente relativamente piccola delle frange del campo tra i contatti di pad in serie con  $C_P$ .

Per la realizzazione dei rivelatori THz oggetto di questo lavoro si è quindi scelto di realizzare i dispositivi in configurazione planare, scelta che ha richiesto lo sviluppo della tecnologia air-bridge su germanio.



**Figura 2.3: Sezione di un diodo Schottky planare con airbridge**

## 2.1.2 Definizione delle caratteristiche dei film di semiconduttore

Come motivato nel paragrafo 1.3.4, i film di semiconduttore drogato (indicato con  $n$  ed  $n^+$ ) devono avere una densità di drogante maggiore possibile in maniera che la frequenza di plasma sia molto al di sopra dell'intervallo di frequenze THz di interesse per la rivelazione. Il drogaggio (di tipo  $n$ ) del film superficiale di Ge è stato scelto dell'ordine di  $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , a cui corrisponde una frequenza di plasma superiore a 5 THz, ovvero ben al di sopra dell'intervallo di frequenze di interesse per questo lavoro (0.1-1 THz). Per tali valori di drogaggio è possibile utilizzare un film di spessore non eccessivamente alto (pari a circa 200nm) che combina una resistenza serie abbastanza ridotta ad una capacità non troppo elevata, in maniera da consentire il funzionamento del dispositivo a frequenze nella regione nel THz.

Per quanto riguarda lo strato drogato  $n^+$  si è utilizzato uno spessore di circa 1 micron che con il suo alto spessore assicura di: (i) avere una buona qualità cristallina e della superficie, (ii) minimizzare la resistenza di contatto ohmico e (iii) non risentire di problemi legati allo skin-effect.



### 2.1.3 Parametri dell'anodo Schottky e delle antenne

L'anodo Schottky è l'elemento più critico del dispositivo che verrà realizzato in quanto dal tipo di metallo utilizzato dipende l'altezza della barriera Schottky (paragrafo 1.1.1) e la sua geometria e le sue dimensioni determinano l'area di giunzione e quindi l'intervallo di frequenze a cui potrà operare il rivelatore (paragrafo 1.3).

In questo lavoro si è scelto il cromo per la formazione della barriera Schottky [57] in quanto introduce in maniera limitata livelli profondi, è di facile deposizione e di largo uso nella tecnologia microelettronica. Tuttavia un film di cromo di alto spessore necessario per assicurare la stabilità meccanica dell'air-bridge può accumulare alti stress che potrebbero comprometterne la solidità. A tale scopo si utilizzerà uno spessore di cromo di soli 10 nm seguito da un film di oro di circa 300 nm il quale fornisce all'anodo un'alta stabilità meccanica e realizza una metallizzazione a bassa resistenza.

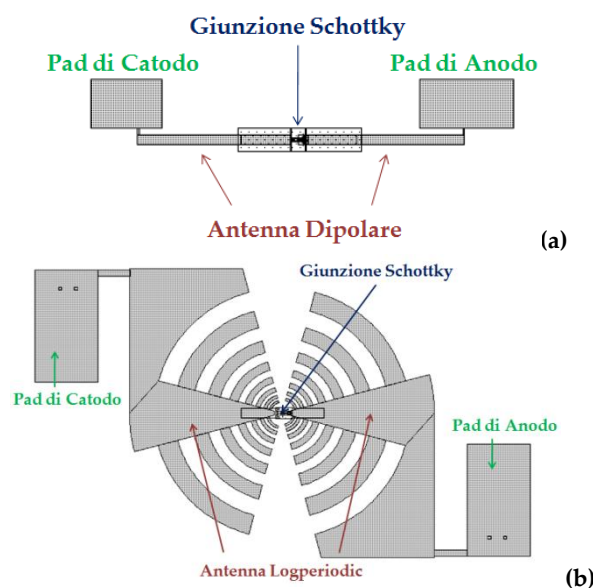
Per quanto riguarda l'area di giunzione, la rivelazione alle frequenze THz richiede area sub-micrometrica. A tal fine non è possibile utilizzare tecniche di fabbricazione basate su litografia ottica in quanto essa non presenta la risoluzione richiesta. Si utilizzerà quindi la tecnica di litografia elettronica ad alta risoluzione [58] [59] (*Electron-Beam Lithography*, EBL) la quale permette, mediante processi avanzati di scrittura diretta su multistrati di film polimerici elettrosensibili (Tecnologia T-Gate), di realizzare in un unico processo la definizione di aree di giunzione anche fino a poche centinaia di nm<sup>2</sup> e la sospensione dell'air-bridge.

Nei dispositivi convenzionali, il contatto di anodo e di catodo (contatto ohmico) sono tipicamente connessi a piste metalliche che conducono ad ampie piazzole ("pads") per alloggiare le microsaldature necessarie per la connessione alla strumentazione elettronica. Nel caso dei rivelatori per il THz le piste metalliche di anodo e catodo opportunamente sagomate svolgeranno il ruolo di antenne e saranno poi connessi trasversalmente ai pads per le microsaldature.

In questo lavoro, i diodi Schottky sono stati integrati con antenne dipolari (Figura 2.4a). Quella dipolare è un'antenna tipo narrow-band, ovvero risonante ad una frequenza determinata dalle dimensioni. Esse sono inoltre relativamente semplici da realizzare in quanto essendo planari sono compatibili con l'elettronica integrata.

Per la rivelazione della radiazione THz in un intervallo compreso tra 0.15 e 0.75 THz si sono realizzate antenne di tipo  $\lambda/2$  in cui ogni barra di metallo costituente l'antenna ha lunghezza pari a  $\lambda/2$ , ovvero pari a rispettivamente 100, 120 e 350  $\mu\text{m}$  per lunghezze d'onda ( $\lambda$ ) pari a 0.750, 0.625, 0.215 THz. La larghezza delle antenne è stata presa dell'ordine di 1/10 della lunghezza, come indicato in [60]. Lo spessore della metallizzazione delle antenne realizzata in oro è stato scelto pari a 400nm, ovvero maggiore della skin depth aspettata per questo tipo di metallo nell'intervallo frequenze (0.15÷0.75 THz) che si utilizzerà per la caratterizzazione dei rivelatori (infatti lo skin depth alla frequenza di 0.1THz è pari a 250nm).

In aggiunta alle antenne dipolari, in questo lavoro si è avviata la messa punto della fabbricazione di antenne di tipo Log-Periodic (Figura 2.4b), di grande interesse in quanto antenne a banda larga, ovvero risonanti in un intervallo di frequenze [54]. Dispositivi con antenna Log-Periodic utilizzando geometrie convenzionali già note per l'emissione e la rivelazione di radiazione THz sono quindi state fabbricate ma non ancora caratterizzate.



**Figura 2.4: Schema di dispositivi con antenne di tipo (a) dipolare e (b) Log-Periodic**

In sintesi, si riportano nella seguente tabella i parametri di progettazione dei diodi Schottky per la rivelazione THz fin qui discussi:

Strato n+	Drogaggio	$5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
	Spessore	1 micron
Strato epitassiale	Drogaggio	$5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
	Spessore	200 nm
Anodo	Metallo	Cromo + Oro
	Spessore	10nm (Cromo) + 300nm (Oro)
	Dimensioni dell'area di giunzione	Sub-micrometrica
Antenne	Metallo	Oro
	Spessore	400nm (Oro)
	Geometria	Dipolo
	Dimensioni (Lunghezza)	100, 120 e 350 $\mu\text{m}$

Tabella 2-1: Parametri principali di progettazione

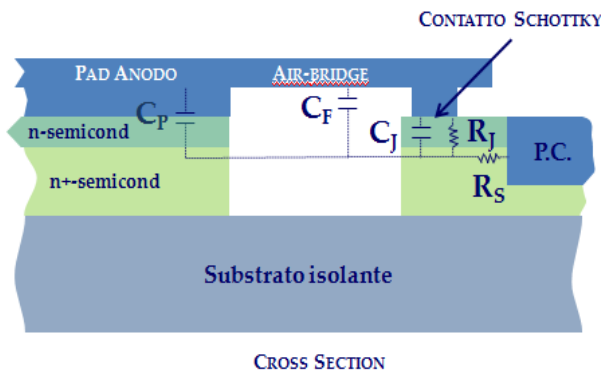


Figura 2.5: Configurazione planare utilizzata per i diodi Schottky su germanio epitassiale

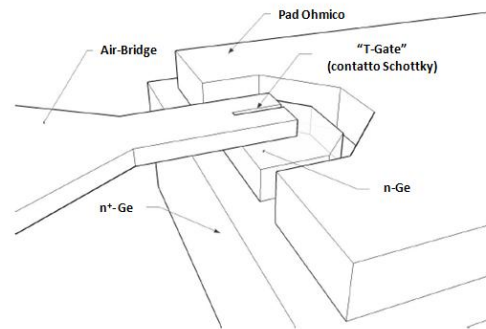


Figura 2.6: Modello tridimensionale del dispositivo

## 2.2 Crescita epitassiale del materiale attivo

Tra i requisiti essenziali relativi al materiale che compone la barriera Schottky alla base dei rivelatori THz presentati in questo lavoro, l'alto drogaggio è fondamentale sia per ottenere una bassa resistenza serie sia per avere una frequenza di plasma che sia ben lontana dall'intervallo di frequenze THz di interesse. Inoltre, a livello tecnologico, la realizzazione di dispositivi necessita di un buon grado di planarità ed un ottimo controllo dello spessore degli strati di semiconduttore. Le moderne tecniche di crescita epitassiale di semiconduttori rendono possibile la deposizione di materiali artificiali le cui proprietà elettroniche possono essere variate con grande libertà. Tramite tecniche di deposizione epitassiale, quali la deposizione chimica da fase vapore (CVD), è possibile ottenere strati di semiconduttore che siano di buona qualità in termini di caratteristiche morfologiche, spessori, drogaggio, e bassa presenza di elementi contaminanti.

L'apparato di crescita epitassiale utilizzato per i materiali utilizzati in questo lavoro, è situato presso il Laboratorio di Fisica e Tecnologia dei Semiconduttori dell'Università Roma TRE: esso è costituito da una camera per la deposizione chimica da fase vapore pirolitica in cui vengono depositati materiali su campioni di dimensioni 2x1 cm<sup>2</sup> con precursori di tipo gassoso quali silano e germano per le eterostrutture in Ge/Si, fosfina e diborano per il drogaggio. Controllando un flusso di corrente elettrica nel substrato mediante un generatore, si determinano precise temperature del substrato che permettono la dissociazione molecolare dei gas precursori tale da produrre le condizioni per la crescita. La qualità del materiale ottenuto è legata alla tecnica di crescita, alle condizioni di temperatura e pressioni in camera [61].

Il sistema di crescita è composto da varie camere dedicate alla preparazione dei substrati, al desorbimento termico dei contaminanti sia a bassa temperatura in ultra-alto-vuoto (UHV) sia ad alta temperatura in ambiente di idrogeno, alla crescita in UHV, alle caratterizzazioni in-situ della superficie. Tale apparato prevede un sistema di pompaggio in grado di raggiungere una pressione di vuoto residuo in camera di crescita dell'ordine di 10<sup>-10</sup> Torr. Il raggiungimento di pressioni così ridotte è una condizione fondamentale per evitare la contaminazione dei substrati dei film cresciuti permettendo

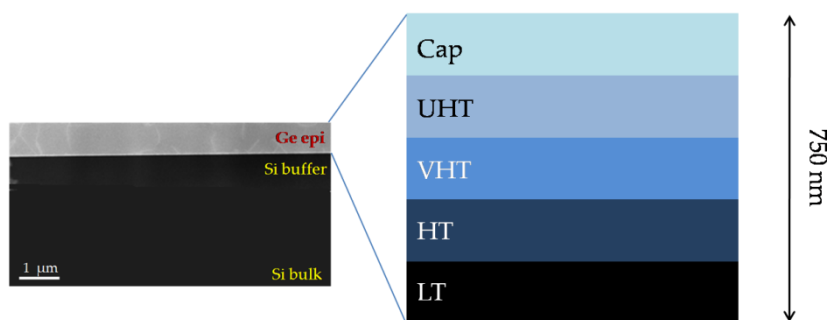
quindi la crescita di materiali di ottima qualità. E' noto che il disaccordo reticolare ( $\approx 4,2\%$ ) tra germanio e silicio introduce difetti nel materiale cresciuto che permettono di rilassare plasticamente la tensione elastica accumulata. Le dislocazioni originate dal rilassamento all'interfaccia (dislocazioni di tipo "misfit") tra i due materiali, possono essere generalmente confinate a distanza dal dispositivo che verrà realizzato in superficie, determinando quindi un valore ottimale dello spessore oltre il quale tale difetti non incidono in modo rilevante sulle caratteristiche del dispositivo. Le dislocazioni che si propagano nella direzioni di crescita arrivando in superficie (dislocazioni di tipo "threading") degradano in modo determinante le caratteristiche elettriche del dispositivo. Per crescite di germanio su silicio è stato dimostrato come dopo uno spessore di  $1 \mu\text{m}$  la densità di dislocazioni di tipo threading è relativamente bassa, dell'ordine di  $10^8 \text{ cm}^{-2}$  [62].

Come accennato nel paragrafo 1.3.4, lo spessore dello strato epitassiale riveste particolare importanza per la rivelazione delle alte frequenze, in quanto mediante la riduzione dello spessore diminuisce la resistenza serie ma contemporaneamente aumenta la capacità associata alla regione di svuotamento che si crea all'interfaccia tra il metallo ed il semiconduttore. Tuttavia il trasporto degli elettroni, ed in particolare la mobilità, è fortemente influenzato dalla qualità del materiale cresciuto che a sua volta dipende dallo spessore dei film necessario ad ottenere una bassa densità di difetti e dalle condizioni di crescita. E' necessario dunque prestare particolare attenzione alla fase di crescita in maniera da trovare i giusti spessori che siano un buon compromesso tra alta qualità e minimizzazione del prodotto (resistenza serie) $\times$ (capacità) tale da permettere la rivelazione alle frequenze THz.

Precedenti esperienze nelle crescite di omo ed etero strutture di silicio e germanio su silicio maturate dal gruppo del Laboratorio di Fisica e Tecnologia dei Semiconduttori dell'Università Roma TRE, hanno suggerito di realizzare la crescita di germanio su silicio mediante la tecnica del VS (Virtual Substrate) [62] seguendo le procedure riportate qui di seguito.

I substrati di partenza, wafer di silicio monocristallino e SOI (silicon on insulator) entrambi con orientazione (001) sono stati tagliati in porzioni delle dimensioni di  $2 \times 1 \text{ cm}^2$ . Dopo un'accurata pulizia ex-situ, il substrato viene montato su un apposito

portacampioni e alloggiato in una precamera da vuoto dove viene riscaldato ad una temperatura di 500 °C per almeno 10 ore in maniera da eliminare le impurezze adsorbite sul substrato e sul portacampioni. Il substrato viene quindi trasferito nella camera di crescita dove subisce un processo di riscaldamento ad alta temperatura (1150°C) in atmosfera di idrogeno per 10 minuti, per favorire il desorbimento del carbonio e dell'ossigeno presenti sulla superficie. In questo passaggio si ha la rimozione dell'ossido nativo che, non essendo stato rimosso ex situ per via chimica per non introdurre contaminanti sul substrato, avviene per la rottura dei legami dell'ossigeno indotta dall'elevata temperatura. Successivamente viene cresciuto uno strato di silicio di qualche centinaio di nanometri ad una temperatura di 800°C e pressione di 1,2 mTorr su cui viene iniziata la crescita epitassiale di germanio (Figura 2.7). Lo strato di germanio viene cresciuto secondo lo schema riportato in Tabella 2-2.



**Figura 2.7: Immagine TEM di un campione di germanio epitassiale e schema della crescita del VS.**

Il primo passaggio consiste nella crescita di uno strato a bassa temperatura (LT) forzando il processo a mantenersi fuori equilibrio per evitare la nucleazione di strutture tridimensionali [61]. La tipologia di crescita dipende fortemente dalla temperatura ed è possibile realizzare una crescita planare (Frank-der Merve) rimanendo al di sotto di una temperatura critica di circa 375°C. I passaggi successivi a temperature più elevate (HT, VHT) mirano al miglioramento della qualità cristallina e ad un aumento della velocità di crescita in cui la rugosità superficiale decresce progressivamente.

Un ulteriore passaggio ad una temperatura di 800°C e pressione inferiore, ha lo scopo di aumentare la velocità di diffusione delle dislocazioni che possono, in questo modo, trovare le condizioni per l'annichilazione singola o combinata con altre, prima di propagarsi in superficie. L'ultimo passaggio, *cap layer*, prevede la crescita di uno strato di germanio rilassato a temperatura di 500°C, con una velocità di crescita di circa 6,1

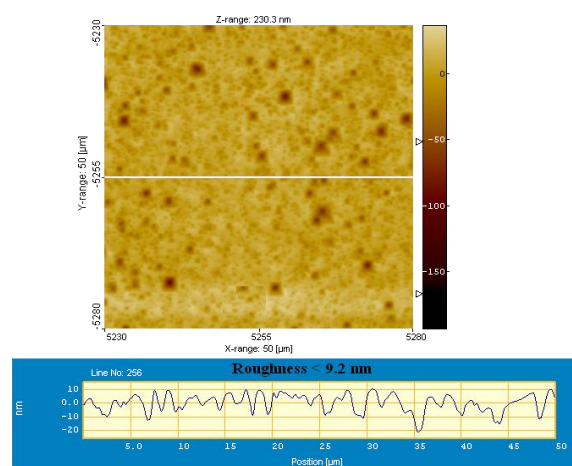
nm/min. A questo stadio, ovvero dopo una crescita di spessore totale di circa 750nm, la superficie del germanio risulta rilassata ed è possibile quindi dar luogo alla crescita epitassiale degli strati attivi di interesse. La rugosità superficiale è molto contenuta ( $R_q \sim 10\text{nm}$ ), come dimostra lo studio AFM riportato in Figura 2.8, ed è allo stato dell'arte.

Per realizzare gli strati di germanio drogato o intrinseco necessari per i dispositivi la crescita avviene immettendo germano puro (per film intrinseci) o in miscela con fosfina (per drogaggio di tipo n) o con diborano (per drogaggio di tipo p).

Fase	Flusso di germano (sccm)	Pressione (mTorr)	Temperatura (°C)	Durata (minuti)
LT	20	4	350	25
HT	20	4	600	5
VHT	20	4	700	30
UHT	20	0,2	800	20
Cap	20	1,2	500	45

**Tabella 2-2: passaggi successivi di crescita di germanio epitassiale secondo la tecnica del Virtual Substrate.**

Nel caso dei diodi Schottky, la struttura progettata del campione (Figura 2.10a) prevede che successivamente al *cap layer* vengano depositati in atmosfera controllata di germano e fosfina (i) lo strato di germanio ad alto drogaggio ( $n^+ = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) dello spessore di 1 micron e (ii) lo strato di germanio a medio drogaggio ( $n = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) dello spessore di 200 nm. Le densità di impurezze droganti richieste (come da tabella riepilogativa 2-1) sono ottenute mediante il controllo delle pressioni parziali, ovvero dei flussi, dei gas nella camera di crescita attenendosi a tarature di riferimento.



**Figura 2.8: Immagine AFM del cap layer e vista in sezione. La rugosità media è inferiore a 10 nm**

Va puntualizzato che nella crescita di film molto drogati, la presenza di fosfina (diluata in idrogeno) nella miscela comporta una modifica nella morfologia del film che risulta maggiormente rugoso rispetto alla superficie del *cap layer* di Ge. La Figura 2.9 mostra la topografia del campione ottenuta mediante AFM la quale evidenzia la presenza di una gran densità di avvallamenti a cui corrisponde un valore di rugosità  $R_q$  pari a 20÷30 nm. Questa morfologia è dovuta essenzialmente allo spesso strato di germanio con drogaggio  $n^+$  e, seppur allo stato dell'arte per deposizioni di germanio mediante CVD, può porre serie problematiche di tipo tecnologico/fabbricativo che sono state oggetto di un accurato studio sperimentale in questo lavoro di tesi, come riportato nel seguito di questo capitolo. Per confronto, si noti che la rugosità superficiale di campioni utilizzati per diodi Schottky in GaAs con analoga struttura di strati drogati è di molto inferiore ( $R_q \sim 1\div 2$  nm) in quanto non è presente il problema del disaccordo reticolare ed inoltre la tecnica di crescita tipicamente utilizzata è la deposizione MBE, la quale assicura in genere una migliore qualità e controllo sul materiale.

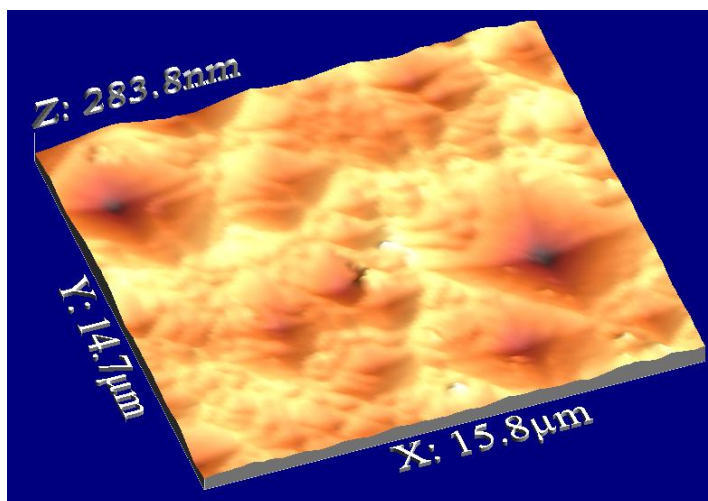


Figura 2.9: Topografia AFM di un campione di germanio completo degli strati drogati  $n^+$  ed  $n$

La sequenza di crescita qui descritta (Figura 2.10a) è stata depositata sia su substrati di silicio bulk sia su substrati SOI. Inoltre, in aggiunta ai campioni terminati con germanio drogato di tipo  $n$ , per la messa a punto dei processi tecnologici di fabbricazione (come riportato nel seguito del capitolo) sono stati depositati campioni in cui lo strato terminale di germanio (dello spessore di circa 300nm) è intrinseco (Figura 2.10b). Su questi ultimi campioni è stato condotto un lavoro originale di messa a punto



della tecnologia air-bridge su germanio. Infatti, avendo fissato come primo obiettivo quello di implementare l'air-bridge in un dispositivo funzionante di cui valutare poi l'effettivo buon funzionamento, si è scelto di fabbricare un dispositivo fotorivelatore che richiede difatti nella sua struttura la presenza di un film di semiconduttore intrinseco.

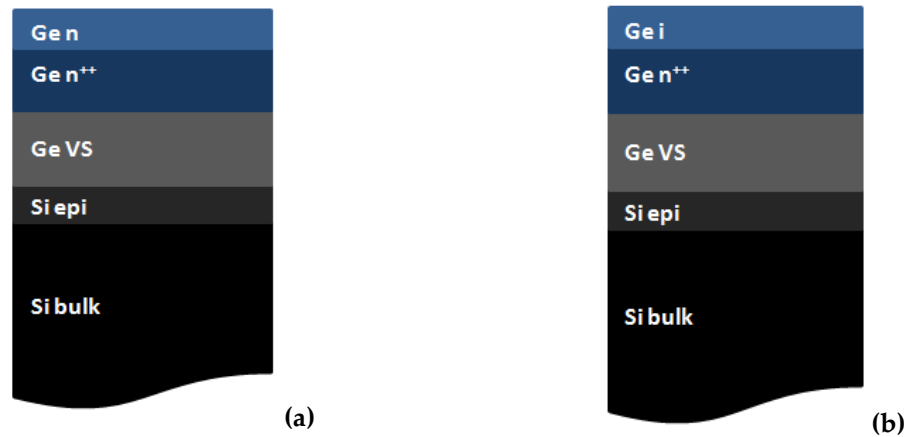


Figura 2.10: Schema dei campioni realizzati variando la densità di drogaggio nell'ultimo strato cresciuto

## 2.3 Implementazione della tecnologia Air-Bridge su Ge

L'implementazione della tecnologia Air-Bridge su germanio costituisce il fulcro di questo lavoro di tesi in quanto rappresenta la tecnologia abilitante essenziale per la realizzazione dei rivelatori THz basati su diodi Schottky.

Come accennato nel paragrafo 2.1.1, l'air-bridge in un diodo Schottky è costituito da un elettrodo metallico (detto anche "ponte") di dimensioni micrometriche sospeso tra due regioni di semiconduttore ("mesa") emergenti dal resto della superficie (corrispondenti ad anodo e catodo), ottenute mediante tecniche litografiche e di attacco (Figura 2.11) Sulla mesa del catodo, l'air-bridge termina con la giunzione Schottky. L'isolamento fisico tra le due mesa connesse dall'air-bridge viene effettuato in maniera da avere il flusso della corrente solamente attraverso la giunzione Schottky, o almeno limitare il più possibile contributi in parallelo attraverso il substrato e gli altri eventuali strati residui.

Alla base della tecnologia "Air-Bridge" c'è lo sviluppo delle tecnologie di micro e nano-lavorazione per la realizzazione di elettrodi micrometrici sospesi. Tale tecnologia era già stata implementata in dispositivi basati su semiconduttori dei gruppi III-V, quindi utilizzando tecnologie, tecniche e processi di attacco chimico specifici per questo tipo di materiali [63] e quindi non direttamente compatibili con (o trasferibili alla) tecnologia del silicio. Nello specifico la tecnica più utilizzata e che fornisce il maggior controllo si avvale della litografia elettronica su multistrati di resist elettrosensibili combinata con la deposizione di film metallici. Anche per dispositivi in arseniuro di gallio si hanno evidenze di processi air-bridge che tuttavia fanno uso di film di materiali sacrificali e/o procedure di attacco chimico in soluzioni acquose che nel caso del germanio non permettono un perfetto controllo del processo e delle geometrie [63].

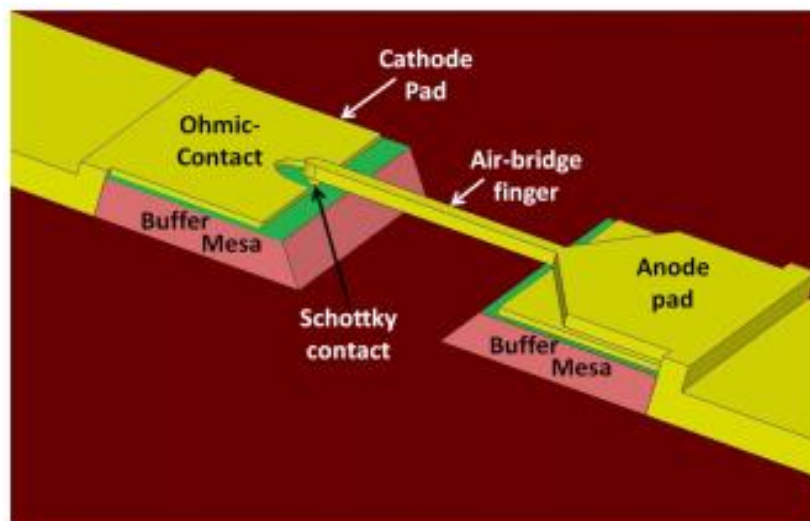


Figura 2.11: Schema di un dispositivo con Air-Bridge Schottky [46]

In questo lavoro di tesi, quindi, si è studiata e sviluppata con successo una tecnologia di implementazione di elettrodi air-bridge che trova la sua originalità (i) nella loro applicabilità a eterostrutture di germanio su silicio e (ii) nell'utilizzo di tecniche di attacco a secco [64] [65]. Sono state dunque implementate ed ottimizzate due metodologie per la realizzazione di strutture "air-bridge", che verranno descritte nel seguito del presente capitolo.

- Metodologia 1: si basa sulla deposizione di un elettrodo micrometrico e la successiva rimozione dello strato semiconduttivo sottostante per la realizzazione dell'elettrodo sospeso la cui lunghezza è determinata e controllata mediante il

processo di attacco. Alla base di tale metodo c'è la messa a punto dei processi di attacco a ioni reattivi (RIE) del germanio. Tale processo è stato implementato nella realizzazione di fotodiodi con giunzioni Schottky di area nella scala dei micrometri per la rivelazione della radiazione infrarossa.

- Metodologia 2: fa uso delle procedure di attacco del germanio ottimizzate per la Metodologia 1, associate a un processo di litografia elettronica ad alta risoluzione analogo a quanto già noto per dispositivi basati su GaAs ma opportunamente adattato per essere utilizzato sul germanio. Tale metodologia permette di realizzare aree di giunzione sub-micrometriche ed è quindi stata utilizzata per fabbricare diodi Schottky per la rivelazione della radiazione THz.

Nella Figura 2.12 e nella Figura 2.13 vengono illustrate le due metodologie sopra citate e nei seguenti paragrafi ne verranno descritti i relativi dettagli.

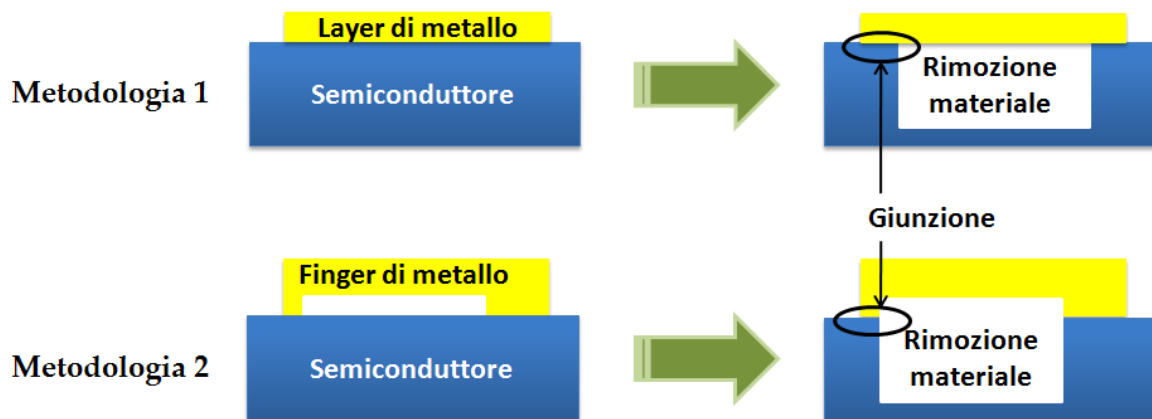


Figura 2.12: Schema in sezione delle due metodologie messe a punto per la realizzazione dell'Air-Bridge

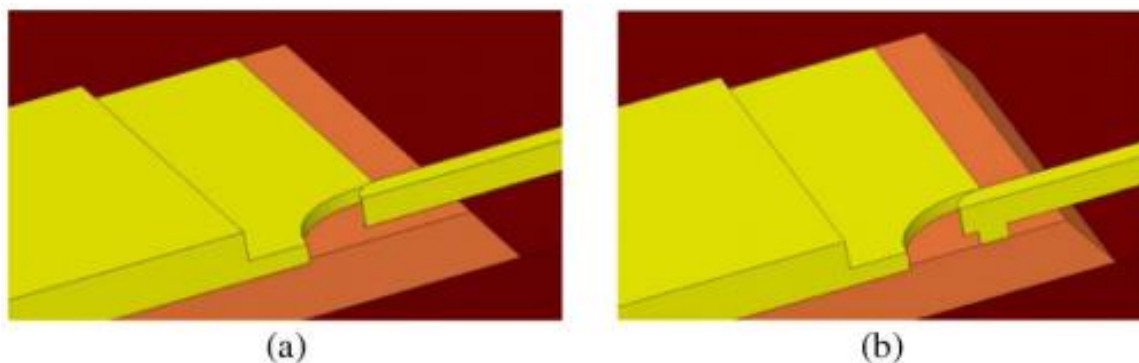


Figura 2.13: Schema in sezione dell'air-bridge integrato in un dispositivo con contatto ohmico ottenuto con le due metodologie messe a punto [46]

### 2.3.1 Realizzazione dell'Air-Bridge mediante attacco a secco

Alla base della realizzazione di air-bridge c'è la rimozione ("attacco") selettiva di materiale (sia esso semiconduttore, isolante o metallico) al di sotto dell'elettrodo metallico. Questo processo di fabbricazione avviene tipicamente in maniera localizzata attraverso un'apertura in uno strato di materiale protettivo (mascherante) resistente all'agente chimico utilizzato. La definizione dell'area di attacco si ottiene mediante tecniche litografiche mentre i film di materiali mascheranti possono essere di varia natura (film polimerici, metallici o dielettrici) in funzione della selettività richiesta e della natura dell'attacco utilizzato (attacco liquido o in gas reattivi (a secco)). Il profilo e la geometria delle regioni sottoposte ad attacco può essere estremamente diversificato ed è caratteristico del tipo e dei parametri di processo (Figura 2.14). In particolare si possono avere profili verticali (attacco "direzionale"), profili con pareti stondate (attacco "isotropo") caratterizzati da una significativa rimozione di materiale al di sotto dello strato protettivo/mascherante (fenomeno di "sotto-attacco"), o profili con situazioni intermedie di anisotropia, in cui è possibile anche avere delle selettività specifiche dell'attacco sull'orientazione dei piani reticolari del cristallo dando luogo a profili con geometrie peculiari.

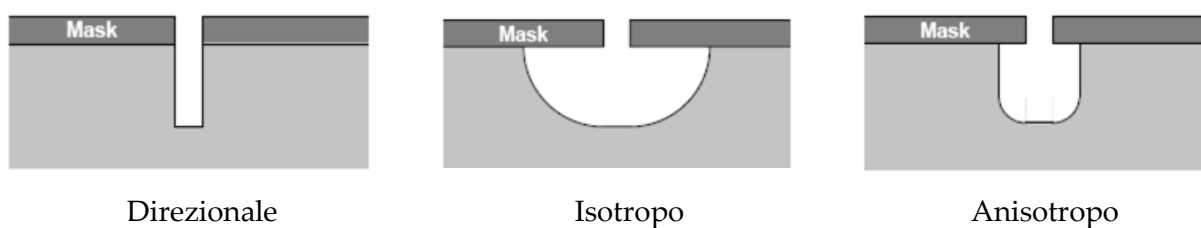


Figura 2.14: Direzionalità e anisotropia dell'attacco

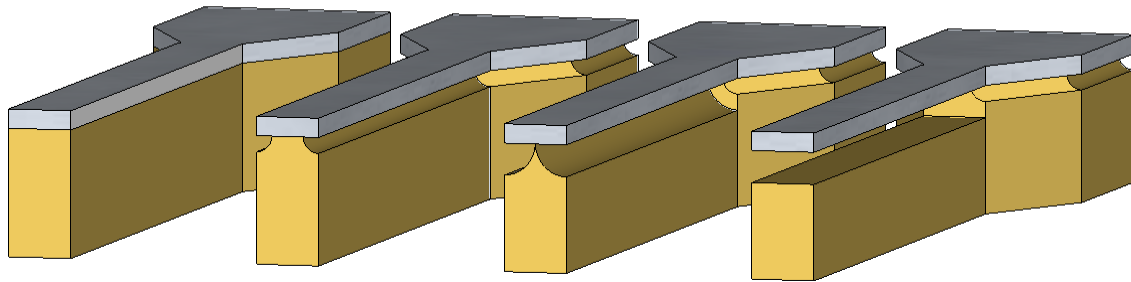
In genere gli attacchi in soluzione (ambiente liquido) sono isotropi quindi producono pareti laterali stondate e danno luogo a "sotto-attacco". Nella maggioranza dei casi risultano inadeguati per definire strutture con dimensioni inferiori a  $1\ \mu\text{m}$  a causa dello scarso controllo e/o della disomogeneità della velocità di rimozione. Gli attacchi "a secco" ovvero in ambiente gassoso in cui la rimozione viene effettuata in un plasma di gas (attacco a ioni reattivi, RIE), sono invece adatti alla definizione di strutture fino alla scala nanometrica (dimensioni laterali inferiori a  $100\ \text{nm}$ ) mediante trasferimento

perfettamente verticale del disegno dello strato mascherante/protettivo. Per la necessità di definire aree di giunzione in scala submicrometrica in modo controllato in questo lavoro si è utilizzata la tecnica RIE.

Il RIE è una tecnica basata su due meccanismi combinati in modo sinergico: i) il processo fisico, non selettivo, di espulsione di molecole causato dal bombardamento ionico e ii) il processo chimico, selettivo, di reazione degli ioni del plasma con la superficie. I radicali reattivi, ottenuti dalle molecole dei gas immessi mediante interazione con elettroni attivati da una radiofrequenza, si combinano con il substrato per formare prodotti volatili che vengono quindi agevolmente rimossi. Il sistema a disposizione permette l'uso di gas fluorinati quali  $\text{CHF}_3$ ,  $\text{CF}_4$  e  $\text{SF}_6$  che forniscono i radicali reattivi. Sono inoltre disponibili Ossigeno ed Argon. Il primo in genere è utilizzato in miscela con gli altri gas per regolare l'efficienza, la velocità e la verticalità dell'attacco, o puro al fine di rimuovere i residui organici dai substrati. Il secondo invece partecipa negli attacchi mediante bombardamento della superficie in modo da favorire la rimozione del materiale. Tra i vantaggi offerti dal RIE vi è la possibilità di ottenere attacchi che siano al tempo stesso selettivi e con direzionalità controllata. La selettività dell'attacco è dovuta alla chimica degli ioni e dei radicali contenuti nel plasma. Si possono così realizzare plasmi che attaccano un tipo di materiale molto più velocemente rispetto ad altri, i quali possono quindi essere utilizzati come mascheranti protettivi per il processo. Inoltre, accelerando gli ioni perpendicolarmente verso il campione, si può indurre l'attacco a procedere in modo ortogonale alla superficie ottenendo così pareti verticali. Quindi la tecnica RIE consente di ottenere profondità d'attacco uniformi ed ottima riproducibilità grazie alla possibilità di avere un accurato controllo dei parametri che determinano le caratteristiche del plasma che opera il processo. Questo tipo di attacco è stato utilizzato ad esempio per la definizione delle mesa dei diodi Schottky.

Inoltre, in maniera del tutto originale, in questo lavoro si sono modificate opportunamente e messe a punto le condizioni di attacco RIE in maniera da produrre un alto grado di isotropia nell'attacco, per ottenere una significativa rimozione di materiale al di sotto del film mascherante e quindi realizzare la sospensione dell'air-bridge. Come mostra la Figura 2.15, progettando opportunamente forma e dimensioni dello strato mascherante è possibile ottenere un assottigliamento progressivo del semiconduttore

sottostante fino alla sua completa rimozione. Si è quindi ottenuto un sottoattacco in maniera analoga a quanto accade per l'attacco in soluzione, ma in maniera estremamente più controllata.



**Figura 2.15: Dissoluzione progressiva di materiale al di sotto di un film mediante attacco isotropo**

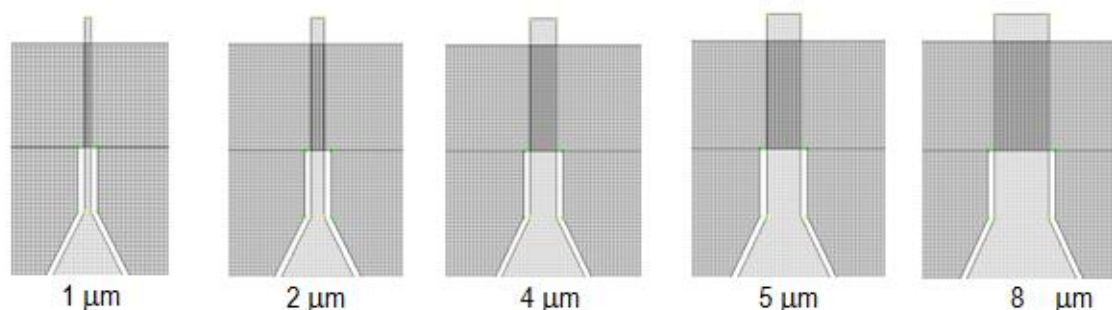
Nello specifico, per ottenere la sospensione dell'air-bridge al di sopra del germanio si è fatto uso dell'attacco a ioni reattivi in  $\text{SF}_6$  puro, il quale fornisce un buon grado di isotropia. È stato scelto questo gas per la sua capacità di rimuovere il germanio con ottima selettività sia rispetto ai comuni resist litografici utilizzati, sia rispetto ad alcuni metalli e all'ossido di silicio, il che rende conveniente l'uso di substrati Silicon-on-Insulator (SOI) dove lo strato di ossido sepolto può avere la funzione di strato di blocco dell'attacco (etch-stop layer). Il processo RIE in  $\text{SF}_6$  è stato realizzato a bassa densità di potenza in maniera da favorire l'attacco orizzontale al di sotto dell'elettrodo metallico o degli altri strati mascheranti polimerici il cui uso è necessario per sospendere l'air-bridge. Per mettere a punto il processo di attacco isotropo del germanio è stato necessario condurre una serie di test per valutare la velocità ed il grado di isotropia di attacco, i cui dettagli sono riportati qui di seguito.

### **Test per la taratura dei parametri di attacco su germanio monocristallino**

I test sono stati condotti utilizzando dei campioni commerciali di germanio monocristallino con orientazione (001).

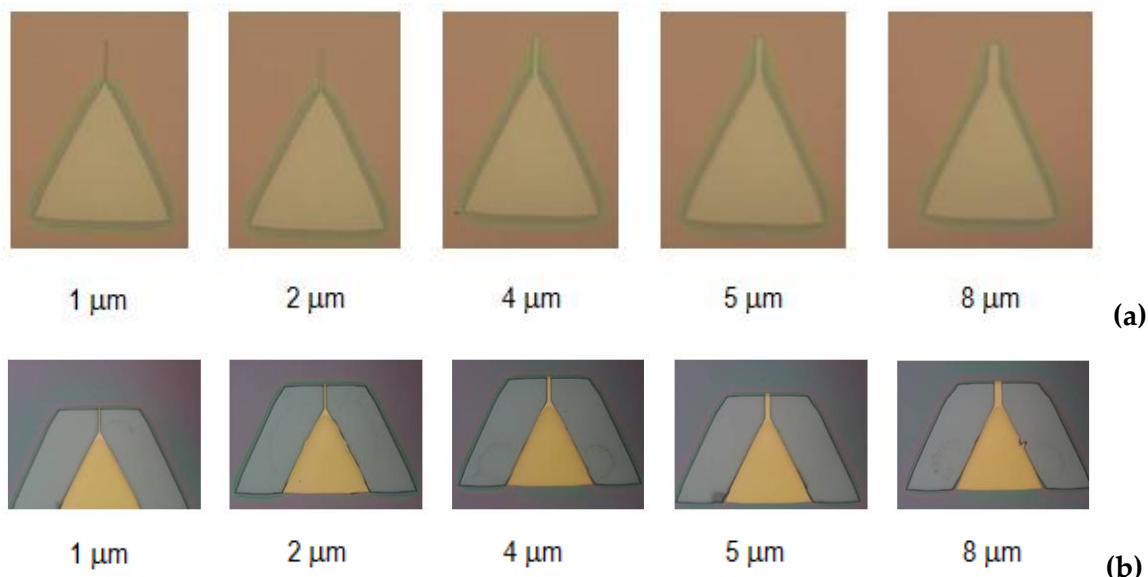
Mediante litografia elettronica, evaporazione e tecnica di lift-off, sono state progettate e realizzate strutture metalliche triangolari terminate con piste metalliche

rettilinee di lunghezza di 30  $\mu\text{m}$  e larghezza tra 1 e 8  $\mu\text{m}$  (Figura 2.16). Tali strutture sono servite per determinare la combinazione di geometria e dimensioni degli elettrodi, profondità e profili di attacco ottimali per la realizzazione degli air-bridge.



**Figura 2.16: Progetto delle strutture metalliche di test per l'attacco isotropo del germanio**

Il processo richiede due passi litografici: un primo passo per la deposizione degli elettrodi (Figura 2.17a), ed un secondo per la definizione dell'apertura attraverso la quale avviene l'attacco del substrato (Figura 2.17b), utilizzando come mascherante protettivo il film di resist elettronico.



**Figura 2.17: (a) aperture definite nel resist elettronico prima della evaporazione del metallo. (b) Strutture metalliche di test per l'attacco del germanio su cui è sovrapposto un secondo film di resist con aperture per l'attacco RIE.**

I test condotti hanno permesso di individuare le seguenti condizioni ottimali per l'attacco RIE: gas di attacco  $\text{SF}_6$  puro con flusso di 25 sccm, densità di potenza RF pari a

55 mW/cm<sup>2</sup> e pressione 30 mTorr, ottenendo rate di attacco verticale e orizzontale pari a circa 1100 e circa 600 nm/min.

Nei test svolti il parametro variabile è stato la durata di attacco in SF<sub>6</sub>. All'aumentare della durata dell'attacco aumentano sia la profondità di attacco sia l'estensione dell'attacco laterale cosicché per durate sempre maggiori si ha la sospensione di elettrodi di larghezze sempre maggiori, come mostrato in Tabella 2-3.

Durata di Attacco(min)	Profondità di Attacco (μm)	Larghezza degli elettrodi sospesi (μm)
2	2	1
4	4	1, 2
8	9	1, 2, 4

**Tabella 2-3: Sospensione di elettrodi di diverse larghezze in funzione della durata dell'attacco**

La Figura 2.18 mostra il risultato del test di attacco della durata di 8 minuti con elettrodi sospesi da 1, 2 e 4 μm di larghezza. E' evidente come gli elettrodi siano effettivamente liberi e sospesi sopra al substrato di germanio. E' da notare pero' la presenza di un piccolo "muro" di materiale residuo al di sotto degli elettrodi, che potrebbe costituire un canale parallelo di conduzione in un dispositivo reale. Tuttavia all'aumentare della durata dell'attacco tale struttura si riduce di dimensioni, quindi l'utilizzo di substrati SOI ed una durata opportuna dell'attacco dovrebbero consentire di eliminare contributi paralleli della corrente e di isolare in maniera efficace le mesa di anodo e di catodo. Altro dato notevole riscontrato in questi test è la presenza di una "anomalia" nella velocità di attacco laterale, ovvero un incremento della stessa accompagnato da disuniformità morfologiche, al di sotto dell'interfaccia metallo-semiconduttore non protetta dalla maschera di resist elettronico (indicata con una freccia in Figura 2.18d). Tale effetto deve essere preso in considerazione in quanto può ridurre la lunghezza della zona di giunzione in maniera non trascurabile.

Infine, nella Figura 2.18 si nota che le pareti verticali di germanio allineate alle direzioni (110) sono ben più verticali e lisce rispetto a quelle allineate ad altre direzioni: ciò indica la presenza di un certo grado di selettività dell'attacco all'orientazione dei piani cristallini che vengono esposti durante il processo.



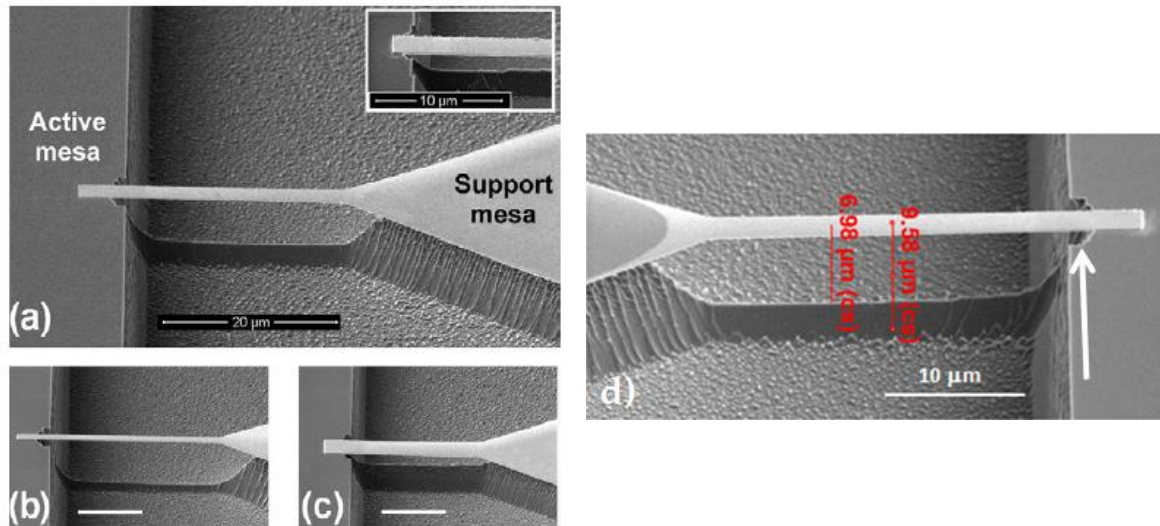


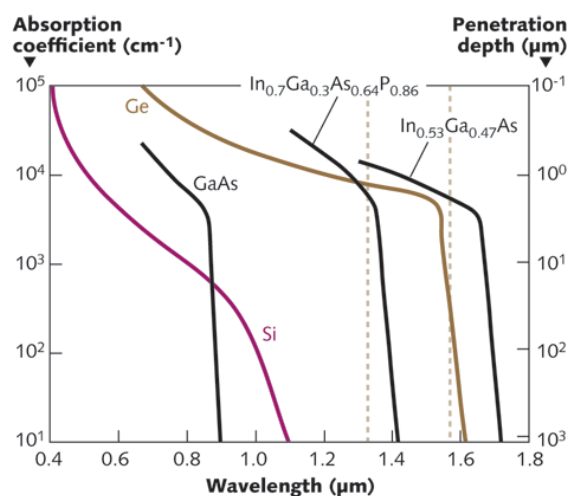
Figura 2.18: Immagini SEM di elettrodi di varie larghezze (1, 2, 4 micron) sospesi su substrati di germanio bulk.

### Diodi Schottky in germanio epitassiale per la rivelazione della radiazione IR

La tecnologia air-bridge riportata nella sezione precedente ed ottimizzata su germanio monocristallino è stata implementata in un processo di fabbricazione di diodi Schottky per la rivelazione della radiazione infrarossa [65] su campioni di germanio epitassiale. L'utilizzo del germanio per dispositivi veloci di rivelazione della radiazione infrarossa alla lunghezza d'onda di  $1.55 \mu\text{m}$  ha suscitato forte interesse per applicazioni sia nel settore delle telecomunicazioni ad alta velocità di dati ottici sia per le interconnessioni ottiche per i circuiti microelettronici integrati nella piattaforma di silicio [10]. Grazie all'elevato coefficiente di assorbimento nello spettro infrarosso, il germanio è tra i materiali più adeguati per la fabbricazione di fotorivelatori in questo intervallo di lunghezze d'onda (Figura 2.19).

Il germanio epitassiale utilizzato in questo lavoro è stato depositato su substrati di silicio (Ge-on-Si) e substrati di tipo silicon-on-insulator (Ge-on-SOI) mediante tecnica CVD, come descritto nella sezione 2.2. Si riporta la sequenza dei layer schematizzati in Figura 2.20a: i) 300 nm di silicio buffer seguito da ii) 750 nm di stato virtuale di germanio rilassato, iii) 500 nm di germanio fortemente drogato ( $n^+$ ) ( $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) ed infine 300 nm di germanio intrinseco a completamento della struttura. In base ai test di attacco condotti su germanio monocristallino, si sono progettati air-bridge di larghezza di 2, 3 e 4  $\mu\text{m}$ . In

Figura 2.20 vengono mostrate sia la struttura cresciuta sia le fasi di realizzazione del diodo Schottky.



**Figura 2.19: Confronto dei coefficienti di assorbimento tra alcuni semiconduttori**

Il diodo Schottky viene realizzato con un processo completamente planare con tecniche di litografia elettronica. Due metallizzazioni formano le giunzioni di anodo e catodo che vanno a realizzare il contatto con il semiconduttore drogato. Il dispositivo viene successivamente isolato su due mesa sia per interrompere il collegamento elettrico (dovuto allo strato maggiormente drogato) del grande capacitore parassita associato al pad di contatto dell'anodo, sia per disaccoppiare i vari dispositivi presenti sul wafer. Il pad di anodo viene alloggiato su una delle due mesa, il cui scopo è solo di supporto meccanico, mentre l'altra mesa ospita il contatto Schottky di anodo ed il contatto Ohmico di catodo, con il relativo pad di contatto. La metallizzazione di anodo, quindi, inizia sulla prima mesa con il grande pad metallico e termina sulla seconda mesa con la giunzione anodica grazie all'air-bridge.

Il processo di realizzazione del dispositivo inizia con la definizione di una mesa rettangolare ( $20 \times 70 \mu\text{m}^2$ ) di germanio intrinseco sullo strato di germanio drogato n (passo "b" di Figura 2.20). In questa fase, si è utilizzato l'attacco in RIE precedentemente messo a punto per ottenere profili verticali, i cui parametri sono stati ottimizzati riducendo il tempo di attacco in maniera da rimuovere, esternamente alla mesa, uno

spessore di materiale pari ad almeno 300nm, ovvero lo spessore spessore del film di germanio intrinseco.

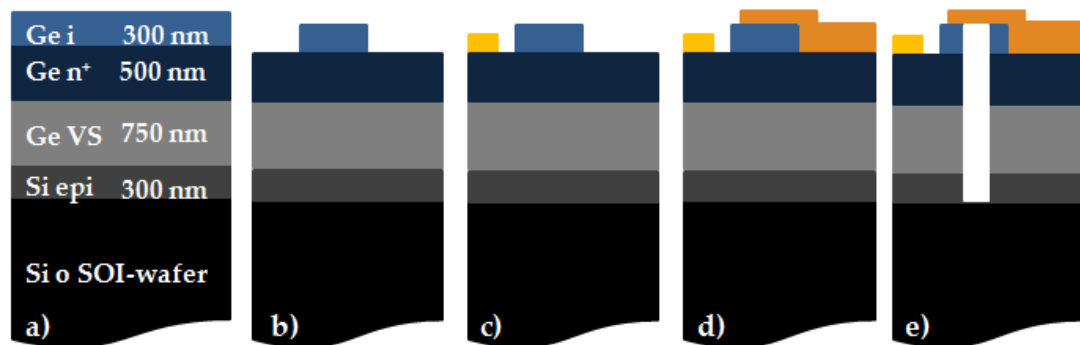


Figura 2.20: Campione di partenza (a) e flusso di processo per la realizzazione di fotorecettori basati sui diodi Schottky con air-bridge: b) mesa i-Ge; c) contatto ohmico ; d) giunzione Schottky; e) sospensione Air-Bridge ed isolamento dispositivi

Le immagini SEM di Figura 2.21 mostrano una mesa di dimensioni pari a  $70.5 \times 19.5 \mu\text{m}^2$  ed una profondità di attacco di circa 350 nm.

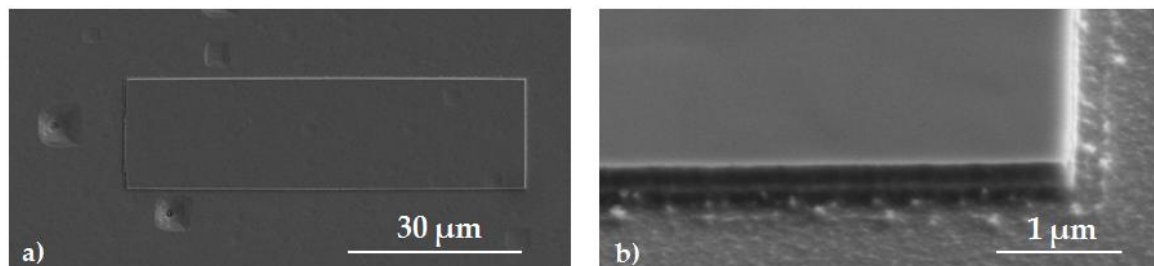


Figura 2.21: Immagine SEM della mesa i-Ge

Quindi, (passo "c" di Figura 2.20) è stata definita la metallizzazione per il contatto ohmico mediante un'evaporazione termica di 50 nm di lega Au:Sb sullo strato di germanio drogato adiacente ad uno dei lati corti della mesa rettangolare e il successivo processo termico a  $360 \text{ }^\circ\text{C}$  necessario per la formazione di un contatto a bassa resistività.

La deposizione dei metalli per la realizzazione della giunzione Schottky (passo "d" di Figura 2.20) è stata eseguita mediante un evaporatore a cannone elettronico. Sono stati depositati due strati, uno di cromo, per la formazione della giunzione Schottky, ed uno di oro. L'evaporazione del metallo è preceduta dalla rimozione di un piccolo spessore di germanio (recess) ottenuto in soluzione di acqua ossigenata all'1% con lo scopo di avere una giunzione del metallo con una superficie di germanio il più possibile

priva di contaminanti e difetti. La formazione dell'air-bridge e l'isolamento dei singoli dispositivi (passo "e" di Figura 2.20) avviene mediante la procedura di attacco RIE isotropo messa a punto sul germanio monocristallino ma con durata diversa. Infatti i test di attacco hanno mostrato che la velocità di attacco verticale per il germanio epitassiale è inferiore rispetto a quella del germanio monocristallino, ovvero pari a 600 nm/min, pur mantenendo il rapporto tra le rate di attacco verticale e orizzontale precedentemente individuato. Di conseguenza la durata dell'attacco è stata aumentata per assicurare la rimozione dell'intero film di germanio depositato (circa 1.5  $\mu\text{m}$ ).

### **Analisi morfologica dei dispositivi realizzati**

In Figura 2.22 viene mostrata l'immagine al microscopio elettronico (SEM) di un dispositivo ultimato. Il pad di anodo (Figura 2.23) viene alloggiato su una delle due mesa (mesa di supporto), il cui scopo è solo di supporto meccanico, mentre l'altra mesa (mesa attiva) ospita il contatto Schottky di anodo nelle cui vicinanze si trova il contatto ohmico di catodo, con relativo pad di contatto per l'estrazione di segnale (Figura 2.22). La parte macroscopica del pad di catodo circonda quello di anodo in modo tale da realizzare guide d'onda elettriche coplanari necessarie alla riduzione di interferenze elettriche del segnale. Questa configurazione si presta anche per caratterizzazioni standard di lunghezze d'onda nell'intervallo sub-millimetrico (microonde) ovvero a frequenze dell'ordine dei 10 GHz, con sonde tipo GSG (Ground-Signal-Ground).

La metallizzazione di anodo inizia, quindi, sulla prima mesa con un grande pad metallico e termina sulla seconda mesa con la giunzione anodica attraverso all'air-bridge. L'air-bridge risulta ben sospeso (Figura 2.24). La presenza dell'elettrodo fa da maschera per la componente verticale dell'attacco producendo un "muro" residuo di silicio al di sotto dell'air-bridge (Figura 2.24), analogamente a quanto riscontrato per il germanio bulk in Figura 2.18. La giunzione Schottky è in corrispondenza della zona di mesa attiva su cui è stato depositato l'elettrodo air-bridge: la sua larghezza è data dalla larghezza dell'elettrodo (ottimamente controllabile mediante la litografia elettronica) mentre la lunghezza dipende dall'estensione dell'attacco laterale tramite RIE. La lunghezza della giunzione non è perfettamente controllabile in quanto la velocità di attacco è relativamente alta e non è esattamente riproducibile anche conducendo il

processo con parametri nominalmente identici. Utilizzando questo processo si sono comunque realizzati diodi Schottky con aree di giunzione fino a meno di  $2 \mu\text{m}^2$ .

E' interessante notare che lungo il perimetro della regione sottoposta all'attacco, contrariamente a quanto ottenuto per il germanio cristallino, non si ottiene una parete sostanzialmente verticale. A partire dal basso (Figura 2.25) si ha una prima salita (indicata con "1"), molto irregolare, attribuibile agli effetti di rugosità dovuti al bombardamento ionico nell'attacco in RIE così come evidente sul resto della superficie orizzontale.

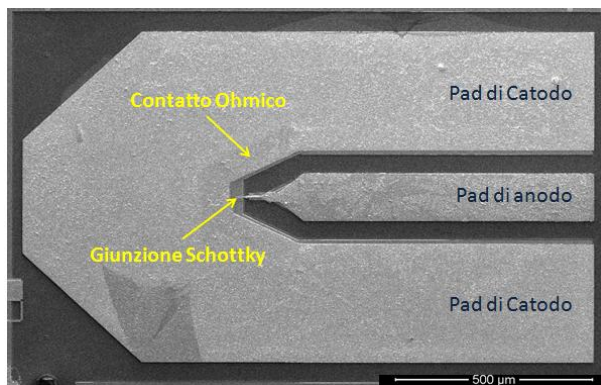


Figura 2.22: Immagine SEM di un dispositivo ultimato

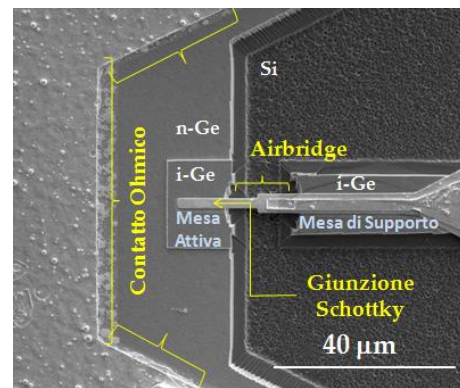


Figura 2.23: Particolare di un dispositivo

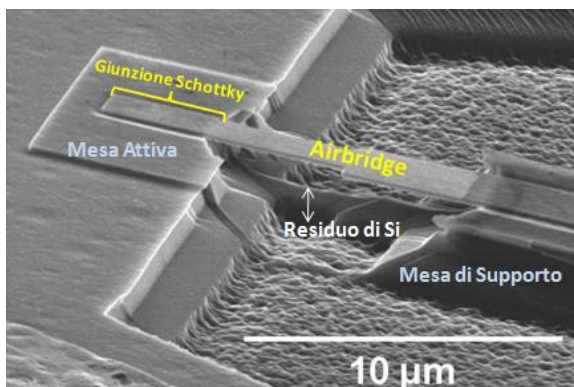


Figura 2.24: Immagine SEM dell'air-bridge

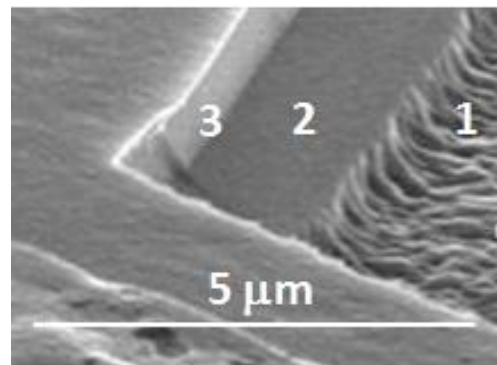
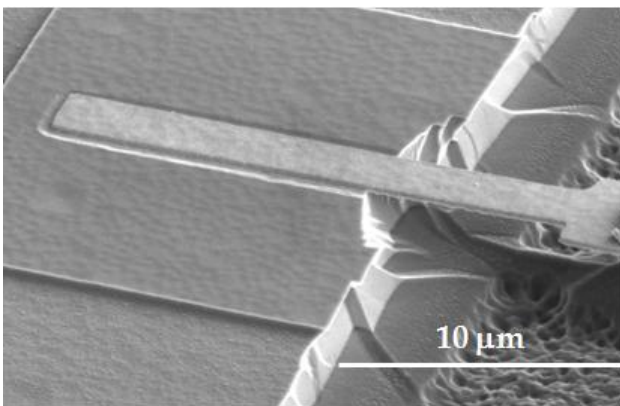


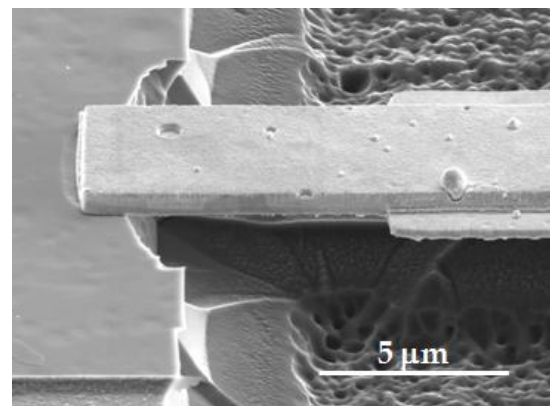
Figura 2.25: Dettaglio del profilo delle pareti verticali di attacco

Le altre due pendenze (indicate in Figura 2.25 con "2" e "3") sono identificabili rispettivamente con silicio e germanio in base ai loro tipici contrasti con cui compaiono nelle immagini SEM: grigio chiaro il germanio, grigio scuro il silicio. La diversa velocità di attacco tra germanio e silicio (quella del silicio (100) bulk è  $500 \text{ nm/min}$ , molto minore

rispetto al germanio) fa sì che inizialmente l'attacco verticale proceda inizialmente molto velocemente nel germanio, per poi avvenire molto più lentamente una volta raggiunto il silicio. In questa configurazione il meccanismo di attacco più veloce è quello laterale del germanio, quindi la superficie del silicio (con le sue superfici praticamente stabili rispetto al germanio e quasi orizzontali) ha essenzialmente lo stesso ruolo della maschera superiore di metallo, ovvero rendere i due piani cristallini del germanio stabili rispetto all'attacco. Questo è uno dei motivi per cui, rispetto al caso del germanio monocristallino, è stato necessario aumentare la durata dell'attacco per permettere la sospensione del ponte.



**Figura 2.26:** Immagine SEM di una giunzione Schottky con area di  $\sim 20 \mu\text{m}^2$



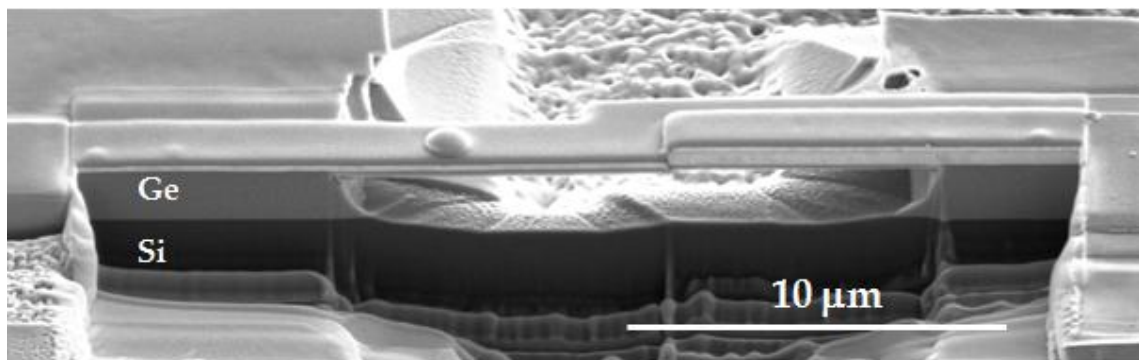
**Figura 2.27:** Immagine SEM di una giunzione Schottky con area inferiore a  $4 \mu\text{m}^2$

Come si nota dalla caratterizzazione morfologica (Figura 2.26 e Figura 2.27) l'attacco RIE deteriora il bordo del film di germanio dove l'air-bridge poggia sulla mesa attiva. Tale effetto, già osservato nei test di attacco sul germanio monocristallino, è ora ancor più evidente nel germanio epitassiale. In questo caso è netta la presenza di una rientranza dai contorni frastagliati che comporta una netta diminuzione dell'area di giunzione progettata. Fintantoché la lunghezza della giunzione è molto maggiore rispetto alla lunghezza della rientranza (come mostrato in Figura 2.26) tale fenomeno non pregiudica la formazione di un contatto meccanicamente stabile della giunzione Schottky. Invece tale rientranza del bordo non può essere trascurata se la sua lunghezza è confrontabile o addirittura maggiore rispetto alla lunghezza della giunzione, come mostrato nella Figura 2.27. Si conclude, quindi, che nonostante il processo abbia portato alla realizzazione di giunzioni Schottky morfologicamente soddisfacenti e



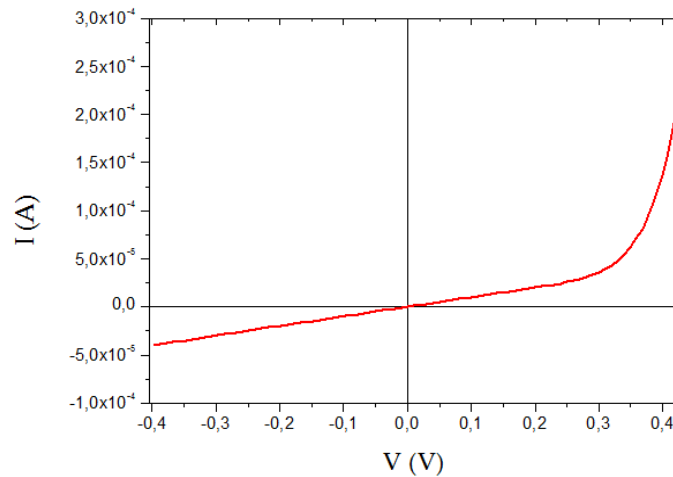
meccanicamente stabili anche in scala sub-micrometrica, la definizione esatta della lunghezza della giunzione non si può considerare fattibile in maniera perfettamente affidabile e riproducibile con la procedura fin qui sviluppata.

Utilizzando la tecnologia FIB per analisi di sezione si è evidenziata la struttura del campione di germanio epitassiale, la profondità e gli spessori delle regioni sottoposto ad attacco e dei film sottili utilizzati. Come si osserva dall'immagine in sezione (Figura 2.28), l'air-bridge risulta sospeso ma si nota che al di sotto dell'elettrodo la profondità di attacco è stata appena sufficiente da rimuovere il film di germanio ed intaccare appena il silicio sottostante.



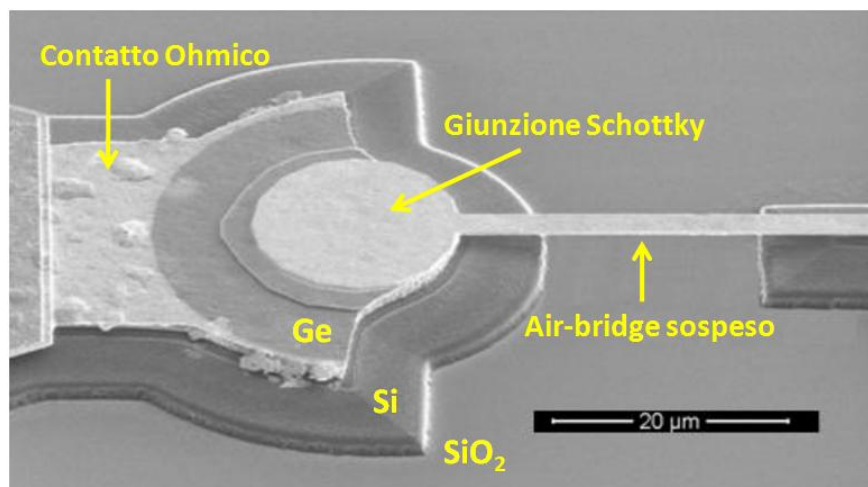
**Figura 2.28: Immagine SEM di una sezione di un diodo Schottky ottenuta mediante FIB**

Per valutare l'effetto del substrato di silicio sulla conduzione elettrica nel dispositivo, è stata effettuata una caratterizzazione elettrica in DC a temperatura ambiente. La caratteristica I-V riportata in Figura 2.29 si riferisce ad un dispositivo con area di giunzione pari a  $2 \mu\text{m} \times 1.3 \mu\text{m}$ . Tale caratteristica mostra un comportamento rettificante nella regione di polarizzazione diretta; mentre attorno a  $V \sim 0$  e nella regione di polarizzazione inversa si ha un andamento lineare della corrente attribuibile al contributo parallelo del substrato di silicio. Dal momento che per funzionare come fotorivelatori nell'infrarosso, tali dispositivi dovrebbero essere polarizzati in inversa, risulta chiaro come il contributo parallelo alla corrente dovuto al substrato deteriori le performance di questi dispositivi, in quanto esso influisce pesantemente sul valore della corrente di buio.



**Figura 2.29: Curva I-V di un dispositivo fotorivelatore, basato su giunzione Schottky in germanio, realizzato su substrato di silicio**

Per risolvere tale inconveniente sono stati realizzati, attraverso la tecnologia fin qui sviluppata, dei diodi Schottky su substrato SOI di cui la Figura 2.30 mostra un esempio in cui la giunzione Schottky termina con una forma a cerchio, avendo previsto di poter utilizzare il dispositivo come fotorivelatore con illuminazione dal retro del wafer. In questo caso lo strato di ossido sepolto del SOI è stato utilizzato come layer di blocco per l'attacco RIE, grazie alla selettività del  $\text{SF}_6$  verso l'ossido, permettendo così l'isolamento sia tra le due mesa di un singolo dispositivo, sia tra i dispositivi realizzati simultaneamente su uno stesso campione di germanio epitassiale.



**Figura 2.30: Immagine SEM di un fotodiode Schottky in germanio epitassiale realizzato su substrato SOI**



Si nota infatti che la superficie tra le mesa e in particolare al di sotto dell'air-bridge è perfettamente liscia ed uniforme. Il confronto qualitativo tra le caratteristiche I-V relative a dispositivi realizzati su substrati di silicio e SOI è mostrato in Figura 2.31. Esso mostra una riduzione drastica della corrente di buio in polarizzazione inversa che nel caso del SOI è dovuta esclusivamente alla giunzione metallo-semiconduttore, quindi senza alcun contributo parallelo dovuto al substrato.

Per i dispositivi realizzati su SOI è quindi possibile definire correttamente una serie di fattori di qualità tra cui l'ordine di rettificazione (tra 2 e 3 e che vale 3 per la curva presentata nell'inset di Figura 2.31), il coefficiente di idealità (compreso tra 1 e 2 per i dispositivi realizzati) e la resistenza serie (compresa tra 150 e 400  $\Omega$ ). Si può quindi concludere che dal punto di vista del comportamento elettrico i diodi Schottky realizzati sono di buona qualità, adatti quindi ad essere integrati in rivelatori per il THz, a meno di successive ottimizzazioni.

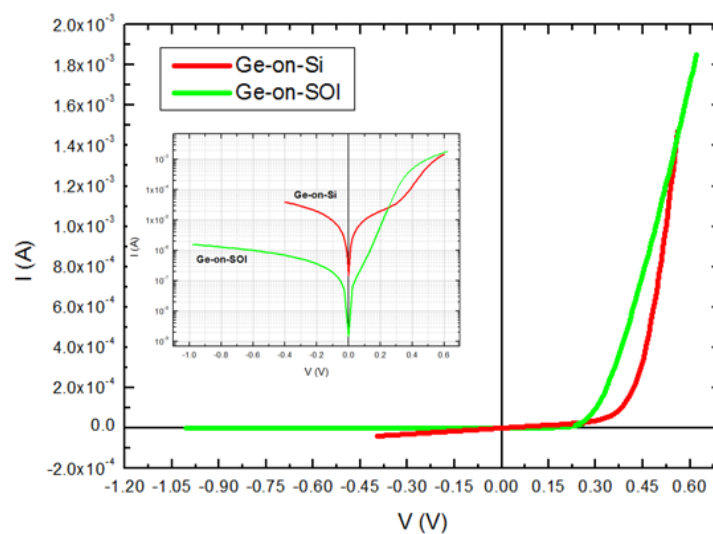


Figura 2.31: Confronto tra le curve I-V di diodi Schottky in germanio epitassiale realizzati su silicio e su SOI

### Caratterizzazione Ottica

La caratterizzazione ottica preliminare dei fotorivelatori è stata effettuata utilizzando laser che emettono a lunghezze d'onda pari, rispettivamente, a 1.31  $\mu\text{m}$  e 1.55  $\mu\text{m}$  (linee tratteggiate in Figura 2.32), alle quali l'assorbimento nel substrato di silicio è trascurabile.

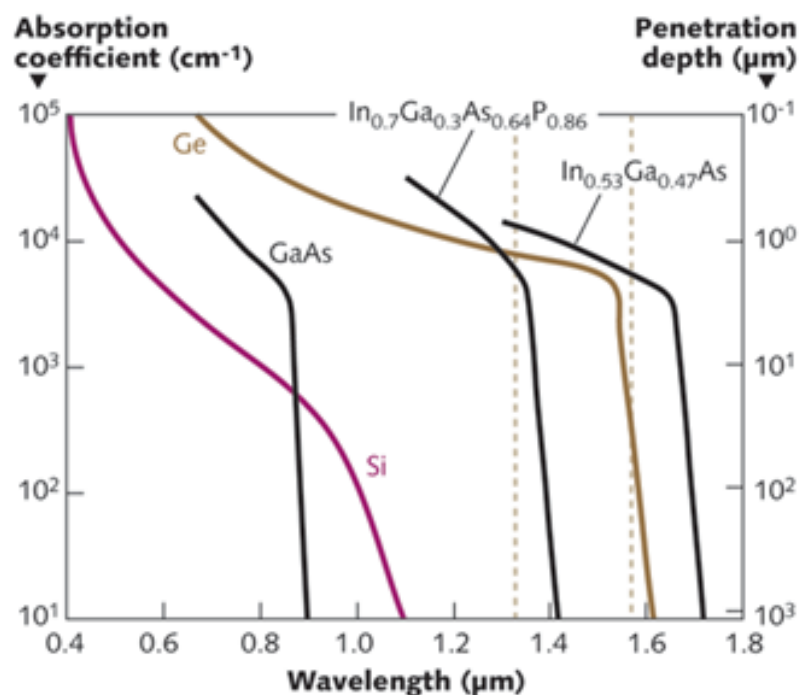


Figura 2.32: Coefficiente di assorbimento di alcuni semiconduttori

La caratterizzazione è avvenuta utilizzando due configurazioni: nella prima si è misurata la corrente in funzione della tensione applicata al dispositivo in oggetto senza illuminazione e a vari valori della potenza ottica del laser; nella seconda si è polarizzato inversamente il dispositivo applicando una tensione pari a  $-300$  mV e si è apprezzata la variazione della corrente in funzione della potenza ottica del laser (Caratteristica IP, Figura 2.33). Le caratteristiche I-V con e senza illuminazione rispecchiano quelle di un fotodiode convenzionale. Le caratteristiche IP nella Figura 2.33, mostrano un andamento monotono della corrente all'aumentare della potenza del laser con una tendenza alla saturazione. Inoltre, la risposta del dispositivo alle due lunghezze d'onda utilizzate, è coerente con il diverso coefficiente di assorbimento atteso (Figura 2.32). La responsività stimata è pari a  $1.92 \times 10^{-3}$  A/W per lunghezza d'onda di  $1.31 \mu\text{m}$  e  $0.77 \times 10^{-3}$  A/W per lunghezza d'onda di  $1.55 \mu\text{m}$ .

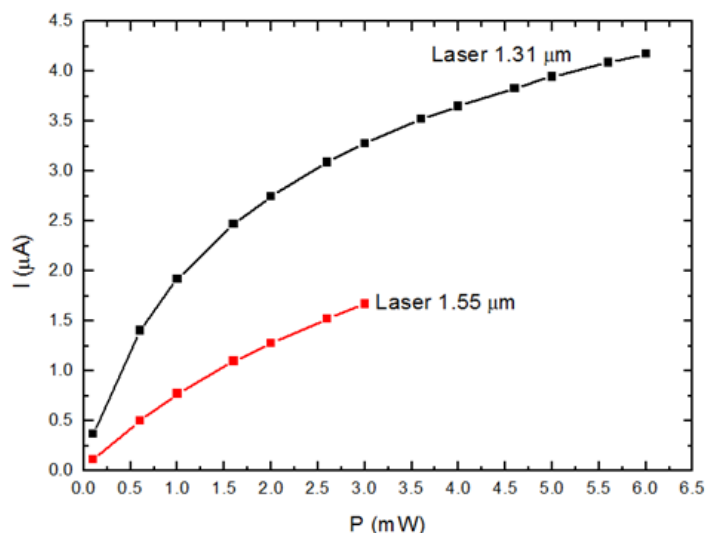


Figura 2.33: Caratteristica IP (polarizzazione: - 300 mV)

In conclusione, sono stati realizzati dispositivi fotorivelatori in germanio basati su anodo Schottky di tipo air-bridge. Benchè la valutazione accurata delle performance non sia stata eseguita in quanto esula dagli obiettivi primari di questo lavoro, la caratterizzazione mostra che dal punto di vista morfologico ed elettrico sono state acquisite le seguenti tecnologie abilitanti per la realizzazione di rivelatori per il THz, ovvero nello specifico:

- la taratura della crescita per CVD del germanio per la realizzazione di strati drogati di tipo n con drogaggi compresi tra  $1 \times 10^{17}$  e  $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  e la realizzazione di contatti ohmici sugli strati più drogati.
- l'attacco RIE isotropo per la realizzazione di Air-Bridge di Au/Cr
- l'estensione dei processi di fabbricazione all'utilizzo dei substrati SOI

### 2.3.2 Realizzazione dell'Air-Bridge mediante trilayer

Nel processo di realizzazione di diodi Schottky fin qui descritto, nel quale una delle due dimensioni della giunzione viene determinata dalla durata dell'attacco RIE, non è possibile ottenere in maniera riproducibile e controllabile aree di giunzione inferiori ad alcuni micron quadrati. Dal momento che la realizzazione di diodi Schottky per il THz richiede aree di giunzioni in scala submicrometrica è necessario mettere a punto tecnologie di fabbricazione specifiche. Si è quindi implementata, per la prima

volta su germanio epitassiale, la tecnologia "T-Gate" per la realizzazione di elettrodi con sezione a "T" mediante singola scrittura EBL [66]. Inizialmente sviluppata per la realizzazione di elettrodi di gate per HEMT in arseniuro di gallio, la tecnica del "T-Gate" è stata successivamente utilizzata per la realizzazione di diodi Schottky in arseniuro di gallio, oltre che per elettrodi di gate per HEMT su InP [67] [68]. Il profilo a "T" viene ottenuto esponendo al fascio elettronico un opportuno disegno e utilizzando un multistrato di tre resist elettronici (tri-layer) con sensibilità diversa agli elettroni così da modularne il profilo in sezione del gate ed ottenere contemporaneamente elettrodi air-bridge ed aree di giunzione in scala sub-micrometrica.

Per realizzare strutture simili su germanio epitassiale, si è utilizzato ed opportunamente modificato negli spessori il tri-layer già sviluppato ed ottimizzato per diodi Schottky in arseniuro di gallio [67]. Seguendo lo schema di Figura 2.34a, il primo strato di resist utilizzato per la definizione della base dell'elettrodo ("piede") è il PMMA (di peso molecolare 950k) con uno spessore di 200 nm; il secondo è Copolimero 8.5-MM con spessore di 650 nm; infine il terzo strato in cima è PMMA 50k con spessore di 130 nm e serve per definire la parte superiore del profilo a T ("testa"). Lo spessore totale dei tre resist è di 1.2  $\mu\text{m}$ . Ciascun strato di resist è stato steso mediante spin-coating sul campione di germanio epitassiale ad una velocità di rotazione di 2000 giri/min per 60 secondi seguito da un riscaldamento di 5 minuti a 170 °C. I tre resist utilizzati hanno sensibilità diverse agli elettroni, ovvero mediante una singola esposizione al fascio elettronico è possibile ottenere aree sensibilizzate di diversa estensione laterale nei tre strati. I profili risultanti in seguito allo sviluppo (Figura 2.34b), hanno geometrie tali che in seguito a evaporazione di metalli e lift-off (Figura 2.34c) si possano realizzare strutture tridimensionali, quali ad esempio gli elettrodi con profilo a forma di "T" schematizzati in Figura 2.34d.

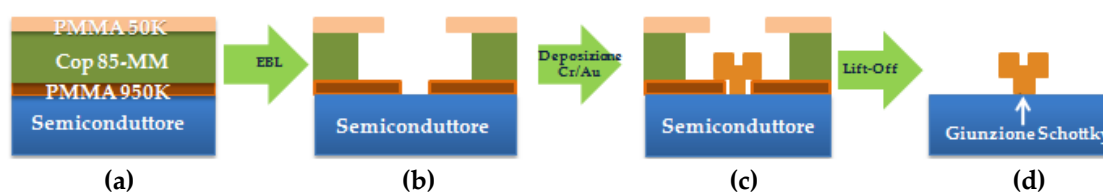
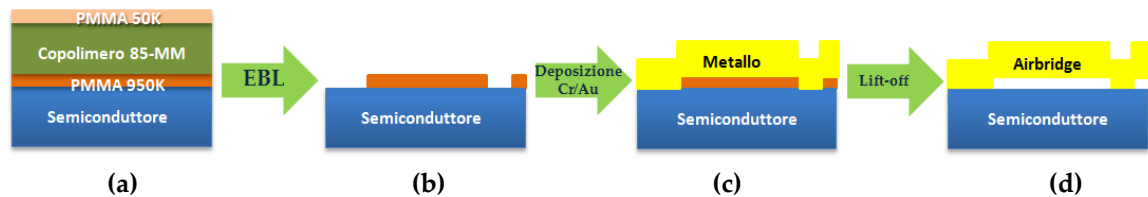


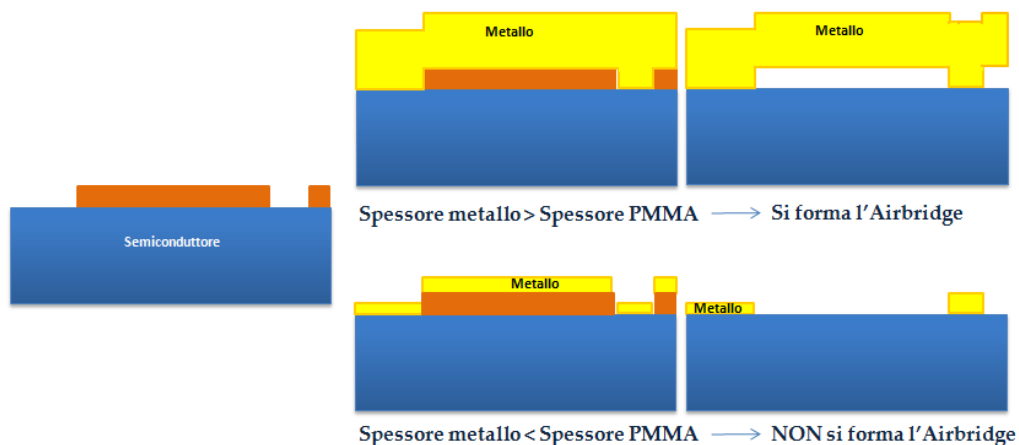
Figura 2.34: Realizzazione mediante trilayer di un elettrodo Schottky con profilo a forma di T

Per quanto riguarda il profilo dell'elettrodo nella direzione longitudinale (Figura 2.35), la formazione dell'air-bridge richiede che il processo litografico lasci intatto il solo strato di PMMA 950k alla base opportunamente sagomato (Figura 2.35b): è proprio lo spessore di questo strato che definirà la "gap" tra l'air-bridge e la superficie del campione (Figura 2.35c e Figura 2.35d). Questo viene ottenuto esponendo agli elettroni diverse regioni con diverse dosi di carica.



**Figura 2.35: Realizzazione dell'air-bridge mediante trilayer vista in sezione lungo l'asse dell'air-bridge**

Il metallo che realizza l'elettrodo successivamente depositato deve avere uno spessore maggiore di quello del film di resist (PMMA 950k) in maniera da superare il gradino fra campione e resist (Figura 2.36) ed assicurare buone continuità elettrica e stabilità meccanica.



**Figura 2.36: Schema di processo in caso di spessore del metallo (in alto) adeguato per la formazione dell'airbridge e (sotto) troppo sottile.**

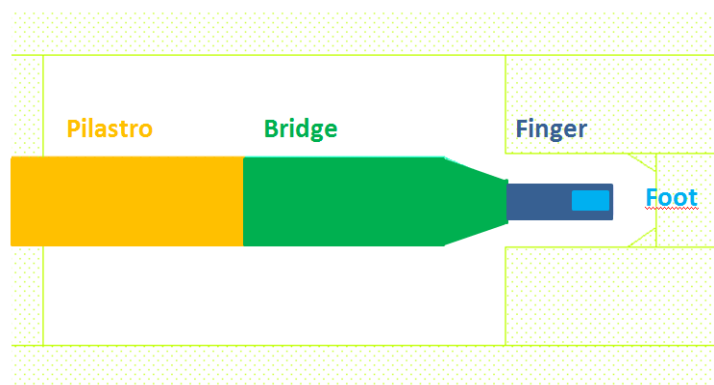
### **"Test di dose" per la taratura dei parametri del processo litografico**

La messa a punto del processo di litografia elettronica per la realizzazione dei diodi Schottky per il THz con giunzioni sub-micrometriche ha alla base la ricerca degli spessori e delle dosi elettroniche più adatte per ottenere il profilo del tri-layer più adatto.

Ciò si ottiene attraverso i cosiddetti “test di dose”, ovvero fissati gli spessori dei resist si realizza una serie di esposizioni litografiche a dosi crescenti e si esegue una verifica del profilo ottenuto. A tale scopo sono stati progettati i disegni degli elettrodi suddividendoli in 4 zone (Figura 2.37) che saranno esposte a dosi differenti:

- il “pilastro”, la parte che risulterà ancorata allo strato di semiconduttore nella mesa di supporto;
- il “bridge”, la parte sospesa di maggiore larghezza che si leva dal pilastro;
- il “finger”, la parte sospesa di sezione minore;
- Il “piede” (o “foot”), la zona di giunzione Schottky sub-micrometrica.

Le dosi relative delle varie aree sono espresse in percentuale rispetto ad un valore di dose presa come riferimento, come indicato a titolo di esempio in Tabella 2-4. Come si vede la dose del pilastro deve essere alta rispetto alle altre in maniera da rendere solubili tutti e tre gli strati di resist, mentre nelle zone del bridge e del finger la dose deve essere abbastanza bassa da non rendere solubile il film di resist inferiore che è a contatto col campione. Il foot deve avere dose maggiore di bridge e finger in quanto lì il metallo deve aderire alla superficie del campione e dovrà quindi risultare solubile l'intero spessore del tri-layer.



**Figura 2.37: Progetto dell'elettrodo formato da quattro parti (pilastro, bridge, finger e foot) per la realizzazione di giunzioni Schottky a forma di T e air-bridge**

Le quattro dosi sono diverse tra loro, pur avendo qualitativamente solamente due diverse situazioni (elettrodo sospeso o ancorato), in quanto la dose ottimale ricevuta da ciascuna sezione dell'elettrodo dipende dall'area esposta e dalla vicinanza con altre aree che hanno ricevuto una dose più o meno alta (effetto di prossimità). Sono quindi

necessari diverse ripetizioni dei test di dose e test di deposizione e ispezione che, per approssimazioni successive, permettano di ottenere la messa a punto del processo.

<b>Strutture</b>	Pilastro	Bridge	Finger	Foot
<b>Dose relative</b> (%della dose di riferimento)	60%	30%	32%	40%

**Tabella 2-4: Dosi relative attribuite alle diverse zone del disegno dell'elettrodo air-bridge.**

E' possibile eseguire la caratterizzazione morfologica qualitativa del resist mediante microscopia a scansione elettronica, ma la natura di questa tecnica può modificare la morfologia del resist in tempo reale in quanto l'osservazione comporta una ulteriore esposizione del resist ad alte dosi di elettroni inducendo quindi deformazioni nel film e nel profilo delle zone sviluppate. In alternativa, è possibile controllare la morfologia degli elettrodi completati a posteriori, ovvero dopo evaporazione del metallo e lift-off. In questo lavoro si è invece fatto largo uso della microscopia a forza atomica (AFM) per ottenere informazioni quantitative sulla rugosità e sugli spessori residui dei resist, prima della deposizione del metallo in maniera da avere maggiore controllo sulle dimensioni e sulla eventuale presenza di residui e contaminazioni. Si riporta come esempio la caratterizzazione AFM di due casi limite ottenuti con parametri di esposizione non ottimali relativi a dosi di carica ricevuta rispettivamente eccessiva ed insufficiente (Figura 2.38). In particolare:

- una dose eccessiva provoca una completa dissoluzione dei tre strati di resist su tutte le regioni esposte, per cui l'elettrodo non risulterebbe sospeso e la giunzione schottky verrebbe formata dall'intera area dell'elettrodo (Figura 2.38, pannelli a sinistra).
- una dose insufficiente comporta una dissoluzione appena accennata dello strato intermedio di PMMA (Figura 2.38, pannelli a destra) il che impedirebbe la formazione dell'airbridge in quanto sarebbe necessaria una metallizzazione troppo spessa per superare il gradino di PMMA.

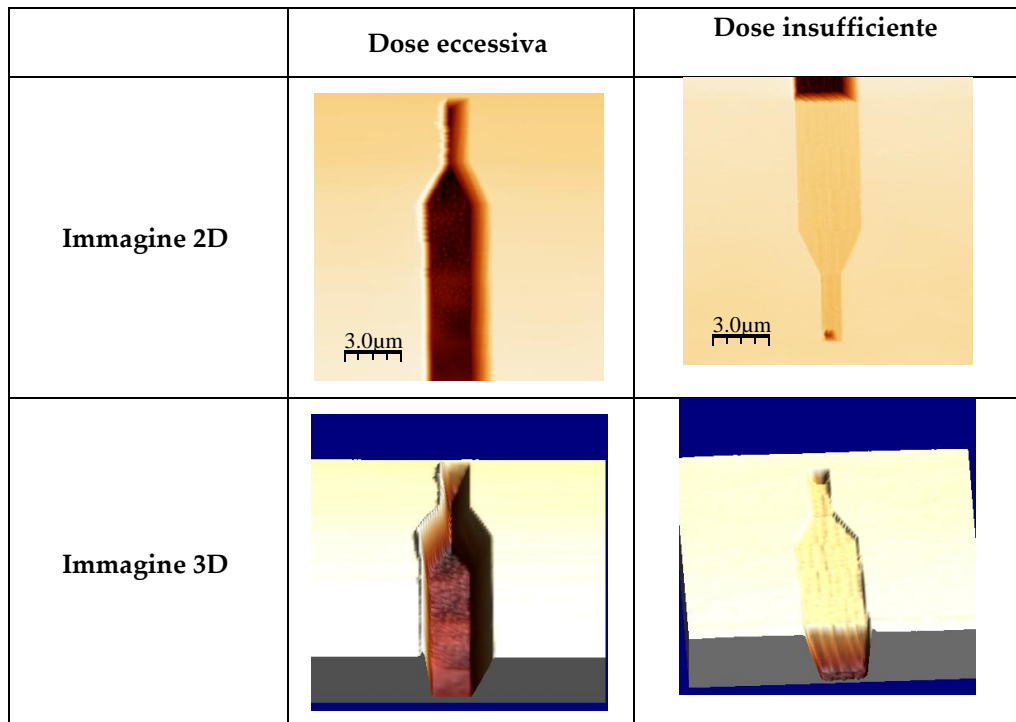


Figura 2.38: Caratterizzazione morfologia mediante AFM

Le dosi adatte per realizzare l'air-bridge sono ovviamente intermedie rispetto ai casi descritti sopra ma, come si nota nell'esempio riportato in Figura 2.39, le dosi devono essere accuratamente ottimizzate in quanto anche variazioni percentuali molto esigue possono produrre elettrodi non ben sospesi e/o non uniformi in spessore e/o meccanicamente instabili. Infatti, lo studio in sezione del profilo dei resist (Figura 2.39c) mostra la presenza di un residuo di copolimero di spessore di circa 300 nm sullo strato di PMMA 950k di 200 nm il quale a sua volta termina con un gradino che scende verso la superficie del campione. Questo profilo non è ottimale in quanto si ricorda che per la formazione degli air-bridge è richiesta la presenza del solo strato di PMMA 950k.

Sulla struttura di test di Figura 2.39, presente sullo stesso chip assieme a molte altre a cui è stato attribuito un ventaglio di dosi diverse, è stato depositato un film metallico per poter studiare la morfologia dell'elettrodo risultante dopo il lift-off.



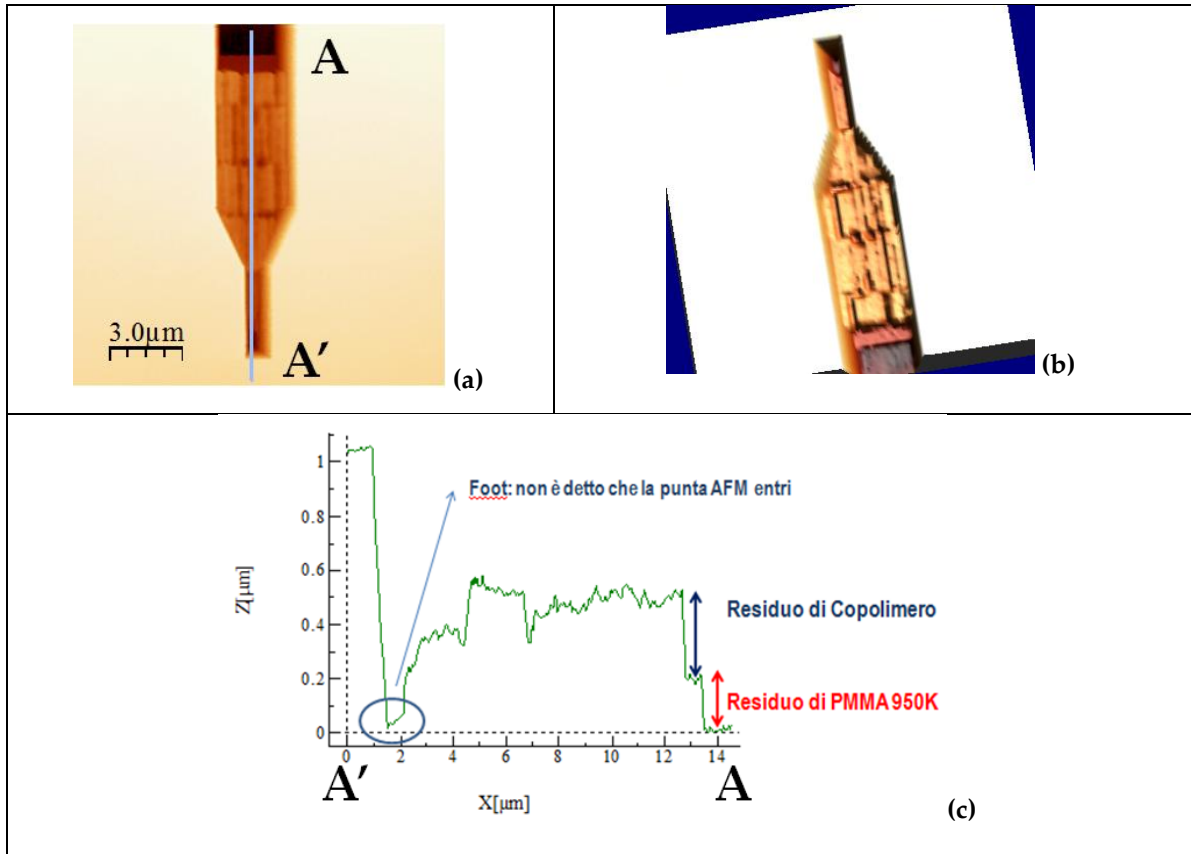


Figura 2.39: Caratterizzazione AFM del profilo dei resist relativo a dosi non ancora ben ottimizzate (A-A' indica la sezione)

Le immagini SEM (Figura 2.40 e Figura 2.41) mostrano i dettagli di due regioni dell'elettrodo in cui si notano: (i) il doppio gradino dovuto alla deposizione del metallo conforme agli strati di resist sottostanti; (ii) la superficie rugosa e quindi lo spessore disuniforme della zona più sopraelevata; (iii) la regione del finger in cui l'elettrodo è definito nettamente e il piede ben ancorato alla superficie del campione.

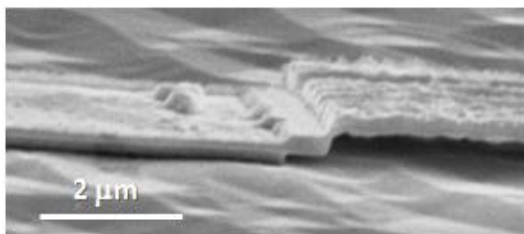


Figura 2.40: Zona confinante tra Pilastro e Bridge

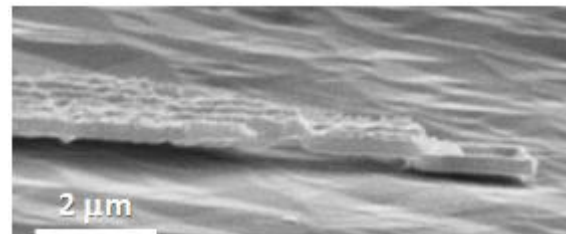


Figura 2.41: Particolare dell'air-bridge sospeso e della giunzione Schottky

Partendo da questa situazione in cui il piede è abbastanza ben definito, in seguito ad una serie di test di dose e verifiche morfologiche con AFM e SEM si è individuata una buona

combinazione di dosi relative, riferite ad una dose assoluta di 1000, da assegnare alle varie zone: pilastro 75%, bridge 38%, finger 41%, foot 51%. L'elettrodo ottenuto utilizzando questi parametri è raffigurato in Figura 2.42 e Figura 2.43 e presenta: (i) uno spessore del film uniforme e una superficie poco rugosa; (ii) un'adeguata continuità elettrica; (iii) un air-bridge ben definito e sospeso a distanza uniforme dalla superficie del campione (nonostante la rugosità del film di germanio); (iv) un piede ben ancorato ed una giunzione Schottky con un'area minore di  $1 \mu\text{m}^2$ .

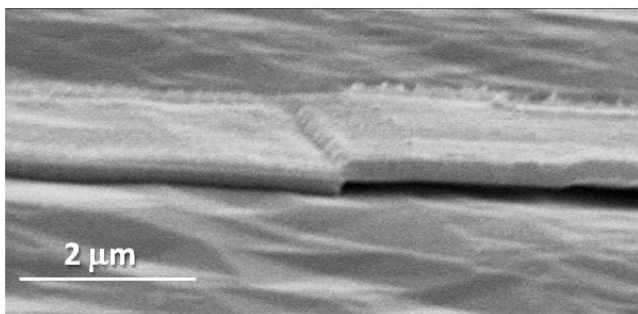


Figura 2.42: Zona confinante tra Pilastro e Bridge di un Air-Bridge ben realizzato

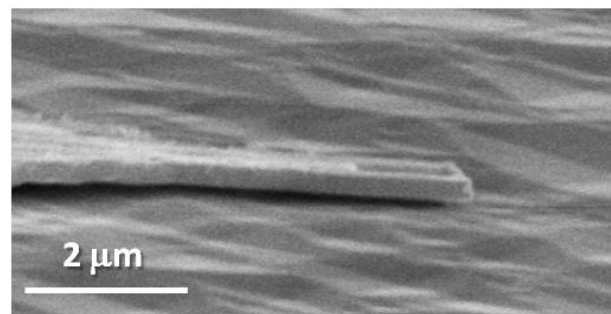


Figura 2.43: Particolare dell'Air-Bridge sospeso e della giunzione Schottky

## 2.4 Realizzazione dei Diodi Schottky per il THz

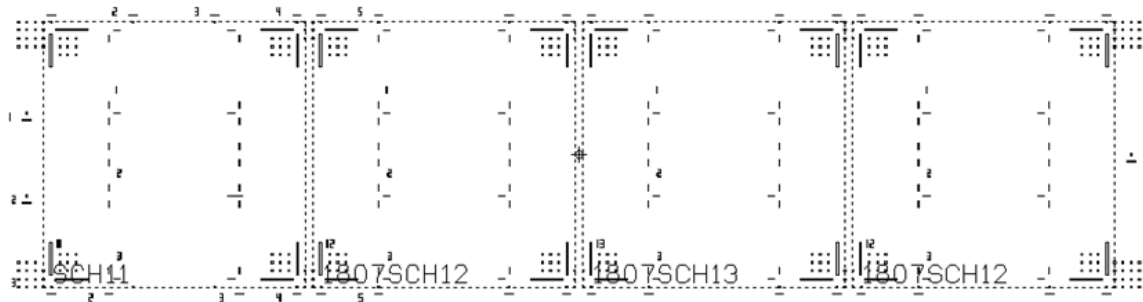
In questo paragrafo viene descritto il processo completo di realizzazione di diodi Schottky in Ge per il THz su substrati di tipo SOI, utilizzando la tecnologia Air-Bridge messa a punto durante questo lavoro e descritta nel paragrafo precedente.

### 2.4.1 Layout del campione e dei dispositivi

I substrati di germanio epitassiale hanno una superficie utilizzabile di circa  $2 \times 0.5 \text{ cm}^2$ . A partire da questo substrati, mediante taglio effettuato al termine dei processi di fabbricazione, vengono ricavate porzioni (celle) di dimensioni pari a  $3 \times 3 \text{ mm}^2$ , adatte per essere alloggiare in un apposito package per la caratterizzazione elettro-ottica.

La Figura 2.44 mostra lo schema di uno dei disegni che verrà trasferito sul campione mediante litografia elettronica relativo ad un'area contenete quattro celle: sono visibili

una serie di strutture rettangolari e quadrate utilizzate come marker di riferimento per i successivi processi di fabbricazione. Ogni cella è stata a sua volta suddivisa in tre sottocelle da  $1 \times 0.6 \text{ mm}^2$  nelle quali i dispositivi sono stati disposti in modo tale da ottimizzare tutta l'area utile. Per effettuare test di controllo sulla resistività del materiale e dei contatti ohmici nelle celle sono presenti anche dei dispositivi di tipo Barra di Hall.



**Figura 2.44: Layer di esposizione che definisce le celle sul campione. Al centro di ogni cella sono ricavate tre sottocelle orizzontali da  $1 \times 0.6 \text{ mm}^2$**

Come accennato nel paragrafo 2.1.3, i dispositivi per la rivelazione del THz realizzati sono di due tipologie ovvero diodi Schottky integrati con antenne che differiscono per la loro forma: (i) rivelatori con antenna dipolare e (ii) rivelatori con antenna di tipo Log-Periodic. Questo secondo tipo di dispositivi sono stati solamente realizzati ma non caratterizzati in quanto ad uno stadio preliminare di ottimizzazione della fabbricazione.

## 2.4.2 Realizzazione del dispositivo

La struttura del dispositivo rivelatore per il THz è in linea di massima equivalente a quella del fotorivelatore descritto nel paragrafo 2.3.1 a meno della definizione dell'antenna e della presenza di un elettrodo già sospesa per gran parte della sua superficie. Quindi i passi di processo essenziali da realizzare sono i seguenti:

- 1) Definizione della mesa di n-Ge
- 2) Realizzazione del contatto ohmico
- 3) Definizione della metallizzazione dell'antenna
- 4) Realizzazione della giunzione Schottky con la tecnica Air-Bridge.
- 5) Attacco per ottenere l'isolamento tra le mesa e tra i dispositivi.

Il passo 1) è analogo al caso del fotorivelatore a parte la forma della mesa, ed è stato quindi realizzato mediante RIE. Il passo 3) di definizione dell'antenna viene realizzato mediante lift-off, depositando un film oro di alto spessore in maniera da ottenere un ottimo contatto elettrico/meccanico con il diodo. Per il passo 4) di realizzazione delle giunzioni Schottky con Air-Bridge si è operato come descritto nel paragrafo 2.3.2. Per quanto riguarda invece i passi 2) e 5) per la realizzazione del contatto ohmico e dell'isolamento delle mesa e dei dispositivi è stata necessaria una messa a punto specifica per questo tipo di dispositivo che viene descritta qui di seguito.

### **Ottimizzazione del processo di formazione del contatto Ohmico**

Nella fabbricazione dei fotorivelatori basati su diodi Schottky la formazione del contatto ohmico prevedeva la diffusione del metallo nel materiale mediante un processo termico ("annealing") effettuato in forno in ambiente di azoto a 360 °C. La permanenza a 360°C avviene per una durata di 30 minuti ma il campione è soggetto ad alte temperature anche durante la relativamente lenta rampa di salita e la naturale discesa della temperatura. Dopo tale procedura sulla superficie del campione sono visibili numerose strutture dovute alla diffusione laterale del metallo (si veda Figura 2.45a e Figura 2.45b) che si estendono anche fino a decine di micron di distanza. Tali strutture costituite da materiale pesantemente drogato con Sb e/o costituite da lega semiconduttore/metallo possono dar luogo a cortocircuiti non desiderati e rendere inservibili i dispositivi, in particolar modo nel caso dei rivelatori THz nei quali per ridurre la resistenza serie è necessario avvicinare il più possibile la giunzione Schottky alla metallizzazione del contatto ohmico.

Al fine di ovviare a tale problema si sono effettuati dei test di annealing utilizzando metodi alternativi quale il Rapid Thermal Annealing (RTA) seguiti dalla caratterizzazione morfologica ed elettrica, messo a confronto con l'annealing in forno e con la deposizione del metallo non sottoposta ad alcun processo termico.

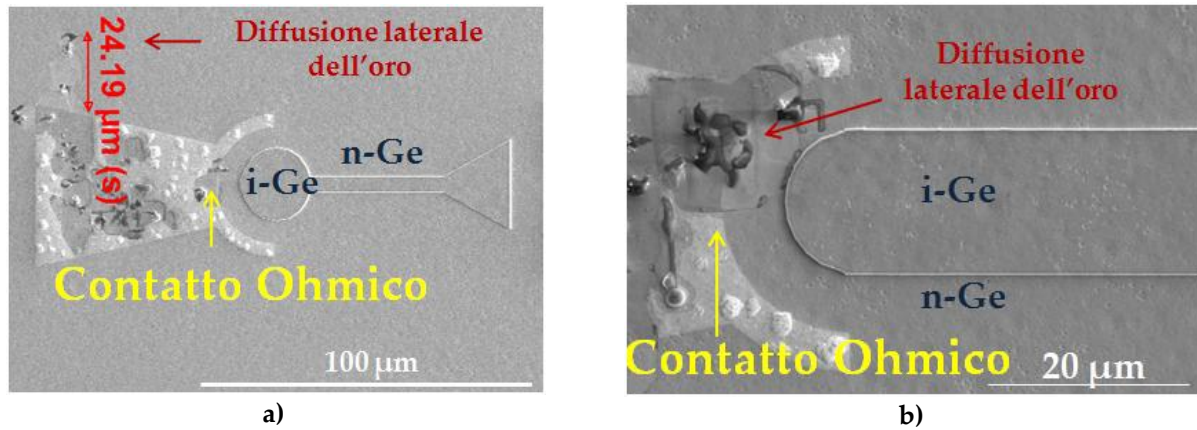


Figura 2.45: a) Contatto ohmico realizzato mediante annealing in forno (diffusione di oro di circa 25  $\mu\text{m}$ ); b) particolare del contatto ohmico.

Come dispositivi di test si sono utilizzate delle Barre di Hall, dispositivi ideali per misure di resistività e densità di portatori. Le Barre sono state realizzate mediante litografia ottica su tre campioni di materiale (che verranno chiamati, rispettivamente, "RIFERIMENTO", "FORNO" e "RTA") ricavati per taglio da stessa deposizione di germanio epitassiale con drogaggio di tipo n e densità di portatori nominale pari a  $\sim 3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . I dettagli dei processi termici condotti sui tre campioni sono riportati nella seguente tabella.

Campione	Durata Rampa di Salita	Temperatura e Durata di Annealing		Rampa di Discesa (fino a $T < 180^\circ\text{C}$ )
RIFERIMENTO	-		-	-
FORNO	40 minuti	370°C	30 min	> 150 min
RTA	2 min	370°C	2 min	< 60 sec

Tabella 2-5: Schema dei parametri dei processi di annealing

Le caratterizzazioni al microscopio ottico (Figura 2.46) e al microscopio a forza atomica (Figura 2.47) mostrano per i campioni sottoposti ad annealing evidenti differenze rispetto al campione "RIFERIMENTO". Il campione "FORNO" ha assolutamente perso il colore brillante dell'oro, la superficie è rugosa e disomogenea e presenta diversi agglomerati, infine ad alti ingrandimenti sono visibili strutture allungate di colore grigiastro (evidenziate del cerchio rosso) frutto di un processo

diffusione laterale probabilmente favorito dalla presenza di difetti nel germanio e dalla lunga durata dell'annealing. Nel campione "RTA" invece il metallo mantiene il suo caratteristico colore giallo anche se meno brillante a causa della presenza di vuoti dovuti alla aspettata diffusione verticale del metallo in profondità. Non sono presenti inoltre segni di diffusione laterale quindi la geometria dei bordi dei pads rimane sostanzialmente inalterata.

La caratterizzazione elettrica sulle Barre di Hall nei tre campioni di test per gli annealing è stata eseguita a 2 e 4 terminali in maniera da ricavare il valore della resistenza di contatto isolandone il contributo rispetto a quello del materiale. La Figura 2.48 mostra le curve I-V a due terminali relative alle Barre di Hall realizzate sui tre campioni: si ponga l'attenzione nello specifico alle curve a 2 terminali in quanto i rivelatori THz obiettivo di questo lavoro opereranno in questa configurazione elettrica. La Tabella 2-6 riporta invece i parametri elettrici stimati mediante misure di Hall.

La curva I-V relativa al campione RIFERIMENTO mostra un andamento fortemente non lineare e caratterizzato da una elevata resistenza attorno a  $V \sim 0$ . Pur riuscendo, nonostante la elevata resistenza di contatto ( $R_c > 16\text{k}\Omega$ ), a determinare un valore ragionevolmente corretto per la resistenza specifica del materiale ( $R_{\text{square}}$ ) mediante una misura a 4 terminali, il comportamento a 2 terminali (configurazione nella quale dovranno operare i rivelatori THZ) conferma la assoluta necessità di operare processi di annealing per migliorare la resistenza di contatto.

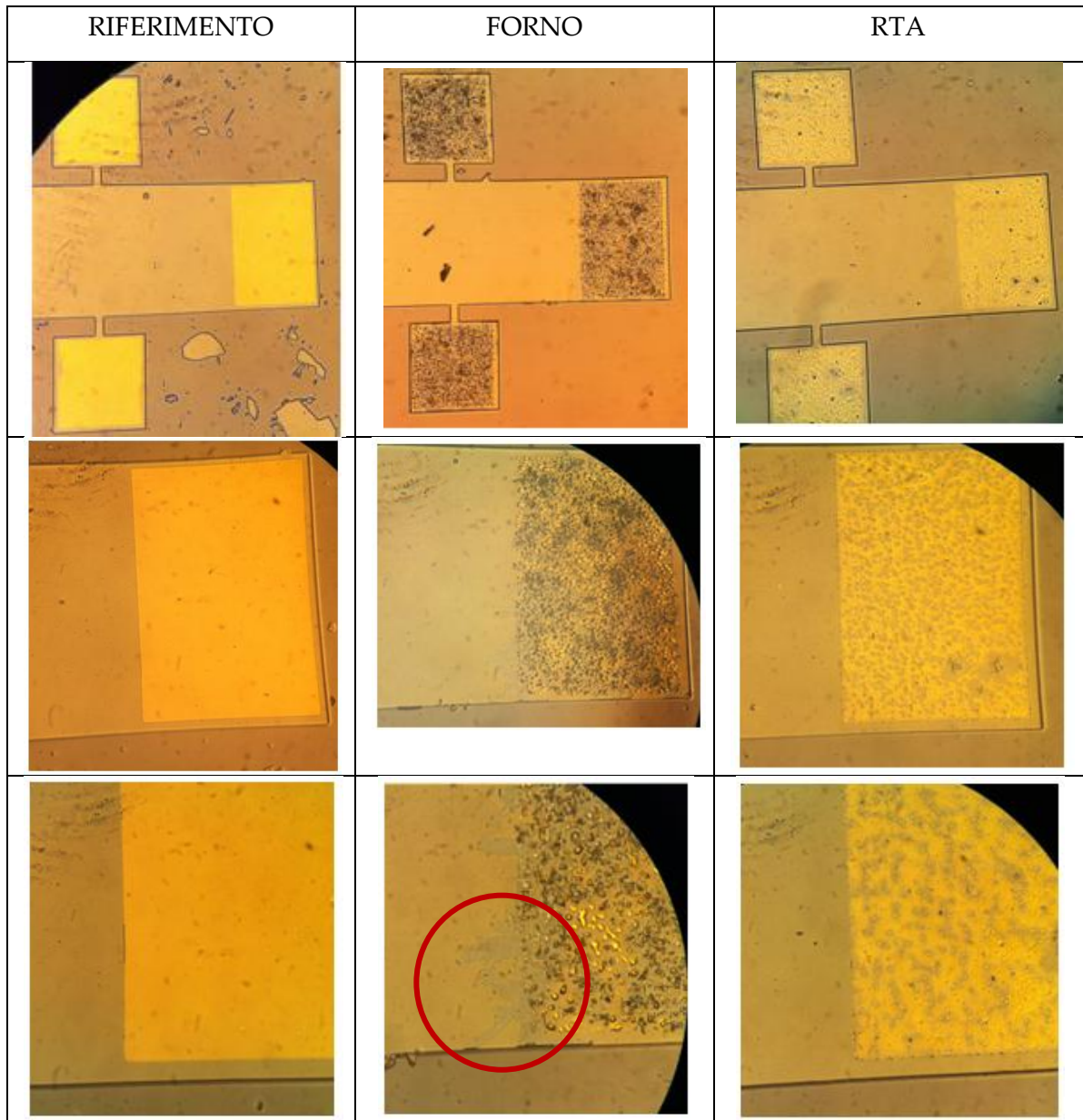


Figura 2.46: Immagini di microscopia ottica dei campioni sottoposti ad annealing.



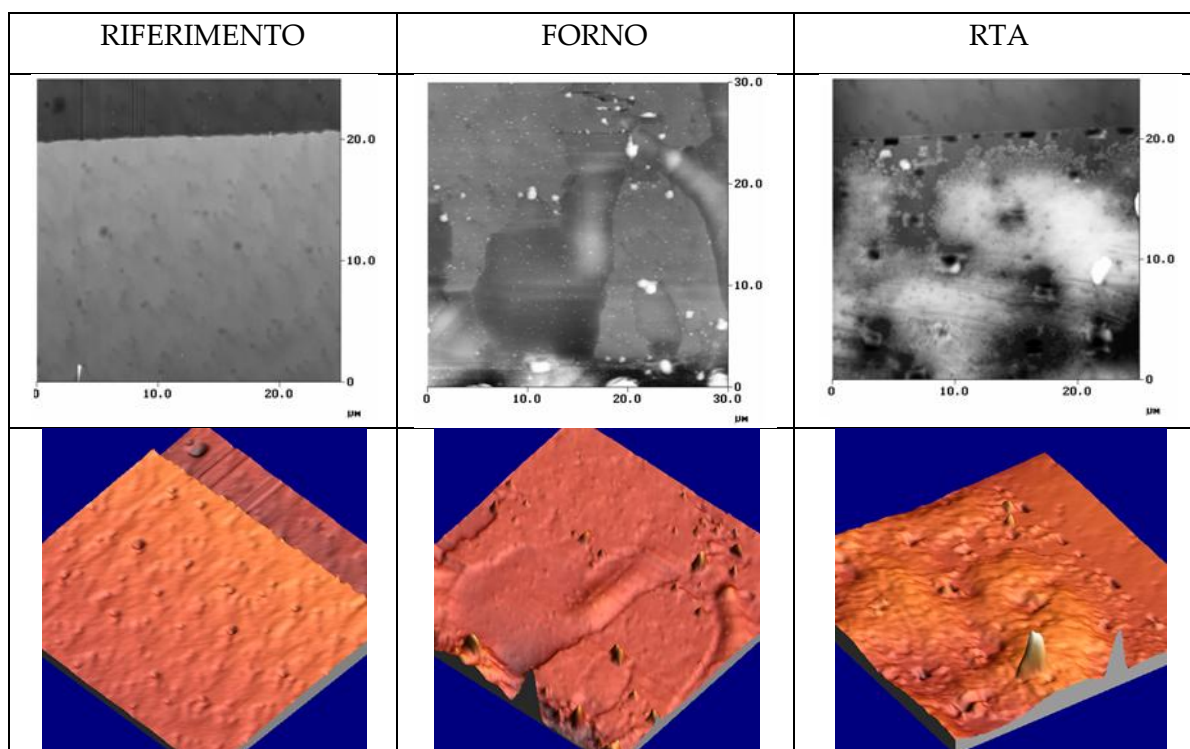


Figura 2.47: Immagini di microscopia a froza atomica dei campioni sottoposti ad annealing.

La curva I-V relativa al campione FORNO mostra un evidente e quasi totale recupero della linearità, ed un abbassamento notevole della resistenza di contatto rispetto al RIFERIMENTO. Infine, il campione RTA mostra una curva I-V perfettamente lineare a 2 terminali e con un ulteriore abbassamento, di almeno un fattore 4, della resistenza di contatto rispetto al campione FORNO. Nei tre campioni di materiale analizzati si sono riscontrate fluttuazioni nei valori di  $R_{square}$  e nei valori della densità di portatori, e quindi della mobilità. Ciò può essere ricondotto a disomogeneità del drogaggio nel materiale o della densità di difetti, cosa che non inficia comunque le conclusioni tratte riguardo alla determinazione miglior processo di annealing per ridurre la resistenza di contatto. In conclusione si è dimostrato che l'annealing di tipo RTA è nettamente da preferire per realizzare contatti ohmici di ottime qualità morfologiche ed elettriche sui campioni di germanio. Di conseguenza, per la realizzazione dei contatti ohmici sullo strato di germanio  $n^+$  è stata utilizzata la procedura descritta in Tabella 2-5 relativa al campione denominato RTA. Su questi materiali maggiormente drogati rispetto a quelli su cui sono stati condotto i test di annealing, si sono ottenuti ugualmente



ottimi risultati in termini di riduzione della resistenza di contatto: in particolare su dispositivi di tipo Barra di Hall, partendo da un valore resistenza di contatto di  $\sim 200\div 250 \Omega$  relativamente all'annealing in FORNO si è scesi a valori  $\sim 50 \Omega$  dopo un annealing di tipo RTA.

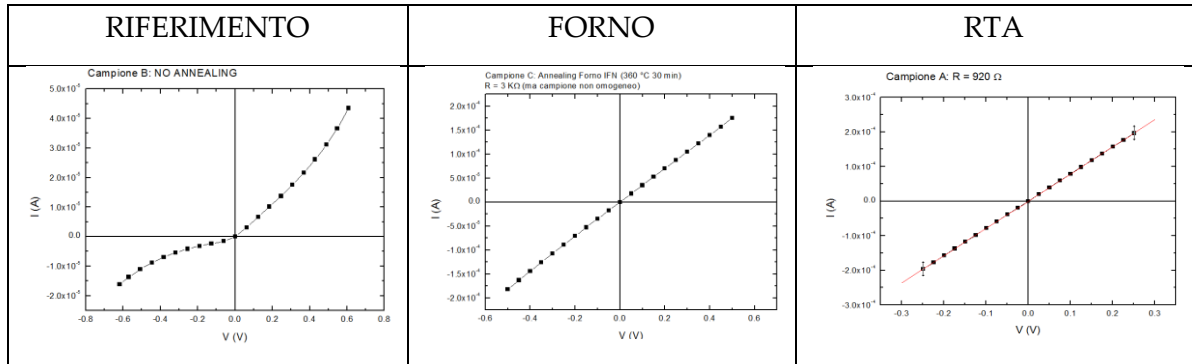


Figura 2.48: Curve I-V a due terminali per i tre campioni di test per gli annealing

	RIFERIMENTO	FORNO	RTA
$R_2 (\Omega)$	17300	1100	1070
$R_{\text{square}} (\Omega)$	250	180	245
<b><math>R_c (\Omega)</math></b>	<b><u>16300</u></b>	<b><u>380</u></b>	<b><u>90</u></b>
$n_{2D} (\text{cm}^{-2})$	$2.27 \times 10^{17}$	$2.73 \times 10^{17}$	$3.74 \times 10^{17}$

Tabella 2-6: Parametri elettrici stianti dalle curve I-V acquisite sui campioni di test per gli annealing

### Ottimizzazione dell'attacco per l'isolamento delle mesa

Parallelamente ai test di dose per la realizzazione dei T-Gate su germanio epitassiale, sono stati eseguiti ulteriori test per la messa a punto del processo di rimozione del Ge/Si, necessario per l'isolamento delle mesa e dei dispositivi. Il controllo della geometria di attacco è fondamentale non solo per preservare la giunzione Schottky, ma anche per ridurre al minimo la "distanza" tra le due mesa risultanti, parametro fondamentale legato alla tipologia di antenna integrata con il diodo Schottky. Infatti, la tipologia di antenna scelta, l'antenna dipolare appunto, presuppone che tra le due barre

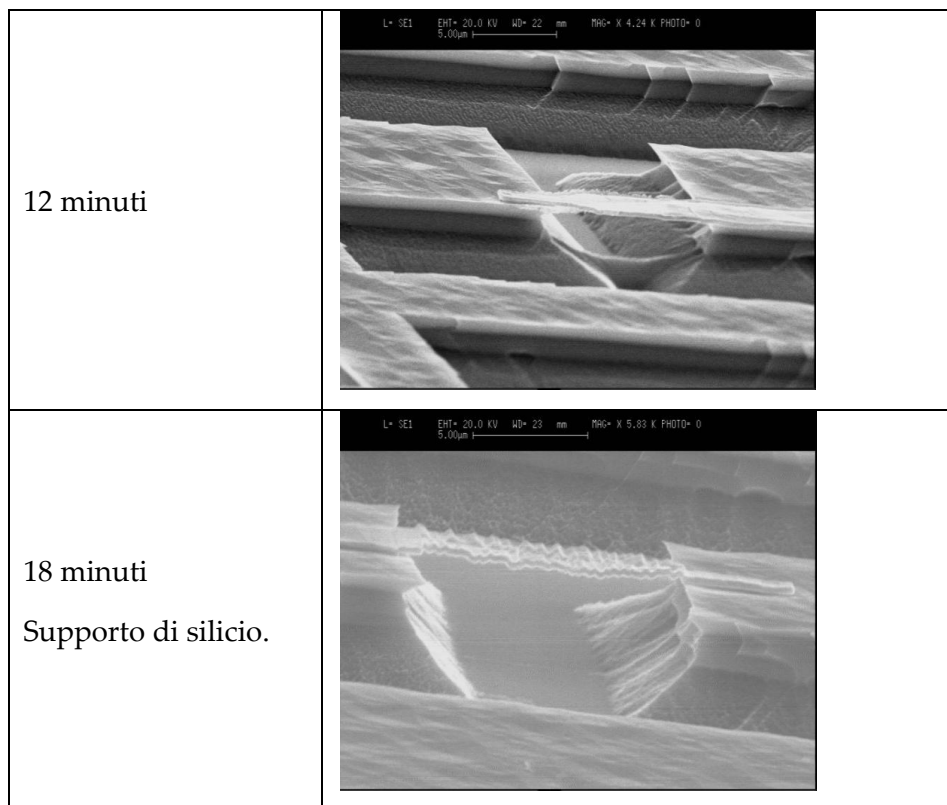
che la costituiscono ci sia una “discontinuità”, o foro, trascurabile nel quale viene alloggiato il dispositivo di raccolta segnale (il diodo Schottky). Per considerare tale foro trascurabile, è necessario che la distanza tra le due barre sia piccola. Per le dimensioni delle barre progettate in questo lavoro, tale foro, per essere considerato dunque trascurabile, deve avere dimensioni minori di  $15\ \mu\text{m}$ . Quindi i primi test sono stati volti a valutare in maniera accurata i profili risultanti e l'estensione dell'attacco laterale nei campioni specifici su cui sono stati realizzati i dispositivi, in maniera da progettare le corrette geometrie da trasferire mediante il processo litografico. L'apertura nel resist che fa da mascherante per l'attacco è data dalla regione di colore nero in Figura 2.49: le bande laterali sono una parte della “trincea” che realizza l'isolamento tra i dispositivi mentre la banda orizzontale, per mezzo di un attacco isotropo, andrà a definire l'isolamento tra le mesa a patto che l'attacco non proceda fino alla giunzione Schottky provocandone il distacco.

Data la struttura del campione processato (Ge on SOI), per isolare le mesa è necessario rimuovere sia gli strati di germanio epitassiale ( $1950\ \text{nm}$ ) sia il silicio, ovvero  $1800\ \text{nm}$  di handle-layer del substrato SOI e  $300\ \text{nm}$  di buffer layer di silicio epitassiale. Si sono eseguiti vari test su campioni utilizzati per la messa a punto dell'Air-Bridge, ovvero campioni di germanio epitassiale con elettrodi sospesi, anche se non della morfologia ottimizzata. A partire dai dati di velocità di attacco laterale del germanio e del silicio si è stimata una durata di attacco di almeno 15 minuti. Da un primo test di attacco di 12 minuti in  $\text{SF}_6$ , si sono ottenuti una distanza tra le mesa di germanio di circa  $9.5\ \mu\text{m}$  e un “muro” residuo di silicio di circa  $1.5\ \mu\text{m}$  di spessore al di sotto dell'Air-Bridge (Figura 2.50a) che collega le due mesa. Si è portata la durata dell'attacco fino a 18 minuti in maniera da eliminare completamente i residui di silicio. Il risultato è riportato in Figura 2.50: le mesa risultano ora ben isolate e la distanza tra esse è pari a circa  $11\ \mu\text{m}$ .



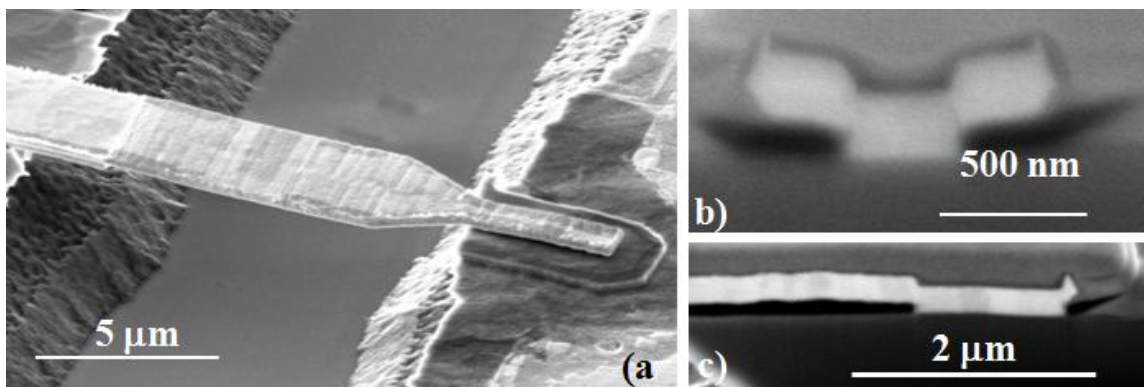
**Figura 2.49: Progettazione dell'apertura nel resist mascherante per l'attacco RIE**

Riportando questo proceso di attacco sul campione su cui sono presenti gli air-bridge Schottky ottimizzati con area di giunzione submicrometrica si sono quindi realizzati i dispositivi finali. In Figura 2.51 si mostrano alcuni dispositivi che si differenziano per la geometria e le dimensioni dell'antenna dipolare, e un diodo Schottky con antenna Log-Periodic.



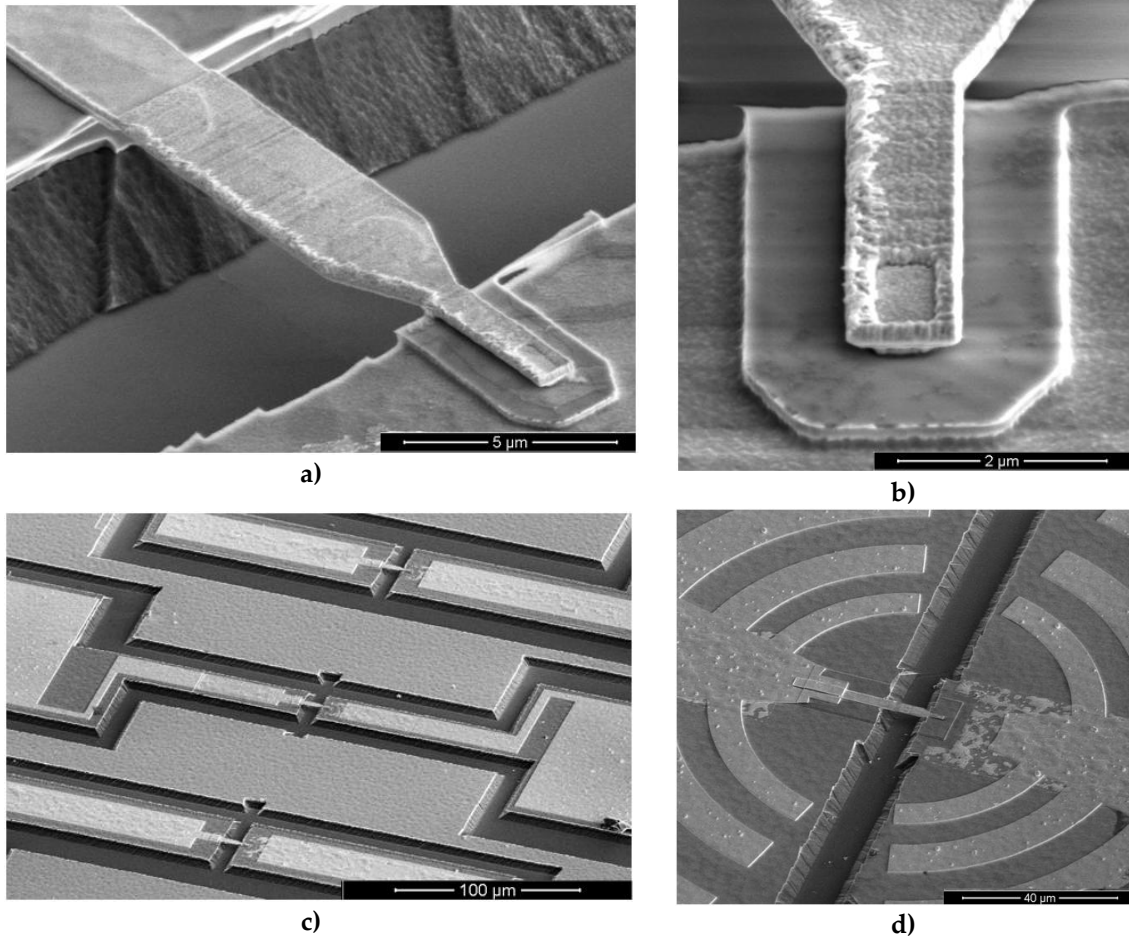
**Figura 2.50: Messa a punto dell'attacco per l'isolmento di mesa e dispositivi**

La caratterizzazione morfologica mediante microscopia elettronica e l'analisi in sezione mediante Dual Beam-FIB sono state utilizzate per esaminare le dimensioni e il profilo dell'elettrodo Schottky Air-Bridge. Come si nota, le due mesa sono ben isolate, ovvero non c'è alcun residuo di silicio al di sotto dell'elettrodo sospeso (Figura 2.51a) sulla superficie dell'ossido il quale ha perfettamente agito da strato di stop nella fase di attacco. La sezione del metallo dell'airbridge in prossimità della mesa n-Ge, nelle due direzioni trasversale e longitudinale rispetto all'asse dell'elettrodo, sono mostrate in Figura 2.51b e Figura 2.51c. Il sezionamento mediante FIB mostra un'ottima e uniforme sospensione dell'elettrodo con una adeguata continuità elettrica nella discontinuità a gradino. Il profilo trasversale nella zona di giunzione ha un profilo a T simmetrico e perfettamente definito. La larghezza della giunzione mostrata in figura è inferiore a 500nm, corrispondente ad un'area di giunzione inferiore a  $0.5 \mu\text{m}^2$ .



**Figura 2.51: a) Immagine SEM di un dispositivo realizzato; b) Analisi Cross-section dual beam-FIB della giunzione Schottky; c) Analisi Cross-Section di un airbridge sospeso**

In conclusione, si è effettuata una accurata messa a punto di tutti i processi e le tecnologie necessari per portare a termine la fabbricazione di diodi Schottky in Ge con elettrodo sospeso mediante tecnica air-bridge e giunzione sub-micrometrica. I dispositivi sono morfologicamente conformi alle geometrie progettate e in linea di principio adatti alla rivelazione della radiazione a frequenze THz [69], come mostrato in Figura 2.52.



**Figura 2.52: a) Immagine SEM di un diodo Schottky realizzato; b) immagine SEM di una giunzione Schottky con area inferiore al  $\mu\text{m}^2$ ; c) immagine SEM di una serie di diodi Schottky integrati con antenne dipolari, realizzati su singolo campione; d) immagine SEM di un'antenna log-periodic realizzata**



# Capitolo 3 Caratterizzazione dei dispositivi

In questo capitolo verranno presentati i principali risultati sperimentali della caratterizzazione elettrica e della caratterizzazione THz dei diodi Schottky realizzati su germanio epitassiale.

Nella prima parte del capitolo verranno descritte ed analizzate le curve corrente-tensione (curve I-V) ottenute mediante misure di trasporto elettrico effettuate con tecnica a due terminali a temperatura ambiente. Dalle caratteristiche I-V ottenute si sono stimati i principali parametri statici caratteristici della giunzione Schottky quali il fattore di idealità, la resistenza serie, la corrente di saturazione e la capacità di giunzione. Mediante tali parametri è stato possibile, inoltre, stimare la frequenza di cutoff del dispositivo, ovvero la frequenza massima di funzionamento.

Nella seconda parte del capitolo verrà presentata la caratterizzazione THz dei dispositivi effettuata utilizzando una sorgente THz tunabile. I dati ottenuti forniscono una prima dettagliata verifica sperimentale della rivelazione THz nei diodi Schottky in germanio epitassiale e costituiscono un passo fondamentale per lo sviluppo ulteriore di rivelatori a stato solido integrabili nell'attuale tecnologia del silicio.

I diodi Schottky realizzati su strati epitassiali di semiconduttori III-V sono comunemente impiegati come rivelatori "square-law" nei circuiti integrati per le microonde che operano fino a 100 GHz. Per quanto riguarda la regione del THz, il principio di funzionamento dei diodi Schottky utilizzati come rivelatori si basa sull'ipotesi che la non-linearità delle caratteristiche I-V del diodo sia conservata per lunghezze d'onda sub-millimetriche, ovvero per frequenze THz, dove i concetti di accoppiamento in potenza e ritardo del tempo di transito sono utilizzate al posto delle semplici curve I-V [49].

### 3.1 Caratterizzazione elettrica dei dispositivi

Per la caratterizzazione delle proprietà di una giunzione Schottky vengono generalmente utilizzate misure di corrente-tensione (I-V) o misure di capacità-tensione (C-V). In questo lavoro sono state acquisite curve I-V dalle quali è possibile stimare parametri che descrivono la qualità del diodo realizzato, come fattore di idealità e resistenza serie, e parametri che determinano l'intervallo di frequenze di funzionamento del dispositivo come la resistenza di giunzione variabile con la tensione applicata.

Come descritto nel primo capitolo, il comportamento di un diodo reale Schottky può essere modellato dal circuito equivalente raffigurato in Figura 3.1 dove  $R_s$  è la resistenza serie, associata al semiconduttore ed al contatto ohmico.

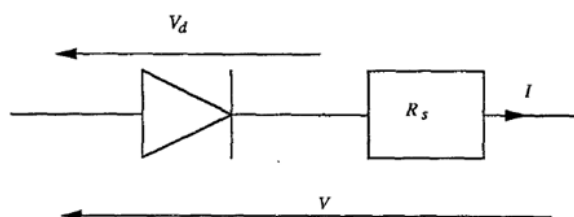


Figura 3.1: Circuito equivalente di un diodo Schottky

La relazione tra la corrente che fluisce attraverso la giunzione e la tensione ( $V_d$ ) ai capi del diodo è data da:

$$I = I_s \left[ e^{\frac{\beta V_d}{\eta}} - 1 \right] \quad 3-1$$

dove  $\beta = q/k_B T$ ,  $I_s$  è la corrente di saturazione ed  $\eta$  è il fattore di idealità che è pari ad 1 nel caso ideale in cui si ipotizza che l'unico meccanismo responsabile del trasporto sia l'emissione termoionica (paragrafo 1.2.1).

Tenendo conto della caduta di potenziale sulla resistenza serie  $R_s$ , l'equazione 3-1 si modifica in:

$$I = I_s \left[ e^{\frac{\beta(V - IR_s)}{\eta}} - 1 \right] \quad 3-2$$



Considerando le regioni di polarizzazione diretta e di polarizzazione inversa, si ha dunque:

- Polarizzazione diretta:

$$I = I_S \left[ e^{\frac{\beta(V-IR_S)}{\eta}} - 1 \right]$$

**3-3**

- Polarizzazione inversa:

$$I \approx I_S$$

**3-4**

La corrente di saturazione è solitamente descritta tramite la teoria dell'emissione termoionica:

$$I_S = A^* A T^2 e^{-\frac{q\phi_B}{kT}}$$

**3-5**

dove  $A^*$  è la costante di Richardson e  $A$  è l'area del diodo. Assumendo  $A^*$  e  $\phi_B$  quasi costanti,  $\phi_B$  viene dedotta dall'equazione precedente.

L'ipotesi di un fattore di idealità uguale a 1, e quindi l'ipotesi di un unico meccanismo di trasporto (emissione termoionica), non è in genere adeguata per descrivere il comportamento di un diodo Schottky reale in quanto [20]:

- 1) Il fattore di idealità può assumere valori maggiori dell'unità per effetto dell'abbassamento dell'altezza di barriera dovuta alla carica immagine e per la presenza di stati all'interfaccia.
- 2) Oltre al meccanismo termoionico, potrebbero essere presenti ulteriori meccanismi di trasporto. Come già discusso nel primo capitolo, questi meccanismi possono dipendere dai livelli dei droganti, dalla temperatura, dall'altezza di barriera.
- 3) Un fattore di idealità maggiore dell'unità potrebbe essere inoltre il risultato di disomogeneità all'interfaccia della barriera Schottky.

In generale un'accurata determinazione dei parametri Schottky è necessaria per comprendere e per modellare correttamente le proprietà di trasporto della barriera Schottky. In prima approssimazione, e questo sarà l'approccio utilizzato in questo

lavoro, le caratteristiche I-V di un diodo reale possono essere descrivibili mediante la teoria di emissione termoionica opportunamente modificata per tenere conto di effetti non ideali (equazione 3-3 ed equazione 3-5). Si ricordi che se la corrente termoionica (per la quale si ipotizza un fattore di idealità pari a 1 non è il regime dominante,  $\phi_b$  rappresenta una altezza di barriera efficace, il cui valore può essere significativamente influenzato dai vari meccanismi che intervengono nella conduzione del dispositivo reale.

Le equazioni sopra menzionate sono state quindi utilizzate per studiare i dati sperimentali ottenuti dalla caratterizzazione elettrica a due terminali e a temperatura ambiente.

### 3.1.1 Apparati sperimentali

Le misure di trasporto elettrico effettuate in questo lavoro sono state realizzate presso l'Istituto di Fotonica e Nanotecnologie del CNR, UOS di Roma. L'intera procedura di acquisizione è gestita in maniera automatica da un computer che controlla gli strumenti utilizzati mediante interfaccia GPIB, attraverso l'utilizzo di programmi in linguaggio "G" tramite il pacchetto LabView della National Instruments. Sono stati utilizzati i seguenti strumenti:

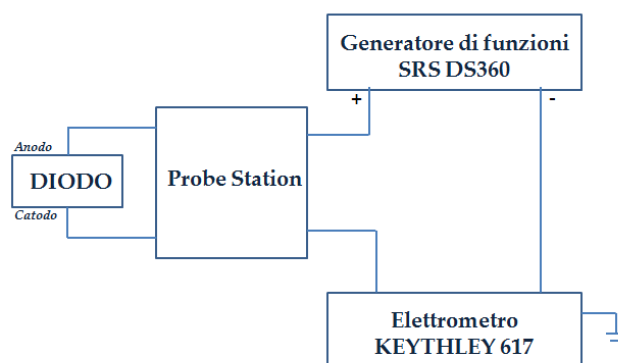


Figura 3.2: Schema setup di misura

- La Probe Station è costituita da due micromanipolatori, connessi a puntali metallici e collegati, grazie ad una serie di connettori coassiali schermati (BNC), con l'esterno in modo da potervi collegare ingressi ed uscite degli strumenti di misura. Il campione viene ancorato ad una piastra di metallo ("*sample holder*")

tramite un sistema di pompaggio da vuoto. Infine si dispone di un microscopio ottico in modo da individuare con precisione le piazzole dei contatti dei dispositivi da caratterizzare.

- Il Generatore di Funzioni (SRS DS360) della Stanford Research System permette di effettuare scansioni sia in tensione continua, variando l'offset DC, sia in tensione alternata, fornendo eccitazioni sinusoidali sovrapposte ad una polarizzazione in continua. Permette di fornire tensione continua in un intervallo di  $\pm 20V$ , con un passo minimo compreso tra  $0.01mV$  e  $10mV$  a seconda del valore della tensione continua erogata. In alternata è in grado di generare tutte le funzioni d'onda comuni (sinusoidale, quadra, ecc.) con un'ampiezza minima di  $5\mu V$ , la frequenza può essere invece variata con una risoluzione di  $1mHz$ .
- L'amperometro di precisione KEYTHLEY 617 è in grado di misurare correnti in scale comprese tra  $2nA$  e  $20mA$ . Per le misure effettuate in questa tesi si sono utilizzati generalmente dei fondo scala di corrente da  $200nA$  a  $2mA$ .
- Il Multimetro Digitale (HP 3478A) è stato utilizzato per misure di tensioni laddove è stato necessario effettuare misure a quattro terminali.

### 3.1.2 Caratterizzazione elettrica a temperatura ambiente

E' stata eseguita la caratterizzazione elettrica a temperatura ambiente con tecnica a due terminali di 21 dispositivi presenti su varie celle. Il setup sperimentale è raffigurato nella Figura 3.3: la resistenza di protezione di  $1K\Omega$  è stata messa in serie al generatore di tensione a salvaguardia dei dispositivi.

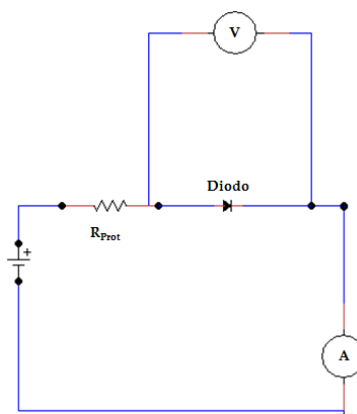


Figura 3.3: Setup di misura

In Figura 3.4 sono mostrate le curve di densità di corrente in funzione della tensione di polarizzazione (curve J-V) di due serie di dispositivi situati in diverse celle del campione (paragrafo 2.4.1). La densità di corrente è rappresentata in scala logaritmica.

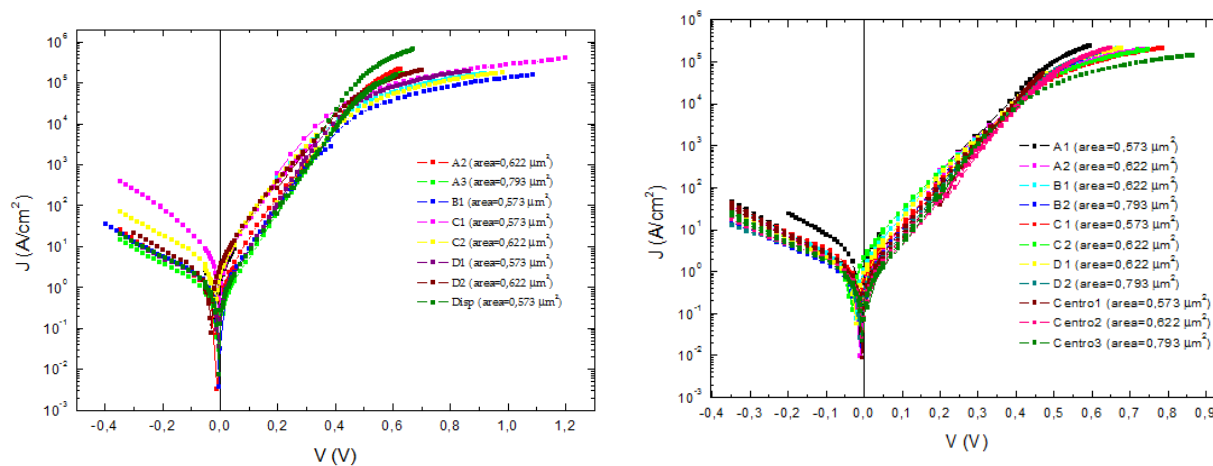


Figura 3.4: Curve J-V a temperatura ambiente di due serie di dispositivi

Nella regione di polarizzazione diretta i dispositivi mostrano il comportamento previsto dall'equazioni definite e descritte all'inizio del capitolo. Tale comportamento, tuttavia, si discosta da quello di giunzioni ideali. Ciò è dovuto sia ad un fattore di idealità maggiore a 1 e sia alla presenza di una resistenza serie sulla quale si ha una parziale caduta della tensione totale applicata, con conseguente abbassamento di quella ai capi della giunzione Schottky. Per questo l'equazione classica viene modificata, includendo anche il contributo di resistenza serie, come già enunciato mediante l'equazione 3-3.

Nella regione di polarizzazione inversa, si nota come la densità di corrente non tenda alla densità di corrente di saturazione. Le principali possibili motivazioni per questo tipo di comportamento in un dispositivo reale sono state ampiamente discusse nel paragrafo 1.2.2.

Dal momento che la caratterizzazione come rivelatore THz prevede l'utilizzo del diodo polarizzato nella regione diretta, tale problematica non è stata oggetto di ulteriori approfondimenti.

### 3.1.3 Stima dei parametri statici

In questa sezione vengono stimati i parametri caratteristici delle giunzioni Schottky, ovvero fattore di idealità, corrente di saturazione e resistenza serie.

Per la stima dei parametri, si consideri come esempio la curva I-V in scala semilogaritmica in Figura 3.5. La metodologia utilizzata [20] considera la sola regione di polarizzazione diretta.

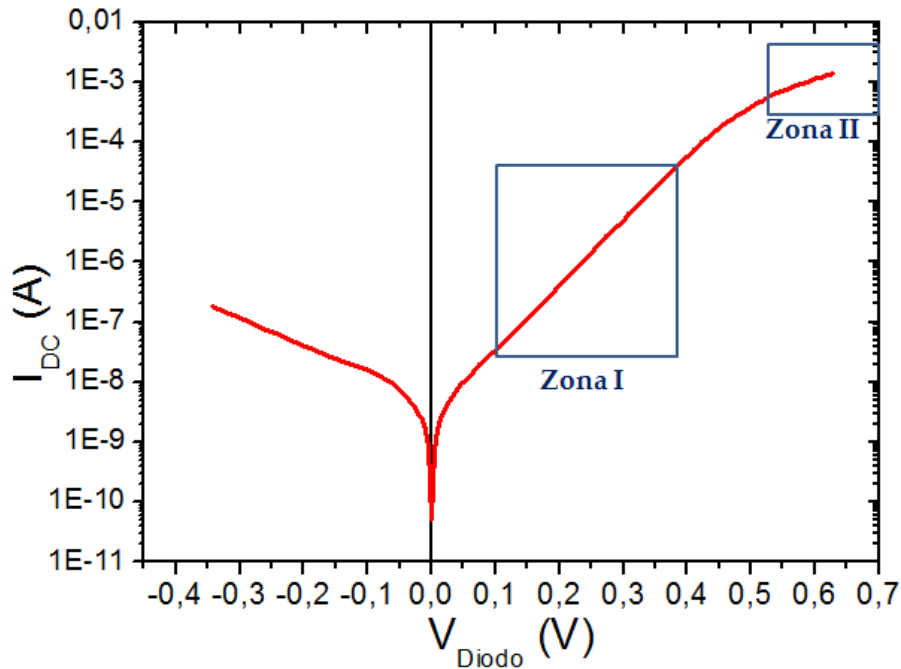


Figura 3.5: Curva I-V relativa ad uno dei diodi caratterizzati

Per stimare la corrente di saturazione ed il fattore di idealità si è eseguito un fit esponenziale del solo tratto lineare della curva I-V dei dati in scala semilogaritmica nel tratto a pendenza costante (indicata con “zona I” della Figura 3.5). L’equazione utilizzata è della forma

$$y = A_1 e^{\frac{x}{t}} \quad 3-6$$

dove i parametri da stimare sono  $A_1$  e  $t$ . Uguagliando tale equazione all’equazione del diodo ideale per valori di tensione applicata compresi nella zona I, ovvero

$$I = I_s e^{\frac{qV}{\eta KT}}$$

## 3-7

si ottiene  $A_1=I_s$  e  $t=\eta KT/q$ . Essendo  $KT/q = 0.026V$  a temperatura ambiente, dal fit si può quindi stimare il valore del fattore di idealità:

$$\eta = \frac{t}{0.026}$$

3-8

Nel caso della curva I-V in Figura 3.5, si è ottenuto una corrente di saturazione ed un fattore di idealità rispettivamente pari a 6.7 nA e 1.65. Per tutti i diodi misurati il fattore di idealità si discosta dall'unità: come già discusso cio' denota la presenza di un meccanismo di trasporto non dovuto alla pura emissione termoionica.

Per stimare la resistenza serie si è eseguito un fit lineare dei dati nella regione indicata con "zona II". La resistenza serie stimata per il diodo caratterizzato è di circa 120  $\Omega$ .

In Figura 3.6 viene mostrato il confronto tra i dati sperimentali della curva I-V del diodo caratterizzato (quadrati neri) e la curva ottenuta utilizzando un'equazione del tipo

$$V = \left[ \log \left( \frac{I}{I_s} + 1 \right) \right] \frac{\eta k T 2.3}{q} + I R_s$$

## 3-9

in cui si sono utilizzati i valori di fattore di idealità, corrente di saturazione e resistenza serie stimati precedentemente (curva continua).

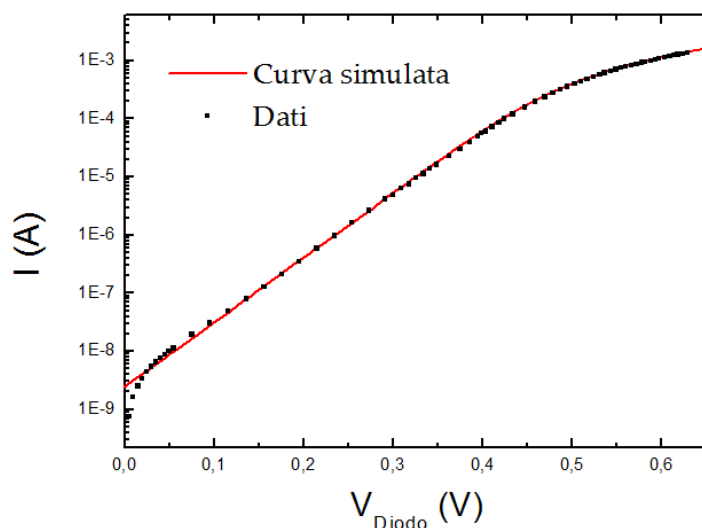
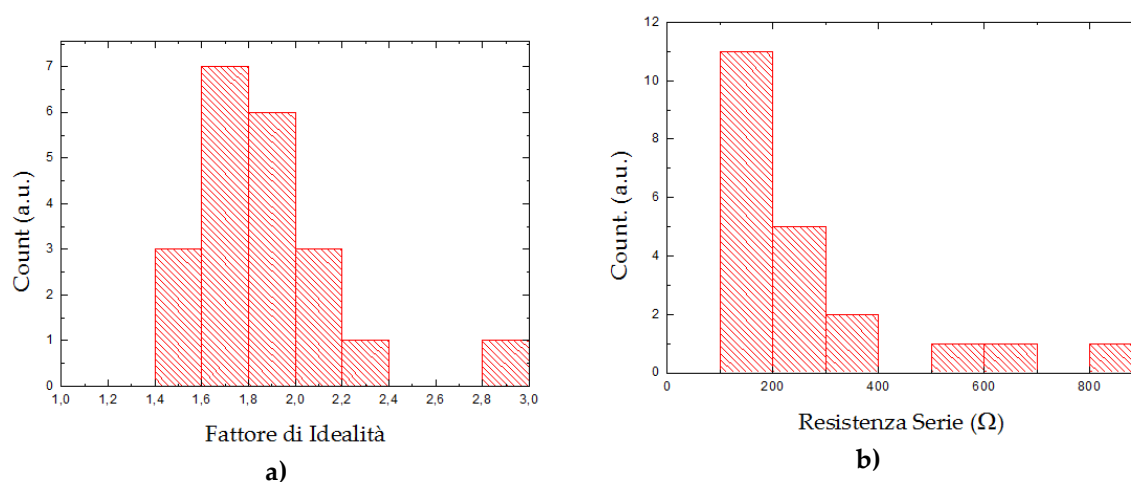


Figura 3.6: Confronto tra la curva simulata ( $\eta=1.65$  e  $R_s=120 \Omega$ ) ed i dati sperimentali ottenuti dalla caratterizzazione elettrica

La metodologia qui esposta è stata utilizzata per la caratterizzazione elettrica di tutti i dispositivi a disposizione.

In Figura 3.7 vengono illustrati nei due istogrammi le distribuzioni dei valori sia del fattore di idealità sia della resistenza serie. Come si nota, la gran parte dei dispositivi caratterizzati mostra un fattore di idealità compreso tra 1.4 e 2 e circa la metà dei dispositivi caratterizzati presenta una resistenza serie compresa tra 100 e 200  $\Omega$ .



**Figura 3.7: a) Istogramma del Fattore di Idealità e b) istogramma delle resistenze serie dei dispositivi caratterizzati**

I valori stimati della resistenza serie se confrontati con i valori tipici per i diodi Schottky in arseniuro di gallio utilizzati per il THz [63] ( $R_s < 50 \Omega$ ) risultano essere elevati. Questo potrebbe essere uno dei parametri limitanti la frequenza di cutoff. Nelle Tabella 3-1 e Tabella 3-2 vengono riassunti i parametri stimati di tutti i diodi caratterizzati.

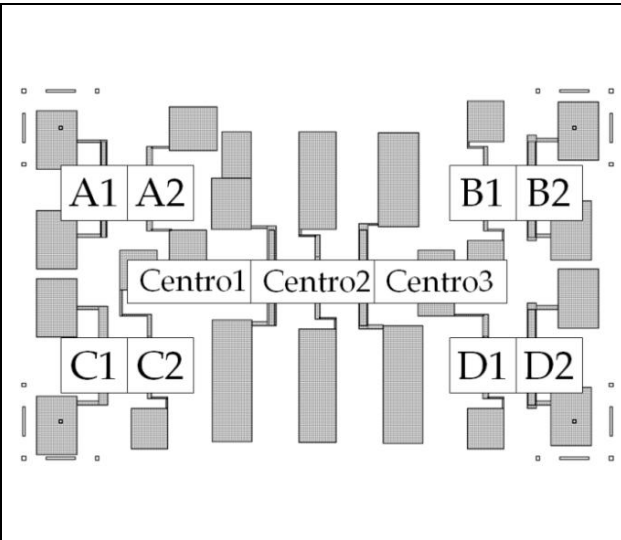
Dalla caratterizzazione elettrica, dunque, si sono ottenuti, per i dispositivi caratterizzati, i seguenti risultati:

- Il 76% dei dispositivi caratterizzati presenta un fattore di idealità compreso tra 1.4 e 2.
- Il 52% dei dispositivi caratterizzati presenta una resistenza serie compresa tra 100 e 200  $\Omega$ .

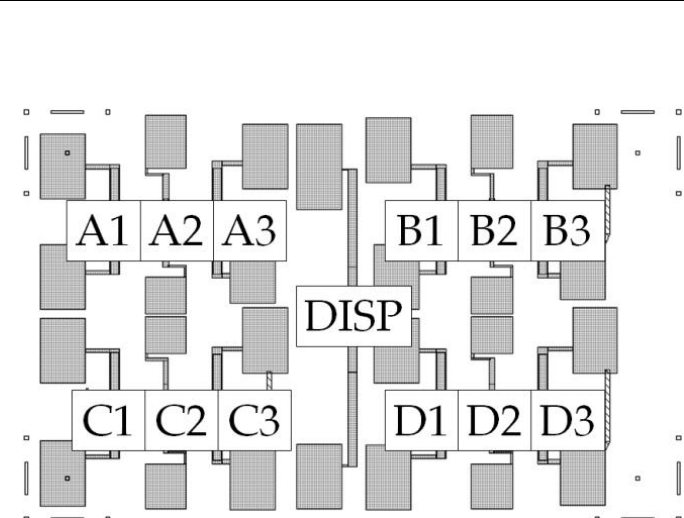
Dalle caratteristiche I-V e dai parametri statici stimati precedentemente è possibile calcolare i parametri che verranno utilizzati successivamente nello studio della risposta

in frequenza del dispositivo. Questi parametri sono la resistenza dinamica e la capacità di giunzione che, insieme alla resistenza serie stimata, determinano la frequenza di cutoff del dispositivo, ed infine la responsività in corrente, parametro che verrà confrontato con la responsività ottenuta dalla caratterizzazione THz.

Si è quindi considerato il dispositivo con la più bassa resistenza serie (117  $\Omega$ ) e con un fattore di idealità pari a 1.65, e si è proceduto alla caratterizzazione a frequenze THz.



Dispositivo	A ( $\mu\text{m}^2$ )	$R_s$ ( $\Omega$ )	$\eta$	$I_s$ (nA)
A1	0.573	127	1.70	14
A2	0.622	234	1.97	37
B1	0.622	163	1.81	18
B2	0.793	131	1.63	9.4
C1	0.573	260	1.71	8.5
C2	0.622	251	2.12	40
D1	0.622	175	1.82	18
D2	0.793	123	1.88	20
Centro1	0.573	117	1.65	6.7
Centro2	0.622	136	1.65	5.2
Centro3	0.793	381	1.5	4.1



Dispositivo	A ( $\mu\text{m}^2$ )	$R_s$ ( $\Omega$ )	$\eta$	$I_s$ (nA)
A1	0.573	155	2.82	73
A2	0.622	116	2.07	25
A3	0.793	130	1.65	5.6
B1	0.573	666	1.68	5.8
B2	0.622	273	2.23	240
B3	0.793			
C1	0.573	897	1.98	42
C2	0.622	524	2.10	34
C3	0.793			
D1	0.573	388	1.54	4.7
D2	0.622	200	1.81	38
D3	0.793			
Disp	0.573	151	1.63	4.2

Tabella 3-1 e Tabella 3-2: Parametri caratterizzanti i diodi Schottky contenuti in due celle poste in diverse zone del campione



### La resistenza dinamica

La resistenza dinamica si ottiene dalla curva I-V tramite la relazione

$$R_d = \left( \frac{dI}{dV} \right)^{-1} \quad 3-10$$

In Figura 3.8 viene mostrato il grafico in scala logaritmica della resistenza dinamica in funzione della tensione applicata al diodo caratterizzato in polarizzazione diretta, calcolata a partire dai dati sperimentali e confrontata con la curva generata a partire dall'equazione 3-9 avendo tolto il contributo della resistenza serie (curva tratteggiata in Figura 3.8). E' evidente come i dati risentano della resistenza serie in maniera significativa per tensione di polarizzazione maggiore di 0.45 V.

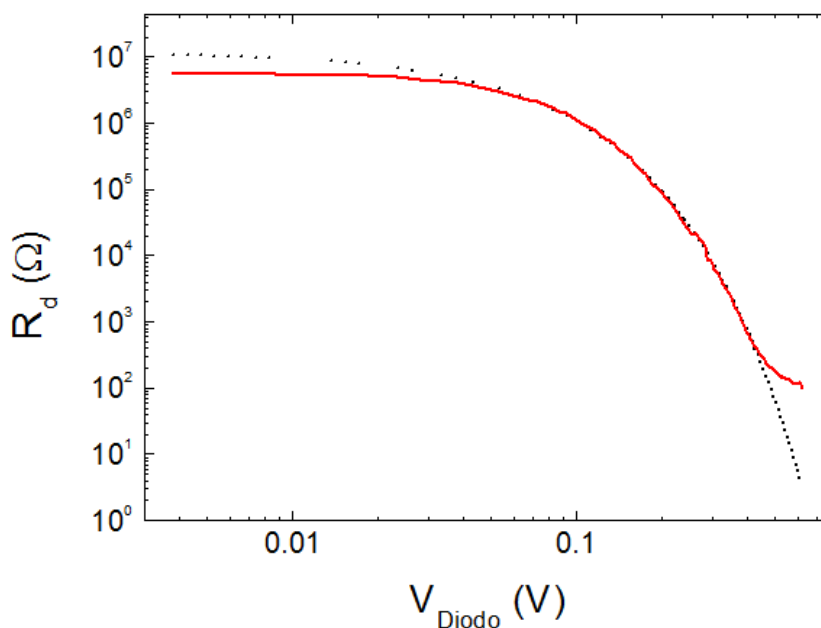


Figura 3.8: Resistenza dinamica

### La capacità di giunzione

In prima approssimazione, per stimare la capacità della regione di svuotamento si considera la giunzione metallo-semiconduttore come una giunzione  $p^+-n$ . La capacità può essere calcolata utilizzando la relazione [70]:

$$C_J = \frac{\varepsilon A}{X_d} = \frac{A}{2} \left[ \frac{2q\varepsilon}{(V_0 - V_{Bias})} N_d \right]^{1/2} \quad 3-11$$

dove  $A$  è l'area della giunzione,  $q$  è la carica dell'elettrone,  $\epsilon$  è la permittività elettrica del semiconduttore,  $V_0$  è il potenziale di built-in,  $V_{\text{Bias}}$  è il valore della tensione di polarizzazione applicata ai capi del diodo,  $N_d$  è la densità dei portatori.

La letteratura non riporta evidenze sperimentali sul potenziale di built-in di una giunzione Schottky formata dal cromo e dal germanio epitassiale drogato n, per stimarne il valore si è proceduto nel modo seguente. Come già discusso nel primo capitolo, l'altezza di barriera di una giunzione Schottky è collegata a come i livelli di Fermi sia del metallo sia del semiconduttore si allineano. Il cromo presenta due livelli profondi rispettivamente a 0.070 eV e 0.120 eV sopra la banda di valenza del germanio. Dunque si può ipotizzare che il livello di Fermi sia fissato ad un livello di impurezza del cromo nel germanio a circa 0.100 eV. Questo fa sì che l'altezza di barriera sia ragionevolmente di circa 0.55 eV. Di conseguenza si è calcolata la capacità di giunzione per valori del potenziale di built-in attorno a 0.55 V. Inoltre, analizzando la curva I-V del diodo caratterizzato in Figura 3.9, si nota che con una tensione di polarizzazione di circa 0.5 V, si ottiene una resistenza di giunzione confrontabile con la resistenza serie. Applicando tensioni di polarizzazione maggiori a 0.5 V, la regione di svuotamento della giunzione diminuisce fino alla sua completa eliminazione, condizione che corrisponde ad una tensione applicata ai capi del diodo uguale al potenziale di built-in della giunzione stessa. Questa condizione viene comunemente definita di "bande piatte": in questo caso la differenza  $V_0 - V_{\text{Bias}}$  è 0.

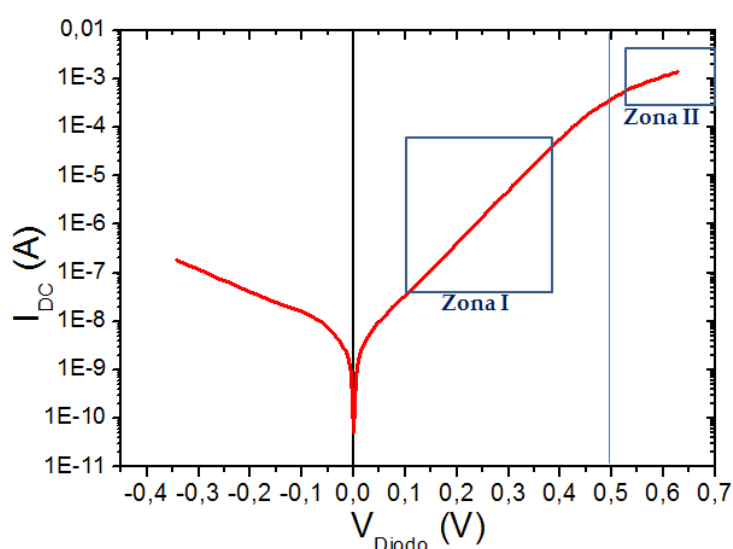


Figura 3.9: Caratteristica I-V in scala semilogaritmica

Quindi il potenziale di built-in non può essere minore del valore della tensione di polarizzazione nel punto in cui inizia a comparire nella curva I-V la componente dovuta alla resistenza serie. In questo studio, dunque, si è calcolata la capacità di giunzione mediante la formula 3-11 considerando 3 diversi built-in ovvero, rispettivamente, 0,5, 0,55, 0,6 V. In Figura 3.10 viene mostrato il grafico della capacità di giunzione in funzione della tensione di polarizzazione ai capi del diodo.

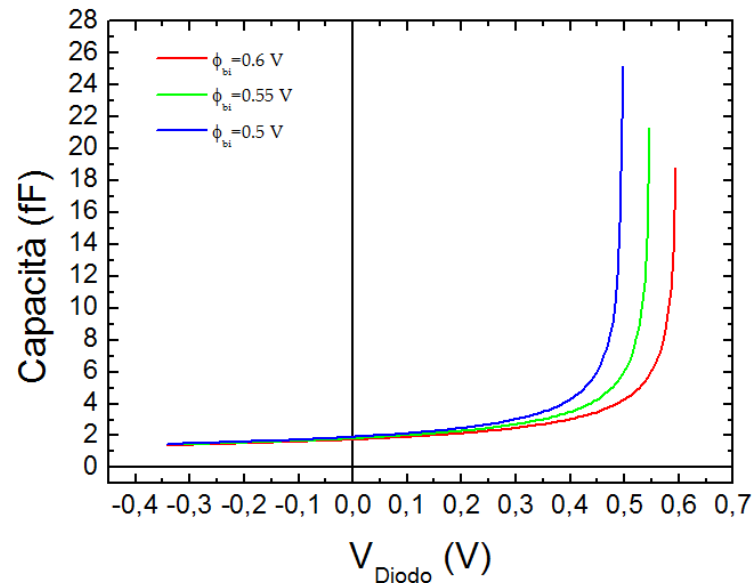


Figura 3.10: Capacità della giunzione calcolata per diversi built-in

### La frequenza di cutoff

Considerando la resistenza dinamica, la resistenza serie e la capacità di giunzione è possibile stimare la frequenza di cutoff del dispositivo, ovvero la frequenza massima di funzionamento, secondo la formula:

$$f_c = \frac{\left(1 + \frac{R_s}{R_d}\right)^{1/2}}{2\pi C_J (R_s R_d)^{1/2}}$$

3-12

In Figura 3.11 viene riportata la frequenza di cutoff in funzione della tensione di polarizzazione applicata ai capi del diodo, per i tre diversi valori del potenziale di built-in considerati nel calcolo della capacità di giunzione, ed utilizzando l'andamento della resistenza dinamica derivata dai dati sperimentali (curva continua in Figura 3.8).

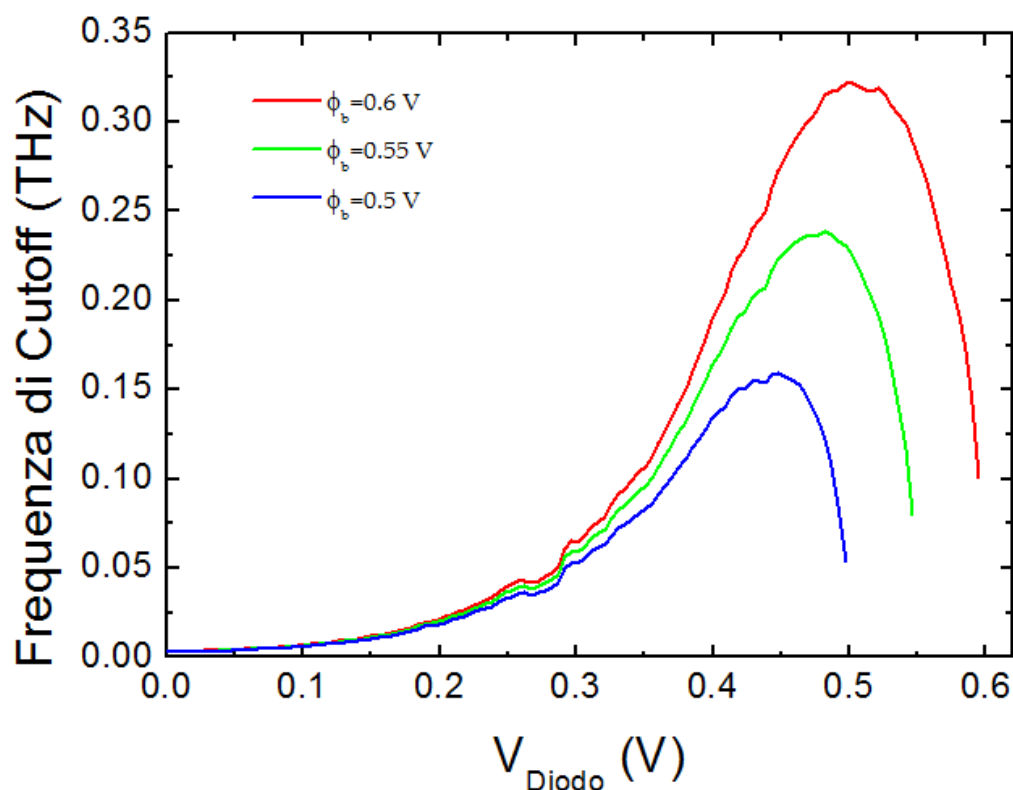


Figura 3.11: Frequenza di Cutoff per vari valori del potenziale di built-in in funzione della tensione di polarizzazione applicata

### La responsività in corrente

Dalle caratteristiche I-V è possibile stimare la responsività in corrente usando la formula [35]

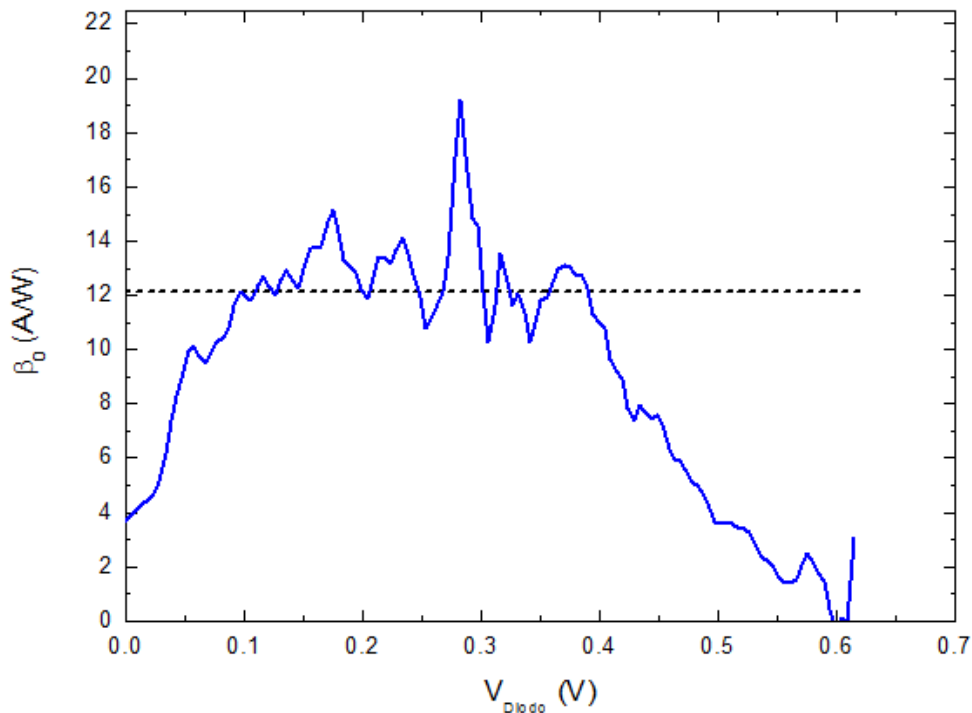
$$\beta_0 = \frac{\delta^2 I}{2 \frac{\delta I}{\delta V}} \left[ \frac{A}{W} \right]$$

3-13

che rappresenta il rapporto tra la corrente rivelata e la potenza della radiazione incidente quando il dispositivo funziona come detector square-law in approssimazione di piccolo segnale.

In Figura 3.12 viene mostrata la responsività in corrente in funzione della tensione di polarizzazione applicata al diodo, in cui la curva tratteggiata rappresenta la responsività in corrente calcolata per un diodo ideale, ovvero privo del contributo della resistenza serie. Come si nota, per valori di tensione di polarizzazione compresi tra 0.1 e 0.4 V, esiste un buon accordo tra i valori sperimentali e la stima ottenuta eliminando il

contributo della resistenza serie. Mentre, come atteso, per tensioni maggiori di 0.4 V la responsività è fortemente degradata.



**Figura 3.12: Responsività in corrente ottenuta dalle curve I-V (curva continua) confrontata con la responsività in corrente calcolata per un diodo ideale, ovvero senza il contributo parassita dovuto alla resistenza serie (curva tratteggiata)**

Considerando quindi la capacità della giunzione, la frequenza di cutoff, la resistenza di giunzione e la resistenza serie, è possibile utilizzare la formula della responsività in corrente per un diodo Schottky in approssimazione di piccolo segnale già introdotta nel paragrafo 1.3.2 (espressione 1-63) secondo quanto illustrato in [35]. Nelle Figura 3.13, Figura 3.14 e Figura 3.15 sono mostrate dunque le responsività in corrente in approssimazione di piccolo segnale ottenute applicando l'espressione 1-39 alle caratteristiche I-V, rispettivamente per built-in pari a 0.5, 0.55 e 0.6 V, considerando frequenze tra 0.1 e 1 THz.

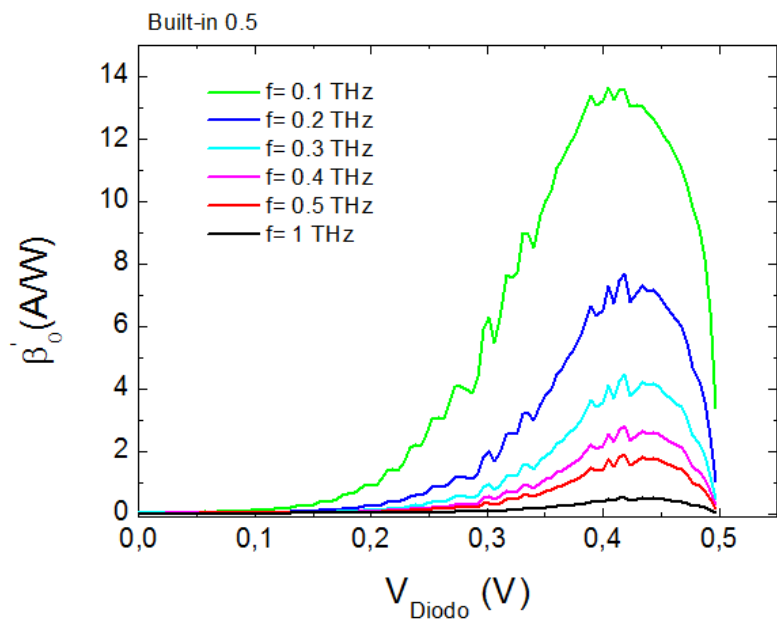


Figura 3.13: Responsività in corrente per le frequenze pari a 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5 e 1 THz (Built-in considerato pari a 0.5)

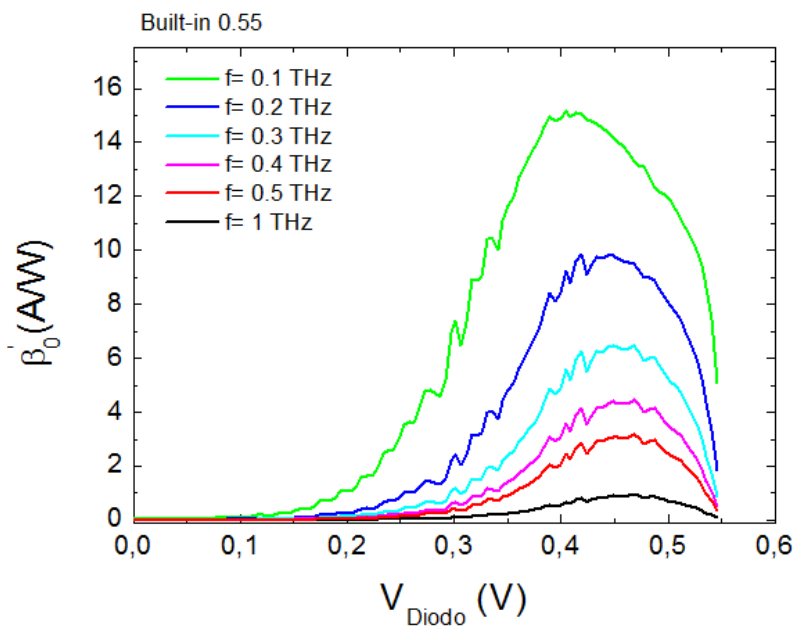


Figura 3.14: Responsività in corrente per le frequenze pari a 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5 e 1 THz (Built-in considerato pari a 0.55)

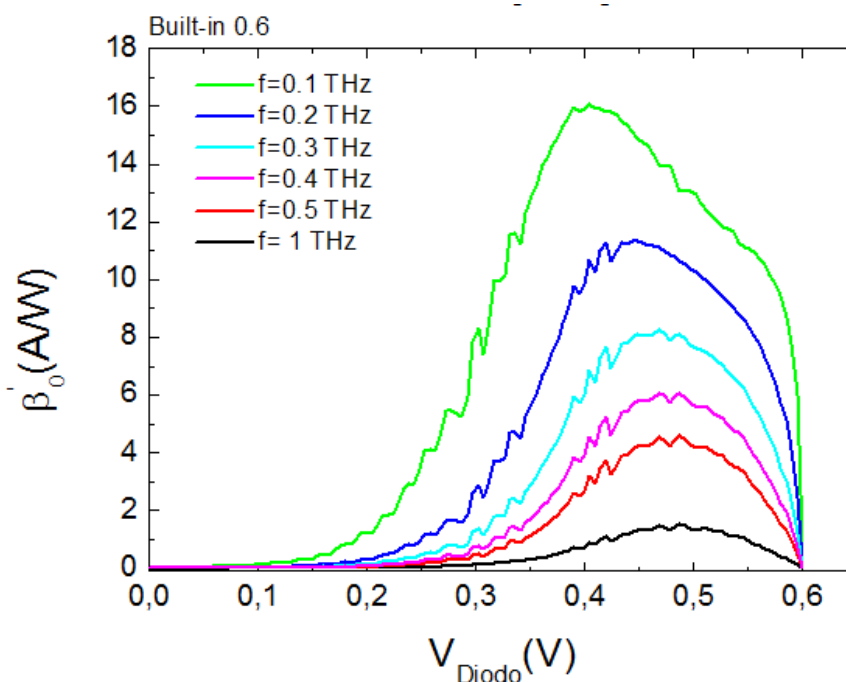


Figura 3.15: Responsività in corrente per le frequenze pari a 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5 e 1 THz (Built-in considerato pari a 0.6)

Il passaggio successivo sarà dunque la caratterizzazione alle alte frequenze. Successivamente sarà effettuato un confronto tra la frequenza di cutoff e la responsività in corrente, calcolate dai parametri statici, e le rispettive frequenze di cutoff e responsività ottenute dalla caratterizzazione al THz. La responsività si otterrà normalizzando gli spettri ottenuti alla potenza della sorgente THz mentre i valori della frequenza di cutoff si otterranno dai fit delle responsività sperimentali con una curva di tipo lorentziano, fit effettuati nell'intervallo di frequenze in cui la responsività risentirà del taglio dovuto alla costante di tempo RC.

## 3.2 Caratterizzazione ad alta frequenza

Generalmente, il termine “detector” nell’intervallo di frequenze delle microonde indica la classe di dispositivi utilizzati per convertire segnali RF in segnali DC. Come già discusso, il diodo Schottky utilizzato come detector funziona come rivelatore “square-law”, ovvero il principale contributo dell’output è proporzionale al quadrato dell’input. Se l’input è costituito da un regime sinusoidale, l’output avrà una componente proporzionale al quadrato di una sinusoidale quindi con un valore medio non nullo. Il funzionamento del diodo come square-law detector tuttavia è valido solo nel caso in cui il livello del segnale RF sia sufficientemente basso da non perturbare il punto di lavoro del dispositivo, ovvero è valido solo sotto l’ipotesi di piccolo segnale [71] come descritto nel primo capitolo.

Come discusso nel paragrafo 2.1.3, affinché la radiazione a frequenze THz sia accoppiata con il rivelatore, è necessario che il rivelatore sia integrato con un’antenna. Il diodo polarizzato nella regione diretta riceve il segnale sinusoidale; la tensione ai suoi capi avrà una componente continua derivante dal quadrato del segnale in ingresso ed altre componenti a frequenze multiple della frequenza di ingresso. Queste ultime saranno filtrate da un filtro passa-basso ed infine il segnale in continua, proporzionale al segnale THz da rivelare, verrà amplificato e processato. La rivelazione della frequenza THz avviene dunque sfruttando la non linearità della caratteristica I-V del diodo. Quello che segue è lo studio della risposta in frequenza di diodi Schottky realizzati su germanio epitassiale, utilizzati per la prima volta come rivelatori per la radiazione THz, partendo dall’analisi di un dispositivo non lineare operante come rivelatore nell’intervallo di frequenze delle microonde, illustrata nel primo capitolo [35].

### 3.2.1 Apparati sperimentali

In questo paragrafo verrà descritta la strumentazione utilizzata per l’acquisizione delle misure. Gli strumenti utilizzati sono: amplificatore Lock-In, Synthesizer/Function generator (HP 3325), sorgente THz AMC, generatore di funzioni (SRS DS360).



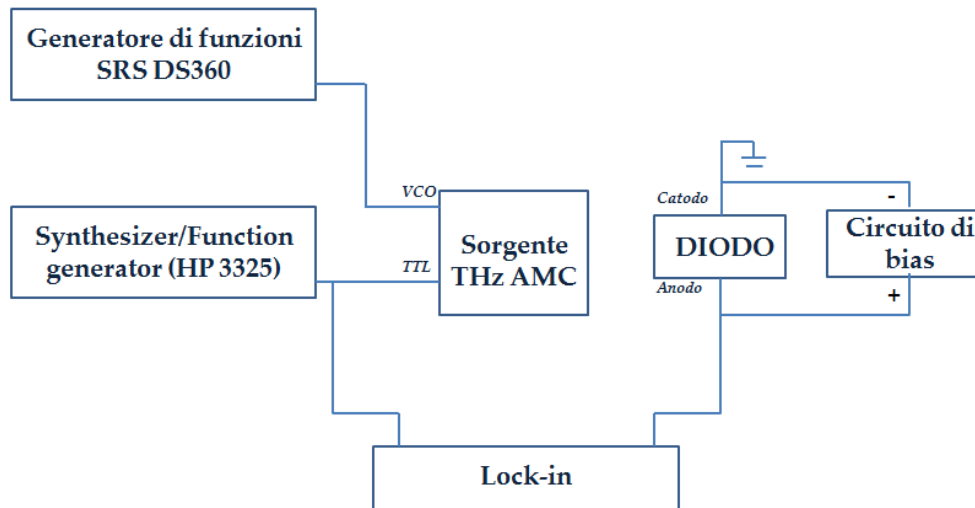


Figura 3.16: Schema del setup di misura

- L'Amplificatore Lock-In è un amplificatore capace di estrarre un segnale con una portante conosciuta da un ambiente estremamente rumoroso, utilizzando un mixer per convertire il segnale ad una data frequenza in una componente DC. Il segnale viene sottoposto ad un filtro a banda molto stretta che rimuove il rumore indesiderato. La frequenza del segnale che viene misurato, e quindi anche la regione passa-banda del filtro, è stabilita dal segnale di riferimento, che deve essere ovviamente alla stessa frequenza della modulazione del segnale da misurare. Per stabilire il segnale di riferimento si utilizza un generatore di funzioni d'onda che per semplicità genera una funzione d'onda quadra ad una determinata frequenza come segnale di clock. Per effettuare la misura il lock-in ha due uscite da cui è possibile misurare, oltre all'ampiezza anche la fase del segnale.
- Il Synthesizer/Function generator (HP 3325) è un generatore di funzioni d'onda e viene utilizzato come generatore di clock che lavora in un intervallo di frequenze tra i 10 Hz ed i 100 KHz per pilotare la sorgente e stabilire la frequenza di riferimento del lock-in.
- La sorgente THz utilizzata in questo lavoro di tesi è un sistema AMC (Amplifiers Multipliers Chain) che si basa sulla moltiplicazione e sull'amplificazione delle frequenze appartenenti ad un intervallo iniziale nelle microne. Per fissare una

data frequenza nell'intervallo di uscita, si pilota mediante un generatore di tensione continua un oscillatore alle microne che, al variare della tensione applicata, varia la lunghezza della sua cavità e quindi le frequenze di oscillazione (o di risonanza) tra 8 e 20 GHz. Successivamente il segnale transita in un amplificatore e l'utilizzo di tre moltiplicatori i quali moltiplicano il segnale fino a un massimo di 0.75 THz. Sono quindi disponibili tre intervalli di uscita: 0.14-0.27 THz, 0.24-0.4 THz, 0.53-0.75 THz. Naturalmente la potenza associata agli intervalli di uscita diminuisce all'aumentare della frequenza. La radiazione è polarizzata e tale polarizzazione è definita da una guida d'onda rettangolare che porta il segnale nei vari stadi di moltiplicazione del trasmettitore VDI. Le dimensioni della guida saranno inversamente proporzionali alla frequenza della radiazione che transiterà al suo interno. Prima di incidere sul campione, la radiazione è trasmessa da un'antenna tipo cono (horn) posta ai terminali della guida d'onda che ha la funzione di trasmettere il segnale nello spazio libero. Il generatore DS360 è stato utilizzato per pilotare la sorgente ed effettuare scansioni nella frequenza della radiazione THz emessa. Lo spettro di emissione della sorgente a disposizione è mostrato in Figura 3.17.

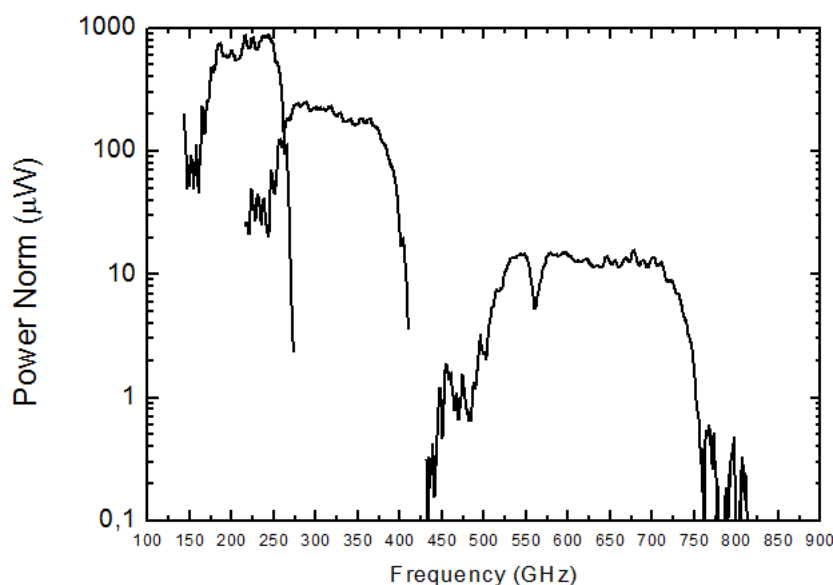


Figura 3.17: Spettro sorgente

La risposta in frequenza del dispositivo si ottiene quindi misurando con il Lock-in l'ampiezza della modulazione in tensione all'anodo del diodo prodotta dalla modulazione dell'intensità della radiazione THz emessa dalla sorgente mediante pilotaggio con un generatore di funzioni a frequenze nell'intervallo 10 Hz – 100 KHz (AM – modulator in Figura 3.18).

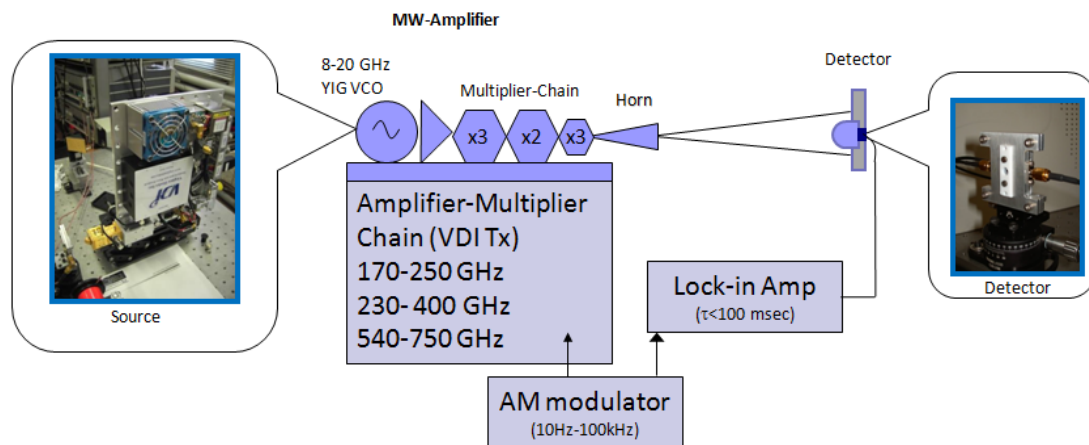


Figura 3.18: Setup di misura

### 3.2.2 Caratterizzazione THz dei dispositivi

Il dispositivo le cui caratterizzazioni sono state riportate nel paragrafo precedente (il quale presenta serie pari a  $117 \Omega$  e fattore di idealità 1.65) è stato caratterizzato come rivelatore alle frequenze THz. Comparato ai diodi in arseniuro di gallio già utilizzati come rivelatori THz [63], il diodo in germanio presenta una resistenza serie più elevata ( $117 \Omega$  rispetto a  $12.2 \Omega$  in [63]).

La resistenza dinamica a zero bias del dispositivo è dell'ordine di  $6 \text{ M}\Omega$ , quindi è necessaria l'applicazione di una tensione di polarizzazione diretta per abbassare tale resistenza. Il diodo è stato dunque polarizzato mediante un generatore di tensione con una resistenza di protezione da  $10 \text{ K}\Omega$  in serie.

L'illuminazione del dispositivo può avvenire in due modi: illuminazione dal retro del campione: accoppiando il campione stesso con un'opportuna lente iperemisferica in silicio che permette la focalizzazione del fascio di radiazione incidente sul dispositivo e massimizzare così tutta la potenza della sorgente sul dispositivo,

oppure illuminazione dal davanti, ponendo il dispositivo direttamente davanti la sorgente.

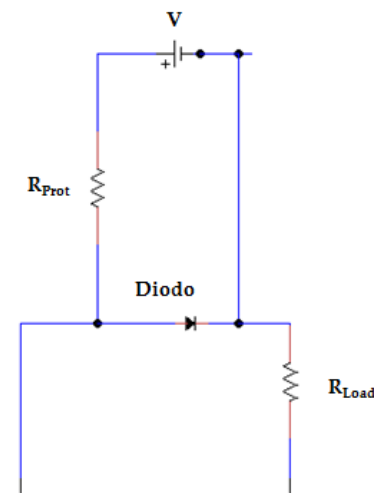


Figura 3.19: Schema del setup di misura

In questo lavoro, il dispositivo è stato illuminato dal davanti in quanto la caratterizzazione THz del substrato SOI, su cui sono stati realizzati i dispositivi, ha evidenziato la non-trasparenza del substrato stesso alla radiazione THz, come mostrato in Figura 3.20 in cui si confronta la risposta di un HEMT utilizzato come rivelatore per il THz prima senza substrato (curva di colore rosso) e successivamente con il substrato SOI (curva di colore nero) posto tra l'HEMT e la sorgente.

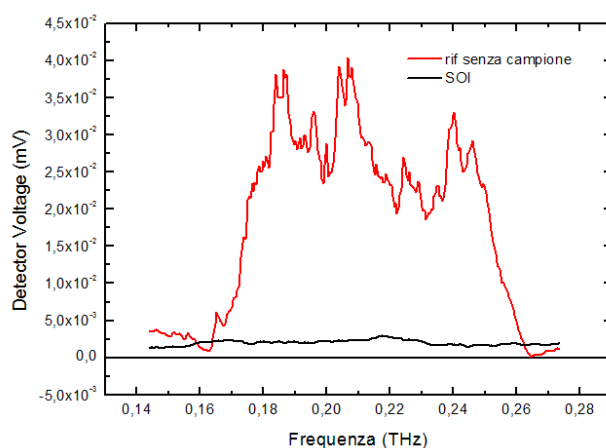


Figura 3.20: Caratterizzazione di un substrato SOI

### Caratterizzazione tra 0.14 e 0.27 THz

In Figura 3.21 viene mostrato l'andamento della risposta del diodo alla radiazione THz nell'intervallo di frequenze 0.14 e 0.27 THz variando parametricamente la tensione di polarizzazione. L'intensità degli spettri acquisiti è effettivamente all'interno dell'intervallo di emissione della sorgente, di cui si è sovrapposto lo spettro (curva tratteggiata). Si nota come il dispositivo sia sensibile alla radiazione nell'intervallo tra 0.16 e 0.26 THz. Si possono distinguere tre picchi principali rispettivamente a 0.174, 0.187 e 0.2 THz e la massima ampiezza di segnale si ha per il picco centrato a 0.2 THz. A frequenze maggiori la risposta del dispositivo diminuisce rapidamente.

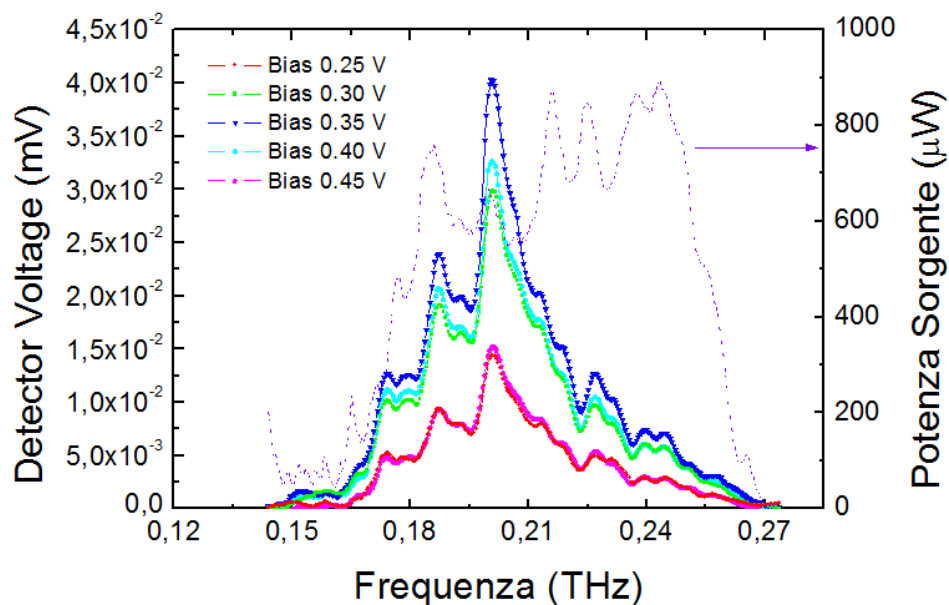


Figura 3.21: Spettri di risposta del dispositivo per diverse tensioni di polarizzazione (bias) applicate al variare della frequenza nel primo intervallo di emissione della sorgente THz

In Figura 3.22 viene riportata la risposta del dispositivo in funzione della tensione di polarizzazione per alcuni valori fissati della frequenza della radiazione THz corrispondenti ai picchi in Figura 3.21. All'aumentare della tensione di polarizzazione, come si nota nella Figura 3.22, l'ampiezza del segnale aumenta fino al valore di tensione di polarizzazione pari a 0.35 V, in corrispondenza del quale si ha un massimo nella risposta.

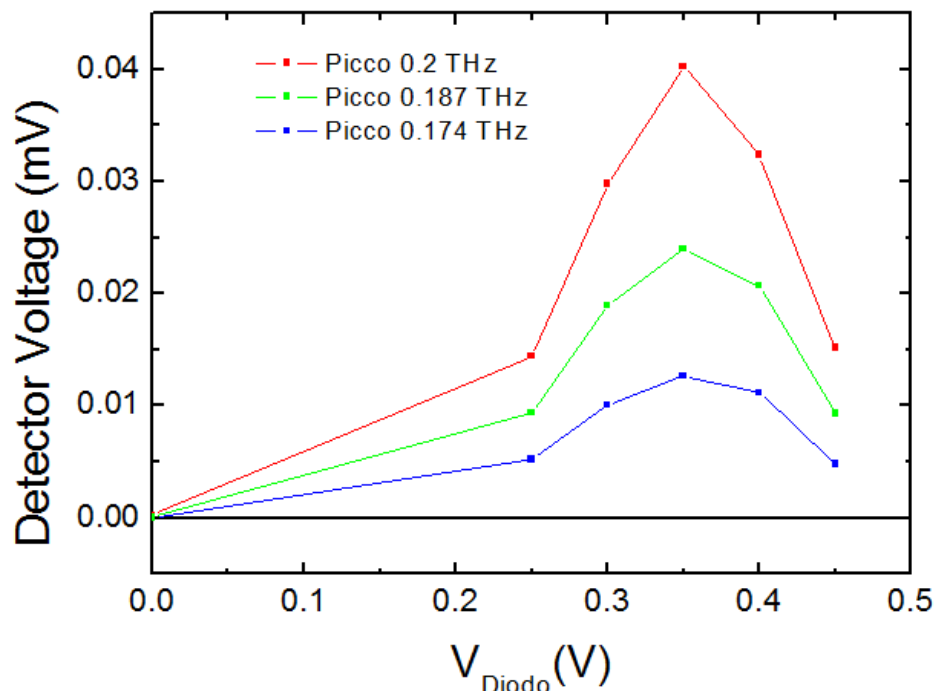


Figura 3.22: Risposta del dispositivo al variare del bias applicato a frequenza fissata (rosso 0.2 THz, verde 0.187 THz, blu 0.174 THz)

### Caratterizzazione tra 0.25 e 0.40 THz

In Figura 3.23 viene mostrata la risposta del dispositivo nel secondo intervallo di emissione della sorgente in funzione della tensione di polarizzazione applicata ai capi del diodo. Come nel caso illustrato del primo intervallo di frequenze, agli spettri acquisiti è stato sovrapposto lo spettro della sorgente. In questo intervallo di frequenze, non è possibile distinguere una struttura a picchi come nel caso del precedente spettro. Partendo dalle frequenze più basse, il segnale del diodo segue l'intensità dello spettro della sorgente fino a raggiungere un valore massimo attorno a 0.28 THz. Per frequenze maggiori la risposta del diodo decresce rapidamente ben all'interno dell'intervallo di emissione della sorgente. Si suppone che tale decrescita dipenda dalla costante di tempo RC del dispositivo e sarà analizzata nel prossimo paragrafo.

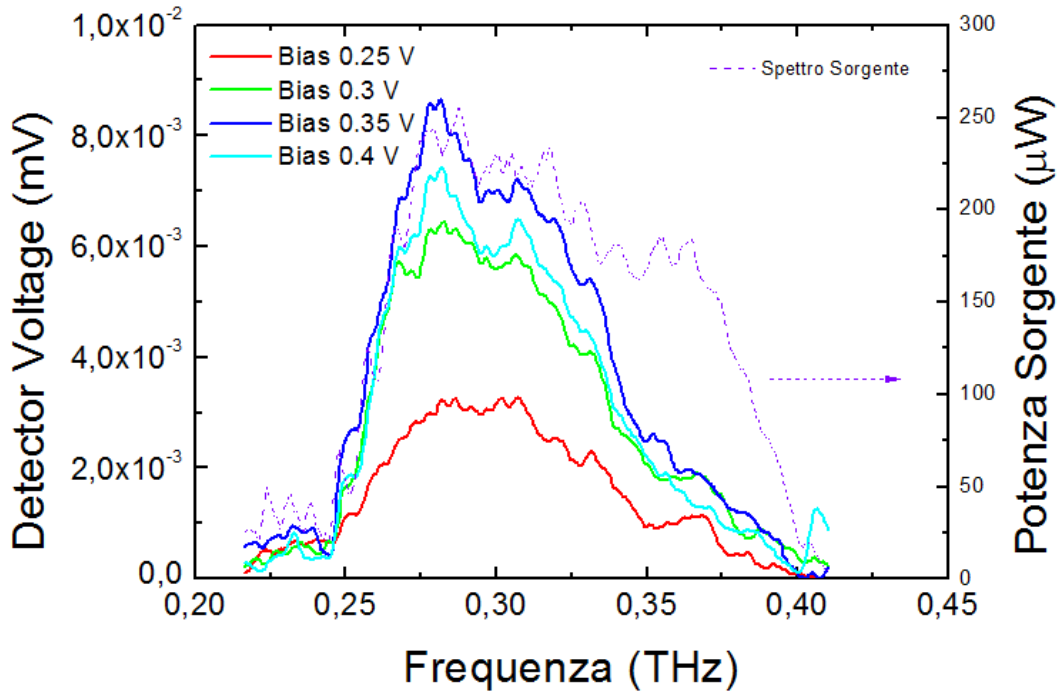


Figura 3.23: Spettri dovuti a diversi bias applicati della risposta del dispositivo in funzione della frequenza emessa dal secondo moltiplicatore della sorgente

Come mostrato in Figura 3.24, anche in questo caso il massimo della risposta del dispositivo in funzione della tensione di polarizzazione si ha a 0.35 V.

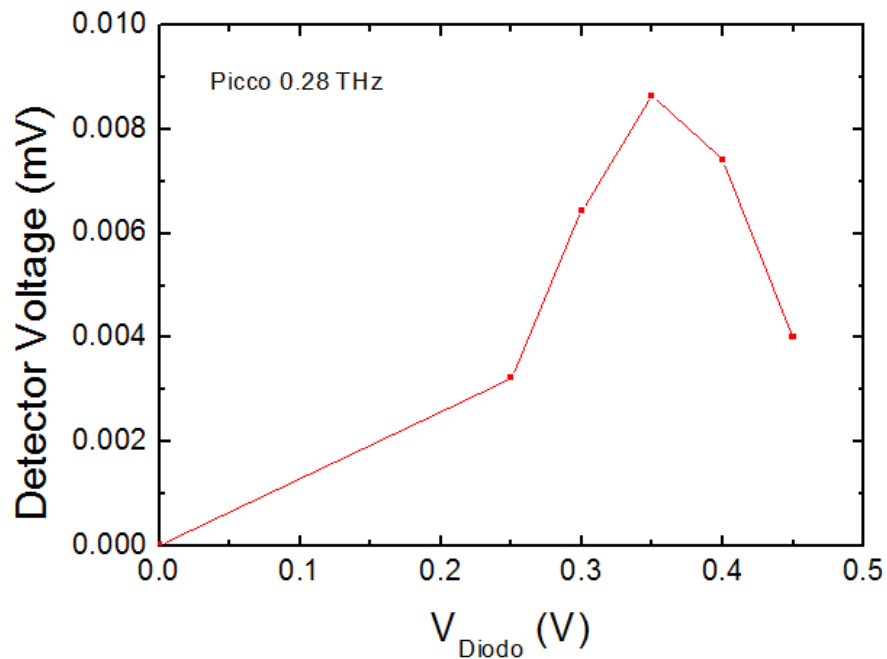


Figura 3.24: Risposta del dispositivo al variare del bias a frequenza fissata (0.28 THz)

Nella Figura 3.25 viene mostrata la responsività del diodo ottenuta normalizzando la risposta del detector alla potenza della sorgente nei due intervalli considerati.

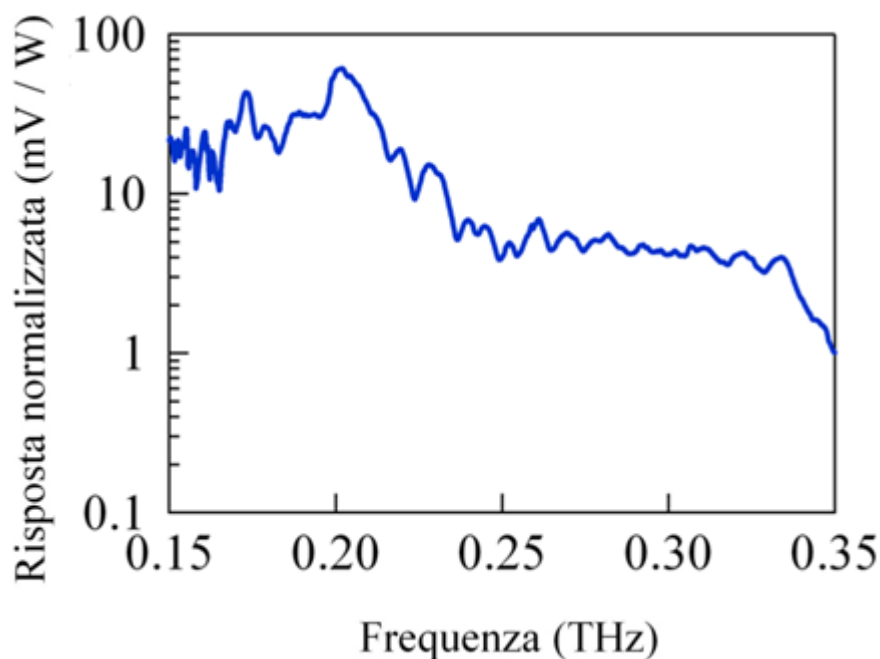


Figura 3.25: Risposta del diodo realizzato normalizzata alla potenza della sorgente (tensione di polarizzazione applicata al diodo pari a 0.35 V)

### 3.2.3 Analisi dei risultati

Come riportato in Figura 3.25, il dispositivo realizzato è sensibile alla radiazione nell'intervallo di frequenza tra 0.15 e 0.40 THz. L'andamento a basse frequenze (tra 0.15 e 0.2 THz) è di difficile interpretazione: nell'intervallo di frequenza considerato, la responsività risente della presenza del sistema "antenna-piazzole per saldatura-fili di saldatura" che agiscono globalmente come un'unica antenna; è dunque difficile separare i vari contributi ed isolare la sola risposta del dispositivo [72]. Per quanto riguarda le frequenze maggiori di 0.2 THz, come dimostrato in [72] il contributo dei fili di saldatura è trascurabile ed è possibile attribuire la diminuzione della responsività con la frequenza al taglio della costante di tempo RC caratteristica del dispositivo in oggetto. Per valutare il decadimento della responsività si è eseguito un fit dei dati con una curva Lorentziana della forma seguente:



$$R_V = \frac{A}{1 + \left(\frac{f}{f_c}\right)^2}$$

3-14

dove  $R_V$  è la responsività in tensione,  $A$  è un fattore moltiplicativo che tiene conto degli effetti dell'accoppiamento della radiazione con l'antenna,  $f$  è la frequenza della radiazione incidente e  $f_c$  è la frequenza di cutoff. I parametri  $A$  ed  $f_c$  sono i parametri del fit. L'operazione di fit è stata condotta su tutte le curve di responsività a varie tensioni di polarizzazione applicate ai capi del diodo. I risultati sono riportati nella Tabella 3-3.

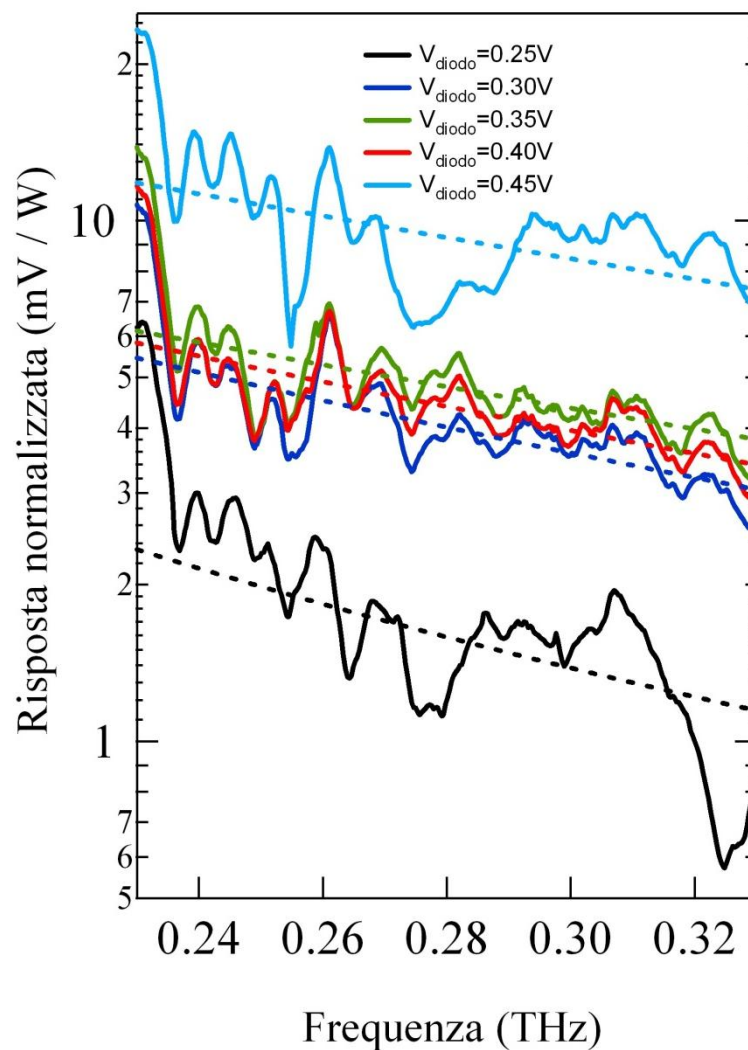


Figura 3.26: Risposta del dispositivo normalizzata alla potenza della sorgente in funzione della frequenza di emissione della sorgente per varie tensioni di polarizzazione applicate ai capi del diodo (curve continue) e corrispettivi fit (curve tratteggiate)

Tensione applicata al diodo (V)	Frequenza di Cutoff (THz)	Err (THz)
0.25	0.030	0.035
0.30	0.134	0.066
0.35	0.194	0.084
0.40	0.226	0.091
0.45	0.200	0.098

Tabella 3-3: Frequenze di Cutoff al variare della tensione di polarizzazione ottenute dai fit con la curva di tipo lorentziana

Le frequenze di cutoff trovate in funzione della tensione di polarizzazione del diodo mediante il fit sono state confrontate con l'andamento atteso delle frequenze di cutoff ottenuto dai parametri statici. Come si nota dalla Figura 3.27, l'andamento qualitativo dei dati ottenuti dalla caratterizzazione al THz è confrontabile con quello ottenuto dai parametri statici. Il massimo della frequenza di cutoff si ottiene in entrambi i casi per una frequenza pari a 0.2 THz ma risulta spostato di circa 0.1 V nella tensione di polarizzazione del diodo: tale spostamento può essere riconducibile all'incertezza associata alla stima dei parametri statici.

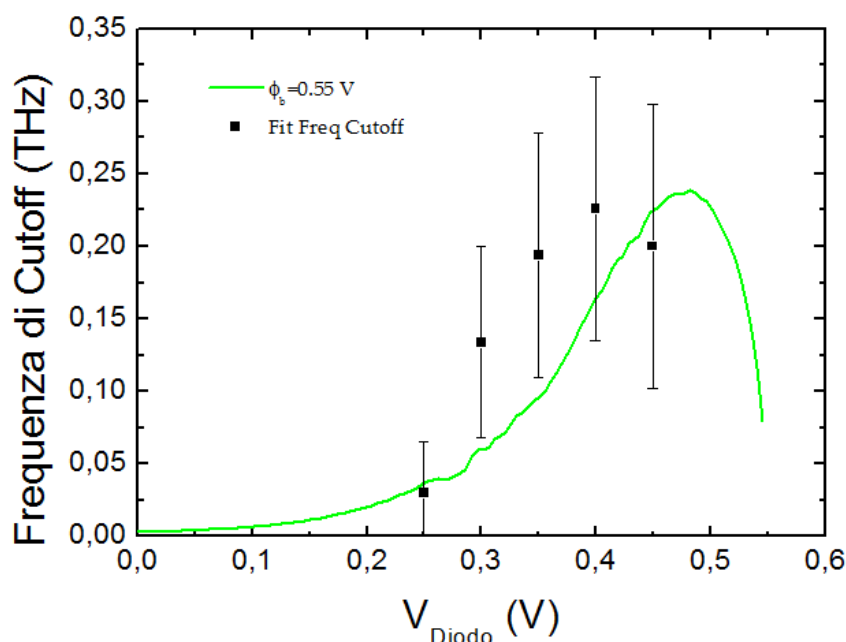


Figura 3.27: Confronto tra la frequenza di cutoff ottenuta dai parametri statici (curva continua) e frequenza di cutoff ottenuta dal fit dei dati della caratterizzazione al THz (punti sperimentali e relativi errori)

La Figura 3.28 mette a confronto le curve di risposta del dispositivo a frequenza fissa con la responsività in corrente calcolata dai parametri statici. Anche in questo caso l'andamento dei dati è confrontabile qualitativamente e presenta un analogo spostamento in tensione del massimo del segnale.

I dati qui presentati, seppur preliminari, sono rilevanti in quanto dimostrano per la prima volta la possibilità di rivelare la radiazione THz con un dispositivo perfettamente integrabile con la piattaforma del silicio.

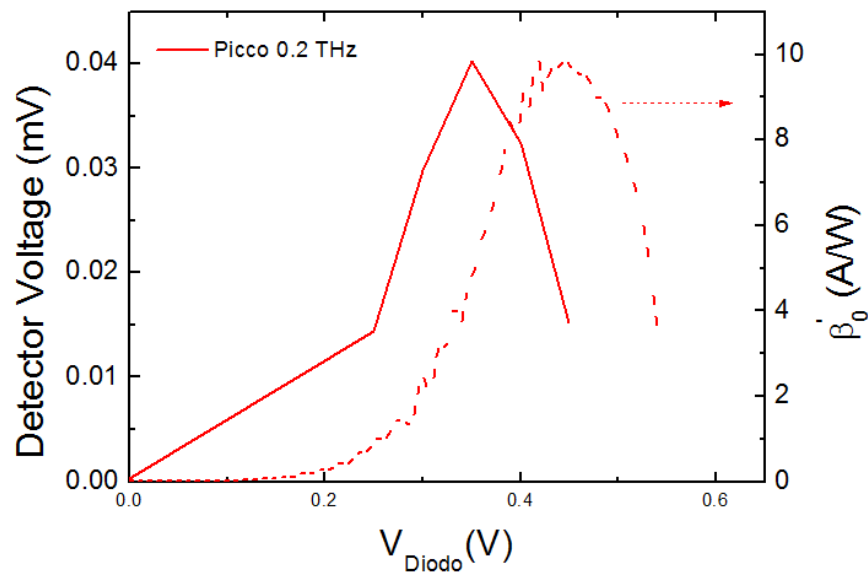


Figura 3.28: Confronto tra risposta del dispositivo a frequenza fissa (0.2 THz) e responsività in corrente calcolata dai parametri statici per la stessa frequenza



---

# Conclusioni

In questo lavoro di tesi è stata messa a punto una tecnologia innovativa per la realizzazione di diodi Schottky su germanio epitassiale per utilizzo come rivelatori THz, dispositivi dei quali è stata dimostrata la capacità di rivelare la radiazione nell'intervallo di frequenze 0.1-1 THz. Il lavoro svolto ha permesso di sviluppare una procedura originale ed innovativa per la fabbricazione di diodi Schottky in tecnologia planare su germanio epitassiale cresciuto in CVD su substrati SOI (Silicon-On-Insulator), partendo da specifiche tali da garantire il funzionamento come detector per il THz. In particolare, è noto che i parametri limitanti la frequenza di funzionamento (frequenza di cutoff) di un diodo Schottky sono la capacità di giunzione, la resistenza serie e le capacità parassite tra il contatto di anodo ed il contatto di catodo. La capacità di giunzione è stata ridotta realizzando giunzioni a forma di T con tecnologia "T-Gate" già utilizzata per HEMT e diodi Schottky in arseniuro di gallio e qui implementata ed ottimizzata per la prima volta su germanio epitassiale. Le giunzioni così realizzate presentano aree inferiori al micron quadrato. La resistenza serie è composta da tre contributi [45], ovvero resistenza dello strato epitassiale n, resistenza dello strato epitassiale n<sup>+</sup>, resistenza del contatto ohmico. Il contributo di quest'ultimo è stato ridotto utilizzando il Rapid Thermal Annealing, abbassandone la resistenza di contatto rispetto ad un tradizionale annealing in forno. Si sono utilizzati alti drogaggi per minimizzare la resistenza serie e per operare in regioni lontano dalla risonanza della frequenza di plasma. Infine le capacità parassite tra i contatti di catodo e anodo sono state minimizzate implementando la tecnologia "Air-Bridge", ovvero la fabbricazione di un elettrodo di anodo sospeso, realizzato

mediante litografia elettronica. L'analisi morfologica è stata eseguita mediante microscopia elettronica e mediante analisi di sezione con un Dual Beam-FIB.

Sono stati realizzati più di 20 dispositivi di cui è stata condotta la caratterizzazione elettrica in corrente continua a temperatura ambiente con tecnica a due terminali. Dalle misure ottenute sono stati stimati i parametri statici caratterizzanti la giunzione quali resistenza serie e fattore di idealità. La maggior parte dei dispositivi mostra ottimi parametri: una resistenza serie tra 100 e 200  $\Omega$  ed un fattore di idealità tra 1.5 e 2. Dai parametri statici si sono calcolati sia la frequenza di cutoff sia la responsività in corrente per un diodo reale. Successivamente alla caratterizzazione elettrica si è verificata la risposta in frequenza alla radiazione THz.

Lo studio della risposta in frequenza è stato effettuato mediante l'utilizzo di una sorgente THz tunabile costituita da una catena di amplificatori e moltiplicatori, in grado di ottenere segnali THz in tre intervalli di frequenza 0.14-0.270 THz, 0.23-0.40 THz e 0.53-0.75 THz. È stata quindi effettuata la caratterizzazione THz di un diodo selezionato in base alla minor resistenza serie ed al miglior fattore di idealità tra quelli fabbricati. Lo studio della risposta del dispositivo nell'intervallo di frequenze sopra riportato ha mostrato la prima evidenza dell'utilizzo dei diodi Schottky realizzati su germanio epitassiale come rivelatori, in particolare per la radiazione con frequenza nell'intervallo tra 0.15 e 0.40 THz. Si sono così confrontati sia la responsività sperimentale sia la frequenza di cutoff sperimentale, entrambe in funzione della tensione di polarizzazione applicata ai capi del diodo, con le rispettive responsività in corrente e frequenza di cutoff calcolate dai parametri statici. In entrambe le grandezze considerate, l'andamento qualitativo dei dati ottenuto dalla caratterizzazione THz è confrontabile con quello ottenuto dai parametri statici. I dati qui presentati, seppur preliminari, sono rilevanti in quanto dimostrano per la prima volta la possibilità di rivelare la radiazione THz con un dispositivo perfettamente integrabile con la piattaforma del silicio.

Questa prima caratterizzazione ha permesso anche di individuare una serie di parametri su cui agire per migliorare le performance dei dispositivi. In particolare, per diminuire la capacità di giunzione si dovranno progettare giunzioni Schottky con aree minori di 0.5  $\mu\text{m}^2$ , il che comporterà l'ulteriore ottimizzazione della tecnologia T-Gate su germanio epitassiale. Per diminuire il valore della resistenza serie al di sotto dei 100  $\Omega$  si

dovrà sia avvicinare il contatto ohmico al contatto di anodo dagli attuali 4  $\mu\text{m}$  a 2  $\mu\text{m}$  sia ottimizzare il processo di annealing ed il drogaggio del film di germanio pesantemente drogato.

Concludendo, i dati riportati mostrano globalmente un panorama che, entro una certa indeterminazione sulla stima dei dati, risulta coerente con la rivelazione della radiazione THz attraverso meccanismi di rettificazione mediato dalla risposta non lineare di un diodo Schottky.





# Bibliografia

- [1] F. Sizov, "THz radiation sensors," *Opto-electronics review*, vol. 18, no. 1, pp. 10–36, 2010.
- [2] M. S. Vitiello, D. Coquillat, L. Viti, D. Ercolani, F. Teppe, A. Pitanti, F. Beltram, L. Sorba, W. Knap, and A. Tredicucci, "Room-temperature terahertz detectors based on semiconductor nanowire field-effect transistors," *Nano letters*, vol. 12, no. 1, pp. 96–101, Jan. 2012.
- [3] A. Pitanti, D. Coquillat, D. Ercolani, L. Sorba, F. Teppe, W. Knap, G. De Simoni, F. Beltram, A. Tredicucci, and M. S. Vitiello, "Terahertz detection by heterostructured InAs/InSb nanowire based field effect transistors," *Applied Physics Letters*, vol. 101, no. 14, p. 141103, 2012.
- [4] X.-C. Zhang and J. Xu, *Introduction to THz wave photonics*. Springer (US), 2010.
- [5] A. Rogalski and F. Sizov, "Terahertz detectors and focal plane arrays," *Opto-electronics review*, vol. 19, no. 3, pp. 346–404, 2011.
- [6] S. Y. Lee, *Principles of Terahertz Science and Technology*. Springer (US), 2009.
- [7] D. L. Woolard, W. R. Loerop, and M. Shur, *Terahertz sensing technology Vol1*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2003.
- [8] C. Balocco, S. R. Kasjoo, X. F. Lu, L. Q. Zhang, Y. Alimi, S. Winnerl, and A. M. Song, "Room-temperature operation of a unipolar nanodiode at terahertz frequencies," *Applied Physics Letters*, vol. 98, no. 22, p. 223501, 2011.
- [9] L. Pavesi and D. J. Lockwood, *Silicon Photonics*, vol. 94. Springer Berlin Heidelberg, 2004.
- [10] S. Klinger, M. Berroth, M. Kaschel, M. Oehme, and E. Kasper, "Ge-on-Si p-i-n Photodiodes With a 3-dB Bandwidth of 49 GHz," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 21, no. 13, pp. 920–922, Jul. 2009.
- [11] F. Capasso, "Band-gap engineering: from physics and materials to new semiconductor devices," *Science*, vol. 235, no. 4785, pp. 172–176, 1987.
- [12] F. Schaffler, "Strained Si/SiGe heterostructures for device applications," *Solid-State Electronics*, vol. 4, 1994.
- [13] L. Colace, G. Masini, and G. Assanto, "Ge-on-Si approaches to the detection of near-infrared light," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 35, no. 12, pp. 1843–1852, 1999.

- [14] C. Masini, L. Calace, G. Assanto, and L. C. Kimerling, "High-performance p-i-n Ge on Si photodetectors for the near infrared: from model to demonstration," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 48, no. 6, pp. 1092–1096, Jun. 2001.
- [15] G. Zou, H. Luo, F. Ronning, B. Sun, T. M. McCleskey, A. K. Burrell, E. Bauer, and Q. X. Jia, "Facile chemical solution deposition of high-mobility epitaxial germanium films on silicon," *Angewandte Chemie (International ed. in English)*, vol. 49, no. 10, pp. 1782–5, Mar. 2010.
- [16] R. S. Muller, T. Kamins, and M. Chan, *Device electronics for integrated circuits*, John Wiley. 2002.
- [17] S. M. Sze and K. Kwok, *Physics of semiconductor devices*. John Wiley & Sons, Ltd, 2007.
- [18] H. A. Bethe, "Theory of the boundary layer of crystal rectifiers," 1942.
- [19] K. Kwok, *Complete Guide to Semiconductor Devices*. 1995.
- [20] V. Aubry and F. Meyer, "Schottky diodes with high series resistance: Limitations of forward I-V methods," *Journal of Applied Physics*, vol. 76, no. 12, p. 7973, 1994.
- [21] E. H. Rhoderick, "Metal-Semiconductor Contacts," *Microelectronics Journal*, vol. 11, no. 4, pp. 43–43, Jul. 1980.
- [22] C. Wagner, "Theory of current rectifiers," *Phys. Z.*, vol. 32, 1931.
- [23] W. Schottky and E. Spenke, "Quantitative treatment of the space-charge and boundary-layer theory of the crystal rectifier," *Wiss. Veroff. a.d. Siemens-Werken*, vol. 18, 1939.
- [24] B. R. Gossick, "Metal-semiconductor rectifiers and transistors," *Solid-State Electronics*, vol. 6, no. 5, pp. 445–452, Sep. 1963.
- [25] C. Crowell and S. M. Sze, "Current transport in metal-semiconductor barriers," *Solid-State Electronics*, vol. 9, no. 11–12, pp. 1035–1048, Nov. 1966.
- [26] C. R. Crowell and M. Beguwala, "Recombination velocity effects on current diffusion and IMREF in Schottky barriers," *Solid-State Electronics*, vol. 14, 1971.
- [27] A. H. Wilson, "A Note on the Theory of Rectification," *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 136, no. 830, pp. 487–498, Jun. 1932.
- [28] F. A. Padovani and R. Stratton, "Field and Thermionic-field emission in Schottky barriers," *Solid-State Electronics*, vol. 9, pp. 695–707, 1966.
- [29] C. R. Crowell and V. L. Rideout, "Normalized thermionic-field (T-F) emission in metal-semiconductor (Schottky) barriers," *Solid-State Electronics*, vol. 12, no. 2, pp. 89–105, Feb. 1969.
- [30] A. Y. C. Yu and E. H. Snow, "Minority carrier injection of metal-silicon contacts,"

- Solid-State Electronics*, vol. 12, 1969.
- [31] D. L. Scharfetter, "Minority carrier injection and charge storage in epitaxial Schottky barrier diodes," *Solid-State Electronics*, vol. 8, pp. 299–311, 1965.
- [32] T. Arizumi and M. Hirose, "Transport properties of metal-silicon Schottky barriers," *Jpn J. App. Phys.*, vol. 8, 1969.
- [33] J. M. Andrews and M. P. Lepselter, "Reverse current-voltage characteristics of metal-silicide Schottky diodes," *Solid-State Electronics*, vol. 13, pp. 1011–1023, 1970.
- [34] C. T. Chuang, "On the current-voltage characteristics of epitaxial schottky barrier diodes," *Solid-State Electronics*, vol. 27, no. 4, pp. 299–304, 1984.
- [35] A. M. Cowley and H. O. Sorensen, "Quantitative Comparison of Solid State Microwave detectors," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-14, no. 12, pp. 588–602, 1966.
- [36] J. M. Rabaey, A. P. Chandrakasan, and B. Nikolic, *Circuiti integrati digitali*, Pearson. 2005.
- [37] D. M. Pozar, *Microwave\_Engineering*. 1998.
- [38] J. L. Hesler and T. W. Crowe, "NEP and responsivity of THz zero-bias Schottky diode detectors," in *IRMMW-THz*, 2007, pp. 844–845.
- [39] M. Trippe, G. Bosman, and A. Van der Ziel, "Transit-Time Effects in the Noise of Schottky-Barrier Diodes," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. M, no. 11, pp. 1183–1192, 1986.
- [40] A. Y. Tang, P. Sobis, H. Zhao, V. Drakinskiy, T. Bryllert, J. Stake, and G. Centre, "Analysis of the High Frequency Spreading Resistance for Surface Channel Planar Schottky Diodes," in *IRMMW-THz*, 2010.
- [41] Skyworks, "Mixer and detector diodes." 2008.
- [42] T. W. Crowe, "GaAs Schottky barrier mixer diodes for the frequency range 1-10 THz," *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, vol. 10, no. 7, pp. 765–777, 1989.
- [43] L. E. Dickens, "Spreading resistance as a function of frequency," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, no. 7, 1967.
- [44] S. Champlin and G. Eisenstein, "Cutoff Frequency of Submillimeter Schottky-Barrier Diodes," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT - 26, 1978.
- [45] W. T. Crowe, R. J. Matmuch, H. P. Roser, W. C. B. Peatman, and X. Liu, "GaAs Schottky Diodes for THz Mixing Applications," in *Proceedings of the IEEE*, 1992, vol. 80, no. 11.
- [46] A. Y. Tang, S. Member, J. Stake, and S. Member, "Impact of Eddy Currents and Crowding Effects on High-Frequency Losses in Planar Schottky Diodes," *IEEE*

- Transactions on Electron Devices*, vol. 58, no. 10, pp. 3260–3269, 2011.
- [47] J. Mou, Y. Yuan, X. Lv, W. Yu, D. He, J. Wang, and G. Xiao, “Design and fabrication of planar GaAs Schottky barrier diodes for submillimeter-wave applications,” *2010 International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology*, pp. 1746–1749, May 2010.
- [48] G. C. Messenger and C. T. McCoy, “Theory and Operation of Crystal Diodes as Mixers,” *Proceedings of the IRE*, 1957.
- [49] M. Ortolani, a Di Gaspare, R. Casini, E. Giovine, S. Lupi, and V. Foglietti, “Fabrication and Characterization of Quasi-Optical Terahertz Nanorectifiers with Integrated Antennas,” *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 359, p. 012017, May 2012.
- [50] R. Casini, a. Di Gaspare, E. Giovine, a. Notargiacomo, M. Ortolani, and V. Foglietti, “Three-dimensional shaping of sub-micron GaAs Schottky junctions for zero-bias terahertz rectification,” *Applied Physics Letters*, vol. 99, no. 26, p. 263505, 2011.
- [51] K. Bhaumik, B. Gelmont, R. J. Mattauch, and M. Shur, “Series Impedance of GaAs Planar Schottky Diodes Operated to 500 GHz,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 40, no. 5, pp. 880–885, 1992.
- [52] U. V. Bhapkar and T. W. Crowe, “Analysis of the High Frequency Series Impedance of GaAs Schottky Diodes by a Finite Difference Technique,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 40, no. 5, pp. 886–894, 1992.
- [53] T. Bressani and E. Botta, “Dispense di Complementi di Elettromagnetismo.” 2006.
- [54] R. Mendis, C. Sydlo, J. Sigmund, M. Feiginov, P. Meissner, and H. L. Hartnagel, “Spectral Characterization of Broadband THz Antennas by Photoconductive Mixing: Toward Optimal Antenna Design,” *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 4, pp. 85–88, 2005.
- [55] J. L. Hesler, L. Liu, H. Xu, Y. Duan, and R. M. Weikle, “The Development of Quasi-Optical THz Detectors,” in *IRMMW-THz*, 2008, pp. 1–2.
- [56] L. Bishop, K. Mckinney, R. J. Mattauch, T. W. Crowe, and G. Green, “A novel whiskerless Schottky diode for millimeter and submillimeter wave application,” in *IEEE MTT-S International*, 1987, pp. 0–3.
- [57] E. Simoen, K. Opsomer, C. Claeys, K. Maex, C. Detavernier, R. L. Van Meirhaeghe, and P. Clauws, “Study of metal-related deep-level defects in germanide Schottky barriers on n-type germanium,” *Journal of Applied Physics*, vol. 104, no. 2, p. 023705, 2008.
- [58] R. Bagni, “Tesi di Laurea Triennale: Nanoelettrodi per applicazioni biologiche,” Università degli Studi Roma TRE, 2004.
- [59] R. Bagni, “Tesi di Laurea Magistrale: Nanodispositivi con nanotubi di carbonio,” Università degli Studi Roma TRE, 2008.

- [60] C. E. Baum, "Terahertz Antennas and Oscillators Including Skin-Effect Losses," *Notes*, no. September, pp. 1–10, 2008.
- [61] B. Cunningham, J. O. Chu, and S. Akbar, "Heteroepitaxial growth of Ge on (100) Si by ultrahigh vacuum, chemical vapor deposition," *Applied Physics Letters*, vol. 59, no. 27, p. 3574, 1991.
- [62] G. Capellini, M. De Seta, Y. Busby, M. Pea, F. Evangelisti, G. Nicotra, C. Spinella, M. Nardone, and C. Ferrari, "Strain relaxation in high Ge content SiGe layers deposited on Si," *Journal of Applied Physics*, vol. 107, no. 6, p. 063504, 2010.
- [63] E. Giovine, R. Casini, D. Dominijanni, A. Notargiacomo, M. Ortolani, and V. Foglietti, "Fabrication of Schottky diodes for terahertz imaging," *Microelectronic Engineering*, vol. 88, no. 8, pp. 2544–2546, 2011.
- [64] S. Carta, R. Bagni, E. Giovine, V. Foglietti, F. Evangelisti, and A. Notargiacomo, "Fabrication of bulk and epitaxial germanium field emitter arrays by dry etching techniques," *Microelectronic Engineering*.
- [65] A. Notargiacomo, R. Bagni, E. Giovine, V. Foglietti, S. Carta, M. Pea, L. Di Gaspare, G. Capellini, and F. Evangelisti, "Fabrication of air-bridge Schottky diodes on germanium for high speed IR detectors," *Microelectronic Engineering*, vol. 88, no. 8, pp. 2714–2716, Dec. 2011.
- [66] I. Mehdi, S. C. Martin, R. J. Dengler, R. P. Smith, and P. H. Siegel, "Fabrication and Performance of Planar Schottky Diodes with T-Gate-Like Anodes in 200-GHz Subharmonically Pumped Waveguide Mixers," *IEEE Microwave and guided wave letters*, vol. 6, no. 1, pp. 49–51, 1996.
- [67] D. Dominijanni, R. Casini, V. Foglietti, M. Ortolani, A. Notargiacomo, C. Lanzieri, M. Peroni, P. Romanini, and E. Giovine, "Trilayer Electron-beam Lithography and Surface Preparation for Sub-micron Schottky Contacts on GaAs Heterostructures," *IEEE*, pp. 1–2.
- [68] X. B. Mei, W. Yoshida, W. R. Deal, P. H. Liu, J. Lee, J. Uyeda, L. Dang, J. Wang, W. Liu, D. Li, M. Barsky, Y. M. Kim, M. Lange, T. P. Chin, V. Radisic, T. Gaier, A. Fung, and L. Samoska, "35-nm InP HEMT SMMIC Amplifier with 4.4-dB gain at 308 GHz," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 28, no. 6, pp. 470–472, 2007.
- [69] R. Bagni, E. Giovine, S. Carta, A. Di Gaspare, R. Casini, M. Ortolani, V. Foglietti, F. Evangelisti, and A. Notargiacomo, "Fabrication of air-bridge sub-micron Schottky junctions on Ge/SOI for THz detection," *in submission*.
- [70] B. G. Streetman, *Solid State Electronic Devices*. Prentice Hall International Edition, 1990.
- [71] Y. Anand and W. J. Moroney, "Microwave mixer and detector diodes," *Proceeding of the IEEE*, vol. 59, no. 8, 1971.
- [72] M. Ortolani, A. Gaspare, E. Giovine, F. Evangelisti, V. Foglietti, A. Doria, G. P.

Gallerano, E. Giovenale, G. Messina, I. Spassovsky, C. Lanzieri, M. Peroni, and A. Cetronio, "Study of the Coupling of Terahertz Radiation to Heterostructure Transistors with a Free Electron Laser Source," *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, pp. 1362–1373, Aug. 2009.



