

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI ROMA
TOR VERGATA



FACOLTÀ DI INGEGNERIA DOTTORATO DI RICERCA IN

INGEGNERIA DEI MICROSISTEMI

CICLO XXI

a.a. 2008-2009

**STUDIO E REALIZZAZIONE DI
MICRO-DISPOSITIVI ELETTRO-ACUSTICI A
FILM SOTTILE E LORO APPLICAZIONE NEL
CAMPO DEI SENSORI CHIMICI DI NUOVA
GENERAZIONE**

DOMENICO CANNATA'

Coordinatore: Prof. A. Tucciarone

Relatori: Prof. A. D'Amico Ing. Enrico Verona

A Ylenia

DESIGN AND FABRICATION OF THIN FILM MICRO
ELECTRO-ACOUSTIC DEVICES AND THEIR APPLICATION IN NEW
GENERATION CHEMICAL SENSOR

DOMENICO CANNATA'

ABSTRACT

In this work is proposed the use of bulk acoustic wave resonator as microbalance chemical sensor, working at GHz frequency range and fabricated by thin films technologies. These devices are called thin film bulk acoustic wave resonator (TFBAR). The approach allows to obtain miniaturized and integrable devices with good performances and low manufacturing costs. The used piezoelectric film is Aluminium Nitride (AlN), chosen for the good acoustic properties and technological process compatibility. In first section will be shown physical principles which control acoustic propagation, giving particular relevance to piezoelectric propagation medium. Therefore, the description of resonant structures, will be oriented to obtain Mason's equivalent circuit and ButterworthVan Dike (BVD) model, which will be use to perform software simulations. With a Matlab routine, electrical impedance and admittance of the devices has been estimated, so resonant frequencies and relations between materials thicknesses are calculated. Moreover finite element method simulation (FEM) has been performed. This method opened the opportunity to investigate some peculiar parameters of TFBAR devices, approaching real behaviour, estimating properly mechanical losses. Successively, problems and motivations about choice of suggested device configuration will be shown, investigating different interesting case. Follows an

accurate description of problems and single fabrication steps, with particular detail to highly oriented piezoelectric material growth. In the last section, after a brief discussion about chemical adsorbment process, will be shown how these electro-acoustic devices fabricated became gas and vapour sensors (H_2 , CO , *Ethanol* etc.), using chemical interactive material (CIM) as Palladium, Metalloporphyrins and Carbon nano-tube. Measurements of obtained results and calibration curves are reported. Finally is suggested a new project for the fabrication of this type of devices, based on surface micromachining technique. This technique allows simplification of technological steps and optimization of fabrication times, improving performances and operation frequencies.

STUDIO E REALIZZAZIONE DI MICRO-DISPOSITIVI
ELETTRO-ACUSTICI A FILM SOTTILE E LORO APPLICAZIONE
NEL CAMPO DEI SENSORI CHIMICI DI NUOVA GENERAZIONE

DOMENICO CANNATA'

ABSTRACT

In questo lavoro si propone l'impiego di risonatori ad onde acustiche di volume per la realizzazione di sensori chimici a microbilancia, operanti a frequenze dell'ordine dei GHz, realizzati con le tecnologie dei film sottili; questo tipo di dispositivi sono detti risonatori ad onde acustiche di volume a film sottile (TFBAR - thin film bulk acoustic wave resonator). Questo approccio permette di ottenere dispositivi miniaturizzati, integrabili, con buone prestazioni ed a basso costo. Il film piezoelettrico utilizzato è il Nitruro di Alluminio (AlN), scelto per le sue buone caratteristiche acustiche ed l'ottima compatibilità con i processi tecnologici. In una prima parte vengono esposti i principi fisici che sono alla base del fenomeno della propagazione acustica, dando particolare spazio ai mezzi di propagazione con caratteristiche piezoelettriche. Si arriva infine alla descrizione delle strutture risonanti mediante il circuito equivalente di Mason ed il modello di ButterworthVan Dike (BVD). In relazione a questo si andrà ad utilizzare il circuito equivalente, per poter effettuare le simulazioni del comportamento del dispositivo, analizzando diversi casi di interesse. Tramite l'utilizzo di una routine in Matlab sono stati ottenuti gli andamenti dell'impedenza e dell'ammettenza elettrica equivalente del dispositivo, e quindi le frequenze di risonanza e le relazioni che le legano allo spessore dei diversi materiali. Oltre a questo

tipo di simulazione sono state effettuate ulteriori analisi tramite il metodo degli elementi finiti (FEM), che ha dato la possibilità di aprire la strada ad un'indagine più approfondita dei parametri che caratterizzano i dispositivi studiati, approssimando sempre più il comportamento reale del dispositivo, cercando di valutare adeguatamente le perdite meccaniche. Successivamente vengono esposte le problematiche e le motivazioni che hanno portato alla scelta della configurazione del dispositivo proposto, la quale sarà descritta in dettaglio insieme ai vantaggi che hanno condizionato tale scelta. Segue una descrizione accurata delle problematiche affrontate e delle singole fasi del processo di fabbricazione, con particolare attenzione alla crescita del materiale piezoelettrico, con un elevato grado di orientazione cristallina. Nell'ultima parte, dopo una breve trattazione del meccanismo dell'adsorbimento chimico, vengono illustrate le modalità con cui i dispositivi elettro-acustici fabbricati sono stati trasformati in sensori di gas e vapori (H_2 , CO , *Ethanol* ecc.), utilizzando interfacce chimicamente interattive (chemical interactive material - CIM) come Palladio, Metallo-porfirine e Nanotubi di Carbonio. Sono dunque riportate le misure effettuate, i risultati ottenuti e le curve di calibrazione calcolate per i sensori realizzati. Infine viene proposto un nuovo progetto per la realizzazione di questo tipo di dispositivi, che si avvale di una tecnica superficiale (surface micromachining) che permette di semplificare alcuni passaggi tecnologici, ottimizzare i tempi di realizzazione, migliorare le prestazioni aumentando, inoltre, anche le frequenze di funzionamento.

Indice

Elenco delle Figure	8
Elenco delle Tabelle	13
Introduzione	16
1 Acustica Fisica	22
1.1 Rappresentazione delle proprietà fisiche di un cristallo attraverso i tensori	22
1.2 Elasticità : sforzo e deformazione	24
1.2.1 Deformazione	24
1.2.2 Sforzo	30
1.2.3 Legge di Hooke	33
1.3 Equazione delle onde	37
2 Cristalli Piezoelettrici	42
2.1 Modello unidimensionale	43
2.1.1 Rappresentazione tramite tensori	47
2.2 Equazione delle onde	49
2.3 Trasduttori piezoelettrici	52

2.3.1	Modello monodimensionale	52
2.3.2	Matrice delle impedenze e circuito equivalente di Mason	56
2.4	Impedenza Elettrica	64
2.4.1	Modello BVD per un risonatore	64
2.4.2	Caso di un trasduttore	68
3	Progetto e Simulazione	73
3.1	Risonatore TFBAR	75
3.1.1	Geometria del risonatore	77
3.2	Strutture acustiche multilayer	79
3.3	Simulazione del dispositivo TFBAR con MATLAB	84
3.3.1	Risonatore TFBAR con elettrodi acusticamente trasparenti	85
3.3.2	Risonatore TFBAR	89
3.3.3	Risonatore TFBAR Completo	94
3.3.4	Influenza della membrana	103
3.4	Simulazione del dispositivo TFBAR con FEMLAB	106
3.4.1	Il fattore delle perdite	109
3.4.2	Considerazioni sull'area del risonatore	111
3.4.3	Considerazioni sul fattore di merito(Q)	120
4	Fabbricazione del dispositivo TFBAR	126
4.1	Realizzazione delle maschere	126
4.1.1	Maschera per elettrodo superiore (N° 1)	127
4.1.2	Maschera per definizione membrana (N° 2)	130
4.2	Definizione della membrana	131

4.2.1	Litografia	132
4.2.2	Attacco dell' Si_3N_4 in RIE	132
4.3	Realizzazione dell'elettrodo di massa	133
4.3.1	Scelta del materiale	133
4.3.2	Sputtering del Metallo	134
4.4	Crescita del Nitruro di Alluminio	135
4.4.1	Parametri ed Ottimizzazione	140
4.4.2	Test di piezoelettricità	144
4.5	Realizzazione dell'elettrodo superiore	146
4.5.1	Allineamento e Litografia	146
4.5.2	Sputtering dell' Alluminio e Lift-off	147
4.6	Realizzazione della membrana	147
4.6.1	Wet etching	148
4.6.2	Dry Etching	152
4.7	Misure sui dispositivi realizzati	155
5	TFBAR come sensori di gas	158
5.1	Meccanismo di adsorbimento	162
5.1.1	Equazioni dell'adsorbimento	164
5.2	Misure sui TFBAR come sensori di H_2	170
5.3	Misure sui TFBAR come sensori di CO ed Etanolo	176
5.4	Misure sui TFBAR come sensori di vapore con Nanotubi di Carbonio	181
6	Progetto di TFBAR con tecniche di microlavorazione superficiale	188

6.1	Descrizione del progetto	189
6.2	Materiali e tecniche utilizzate	191
6.2.1	Elettrodo inferiore e crescita del TiN e del Pt	191
6.2.2	Crescita del Nitruro di Alluminio	194
6.2.3	Elettrodo superiore	195
6.2.4	Preparazione delle maschere protettive	196
6.2.5	RIE del Nitruro di Alluminio e del Silicio	199
Conclusioni		203
Appendice A		205
Appendice B		209
Bibliografia		212

Elenco delle figure

1.1	Deformazione unidimensionale, allungamento.	25
1.2	Effetti di una deformazione di un volume.	27
1.3	Rappresentazione dei vettori all'interno di un volume.	31
1.4	Assi coordinati all'interno del materiale.	38
2.1	Tipi di deformazione del reticolo per un materiale piezoelettrico.	43
2.2	Modello unidimensionale per lo studio degli effetti piezoelettrici.	44
2.3	Struttura base di un trasduttore piezoelettrico.	53
2.4	Lastra piezoelettrica di sezione A	56
2.5	Rete a T equivalente.	60
2.6	Trasformatore elettromeccanico equivalente.	61
2.7	Circuito elettromeccanico equivalente di uno strato piezoelettrico.	62
2.8	Circuito equivalente completo di un trasduttore.	63
2.9	Circuito equivalente di Butterworth-Van Dyke.	67
2.10	Circuito equivalente di Butterworth-Van Dyke con perdite.	68
2.11	Circuito equivalente (a) serie e (b) parallelo per un trasduttore ad onde acustiche di volume.	69

ELENCO DELLE FIGURE

2.12	Circuito elettrico equivalente di un trasduttore alla sua frequenza centrale, adattato con un'impedenza serie.	70
3.1	Schema del dispositivo in sezione.	76
3.2	Struttura degli elettrodi (vista dall'alto).	78
3.3	Generica rete due porte.	80
3.4	Rete a T	80
3.5	Circuito equivalente.	82
3.6	Circuiti equivalenti.	83
3.7	Andamenti della parte immaginaria di Z_{eq} e Y_{eq}	87
3.8	Andamenti della parte immaginaria di Z_{eq} e Y_{eq}	88
3.9	Andamenti della parte immaginaria di Z_{eq} e Y_{eq}	90
3.10	Andamenti della parte immaginaria di Z_{eq} e Y_{eq}	91
3.11	Andamenti della parte immaginaria di Z_{eq} e Y_{eq}	92
3.12	Andamenti della parte immaginaria di Z_{eq} e Y_{eq}	93
3.13	Andamenti della parte immaginaria di Z_{eq} e Y_{eq}	95
3.14	Andamenti della parte immaginaria di Z_{eq} e Y_{eq}	96
3.15	Andamenti della parte immaginaria di Z_{eq} e Y_{eq}	97
3.16	Andamenti della parte immaginaria di Z_{eq} e Y_{eq}	98
3.17	Andamenti della parte immaginaria di Z_{eq} e Y_{eq}	99
3.18	Andamenti della parte immaginaria di Z_{eq} e Y_{eq}	100
3.19	Andamenti della parte immaginaria di Z_{eq} e Y_{eq}	101
3.20	Andamenti della parte immaginaria di Z_{eq} e Y_{eq}	102
3.21	Frequenze di risonanza e antirisonanza per diversi spessori di AlN	104
3.22	$\Delta f/f$ per diversi spessori di AlN	105

ELENCO DELLE FIGURE

3.23	Mesh utilizzate nelle simulazioni	108
3.24	Risposta in frequenza dei risonatori	112
3.25	Risposta in frequenza dei risonatori con membrana	113
3.26	Risposta in frequenza del risonatore	114
3.27	Impedenza e ammettenza del risonatore	115
3.28	Risposta in frequenza del risonatore	116
3.29	Impedenza e ammettenza del risonatore	117
3.30	Confronto dei picchi di risonanza	121
3.31	Confronto dei picchi di risonanza	122
3.32	Confronto dei picchi di risonanza	123
3.33	Confronto dei picchi di risonanza	124
4.1	Descrizione completa del processo effettuato.	127
4.2	Geometria del singolo dispositivo TFBAR.	128
4.3	Maschera per la realizzazione dell'elettrodo superiore (N° 1).	129
4.4	Maschera per la realizzazione della membrana N° 2).	130
4.5	Cella unitaria del Nitruro di Alluminio.	136
4.6	Test di piezoelettricità	145
4.7	Immagine al microscopio ottico dell'elettrodo realizzato.	148
4.8	Velocità di attacco.	150
4.9	Velocità di attacco del KOH in temperatura.	150
4.10	Velocità di attacco del KOH in concentrazione.	151
4.11	Foto al SEM dello scavo realizzato nel Silicio.	152
4.12	Foto al microscopio ottico dello scavo realizzato nel Silicio.	153
4.13	Immagine al microscopio ottico dell'elettrodo con la saldatura ad ultrasuoni.	154

ELENCO DELLE FIGURE

4.14	Misura del modulo del parametro S_{11} (disp1).	155
4.15	Misura della fase del parametro S_{11} (disp1).	156
4.16	Misura del modulo del parametro S_{11} (disp2).	156
4.17	Misura della fase del parametro S_{11} (disp2).	157
5.1	Schema di principio di un sensore generico di gas.	162
5.2	Andamento dell' Isoterma di Henry.	165
5.3	Andamento dell' Isoterma di Langmuir.	167
5.4	Andamento dell'Isoterma di adsorbimento nelle Porfirine. . . .	168
5.5	Modalità di adsorbimento nelle Porfirine.	169
5.6	Dispositivo montato su supporto TO39.	171
5.7	Risposte in frequenza prima e dopo la deposizione di Palladio. .	173
5.8	Banco utilizzato per effettuare le misure sui sensori di gas. . .	174
5.9	Risposta nel tempo del sensore di idrogeno.	175
5.10	Curva di risposta del sensore di idrogeno.	175
5.11	Camera di misura.	177
5.12	Risposte in frequenza prima e dopo la deposizione della Co-TPP.	177
5.13	Risposta nel tempo del dispositivo TFBAR.	178
5.14	Curva di risposta per l'etanolo.	179
5.15	Curva di risposta per il CO.	180
5.16	Struttura Single Wallet Carbon Nanotubes.	181
5.17	Circuito oscillatore realizzato per i dispositivi TFBAR.	182
5.18	Figura schematica del sensore di gas.	182
5.19	Risposta nel tempo del sensore TFBAR a diverse concen- trazioni di acetone, misurata con network analyzer.	183

ELENCO DELLE FIGURE

5.20	Risposta nel tempo del sensore TFBAR con circuito oscillatore a diverse concentrazioni di acetone.	184
5.21	Risposta nel tempo del sensore TFBAR a diverse concentrazioni di etanolo, misurata con circuito oscillatore.	185
5.22	Risposta nel tempo del sensore TFBAR a diverse concentrazioni di Toluene, misurata con network analyzer.	186
5.23	Risposta nel tempo del sensore TFBAR a diverse concentrazioni di Etilacetato, misurata con network analyzer.	187
6.1	Schema 3D del nuovo TFBAR in sezione.	189
6.2	Maschere realizzate per il nuovo processo.	192
6.3	Immagine al microscopio ottico dell'elettrodo inferiore in Mo e del rinforzo in TiN.	194
6.4	Immagine al microscopio ottico della struttura dopo la crescita dell'AlN.	195
6.5	Immagine al microscopio ottico della struttura dopo la realizzazione dell'elettrodo superiore in Al.	196
6.6	Immagine al microscopio ottico della struttura Pt/AlN/Al con scavo dell'AlN.	201
6.7	Immagine al microscopio ottico della struttura Pt/AlN/Al con scavo del Silicio.	202

Elenco delle tabelle

3.1	Coefficienti del Nitruro di alluminio.	85
3.2	Coefficienti del risonatore TFBAR.	89
3.3	Coefficienti del risonatore TFBAR completo.	94
3.4	Calcolo del coefficiente K^2	103
3.5	Confronto Mason-Fem senza membrana	118
3.6	Confronto Mason-Fem con membrana	118
3.7	Confronto del coefficiente K^2	119
4.1	Attacco in RIE del Si_3N_4	132
4.2	Crescita dell' Al mediante Sputtering.	134
4.3	Crescita del Mo mediante Sputtering.	135
4.4	Esperimenti.	142
4.5	Parametri di sputtering ottimizzati per la crescita dell'AlN su film di Alluminio.	143
5.1	Sensibilità di massa per sei diversi tipi di sensori ad onde acustiche.	160
6.1	Crescita del TiN mediante Sputtering.	193
6.2	Crescita del Pt mediante Sputtering.	194

ELENCO DELLE TABELLE

6.3	Crescita del Ni mediante Sputtering.	198
6.4	Parametri di etching per Nitruro di Alluminio e Silicio.	200

Introduzione

La rapida crescita dei sistemi di telecomunicazione mobili ha permesso un incremento della domanda di oscillatori ad alta frequenza, filtri, e duplexer capaci di funzionare alle frequenze del GHz.

I dispositivi più diffusi per operare alle frequenze di interesse per questi sistemi sono stati circuiti risonanti LC, risonatori ceramici a microonde, linee di trasmissione e dispositivi ad onde acustiche superficiali (SAW). Le prime tre soluzioni mostrano comunque dispositivi con buone prestazioni e bassi costi, ma sicuramente risultano inappropriati per l'integrazione in applicazioni wireless. I dispositivi SAW hanno le prestazioni elettriche e le ridotte dimensioni che le rendono migliori rispetto ai filtri ceramici, ma soffrono in relazione alla sensibilità in temperatura, alle perdite di inserzione e alle basse potenze di utilizzo. Questi dispositivi vengono comunemente costruiti su substrati piezoelettrici come il Quarzo, il Tantalato di Litio ed il Niobato di Litio, e sono dispositivi sensibili a ciò che avviene sulla loro superficie, per questo necessitano di packaging adatti alla protezione della loro superficie, aumentando la complessità e soprattutto i costi di processo.

D'altra parte, questi dispositivi devono essere interfacciati a livello di scheda piuttosto che direttamente con un chip. Per questo, in particolare nell'ultimo decennio, grazie al grande sviluppo delle tecnologie microelet-

troniche ed alle necessità di integrazione e prestazioni sempre più elevate, sono stati sviluppati dispositivi con nuove configurazioni ed architetture. Un esempio di questi sono i Thin Film Bulk Acoustic Wave Resonator (TFBAR), che per le loro caratteristiche possono tranquillamente sostituire tutti gli altri dispositivi menzionati per le applicazioni di comunicazione ad alta frequenza. I dispositivi TFBAR risultano essere i più promettenti nel campo, grazie alle basse perdite ed alle alte frequenze alle quali possono funzionare (oltre 20 GHz), ed inoltre hanno una migliore capacità in termini di potenza. Nondimeno, la miniaturizzazione possibile per i TFBAR e la possibilità di essere fabbricati su substrati di Silicio insieme con circuiteria ad alta velocità, indica il grande potenziale per l'uso con i circuiti monolitici integrati a microonde. E' una prospettiva altamente desiderabile quella di integrare soluzioni radio che includano sia elementi attivi sia di filtraggio sullo stesso chip di silicio, proprio in maniera da ridurre le dimensioni del dispositivo finale. La realizzazione monolitica eliminerebbe la necessità di costi addizionali di assemblaggio (montaggio, saldatura ecc.) riducendo dunque i costi del dispositivo finale.

Di questo campo, dato l'enorme sviluppo ottenuto negli ultimi anni, se ne potrebbe parlare per diverse pagine, ma per quanto riguarda il lavoro di tesi che si sta presentando, si è preferito trovare un'applicazione molto meno comune e sviluppata, anche se rientra in un altro campo di grandissima attualità e grandissimo interesse. Stiamo parlando dei dispositivi elettro-acustici e delle loro applicazioni nel campo della sensoristica. I grandi vantaggi che i dispositivi FBAR hanno introdotto nel mondo delle telecomunicazioni sono stati riscontrati anche nell'applicazione al campo della sensoristica.

Restringendo il campo di interesse ai soli dispositivi elettro-acustici, dobbiamo affermare che anche in questo caso le applicazioni esistenti o in via di sviluppo sono molteplici, dal momento che sono numerose le possibili interazioni delle onde acustiche sia superficiali sia di volume con l'ambiente nel quale vengono immersi questi tipi di dispositivi. Queste diverse interazioni vengono sfruttate per diversi tipi di sensori sia fisici sia chimici. A partire dalla rilevazione di una temperatura, di una pressione, di una quantità di massa, o di una specie chimica.

Le frequenze di lavoro comunemente utilizzate sono di alcuni MHz nel caso di dispositivi basati sulla propagazione di onde di volume (come ad esempio le microbilance al quarzo - QMB), e vanno da alcune decine fino a qualche centinaia di MHz, nel caso dei dispositivi basati sull'impiego di modi acustici di propagazione superficiale (Surface Acoustic Wave - SAW).

Come già accennato, il principio di base è legato al fatto che questo tipo di sensori sono progettati e realizzati in maniera tale che la grandezza da rilevare interferisca con l'onda acustica, alterandone le caratteristiche di propagazione. La maggior parte di questi sensori è basata sulla misura delle variazioni della velocità di propagazione, che vengono rilevate come variazioni della frequenza di oscillazione, che è una grandezza facilmente misurabile con ottime risoluzioni, rendendo in tal modo questo tipo di sensori particolarmente promettenti in diversi campi di applicazione.

In questa tesi si propone l'impiego di risonatori ad onde acustiche di volume per la realizzazione di sensori chimici basati sul principio della microbilancia, operanti a frequenze molto più elevate (prossime al GHz) rispetto alle classiche QMB, realizzati con le tecnologie dei film sottili, che rendono

possibile l'integrazione su substrati di Silicio. Questo approccio permette di ottenere dispositivi miniaturizzati, integrabili, fortemente sensibili ed a basso costo. Come film piezoelettrico è stato utilizzato il nitruro di alluminio (AlN), che è considerato un materiale con buone caratteristiche acustiche e con ottima compatibilità con i processi tecnologici.

Diamo adesso una breve descrizione di come è stato organizzato questo lavoro di tesi.

Nei primi due capitoli del lavoro saranno esposti i principi fisici che sono alla base del fenomeno della propagazione acustica, dando particolare spazio ai mezzi di propagazione acustica ed ai cristalli piezoelettrici. Si arriverà infine alla descrizione dei mezzi fisici mediante il circuito equivalente di Mason ed il modello di Butterworth-Van Dike (BVD).

Nel terzo capitolo saranno espone le problematiche e le motivazioni che hanno portato alla scelta della configurazione del dispositivo proposta, la quale sarà descritta in dettaglio insieme ai vantaggi che hanno condizionato tale scelta. In relazione a questo si andrà ad utilizzare il circuito equivalente ricavato (Mason) in questo stesso capitolo, per poter effettuare delle simulazioni del comportamento dell'intero dispositivo, analizzando diversi casi di interesse, a partire dalla configurazione più semplice fino alla più completa. L'analisi è stata portata avanti scrivendo una routine in Matlab, il cui scopo e risultato sarà proprio quello di ottenere gli andamenti dell'impedenza e dell'ammettenza elettrica equivalente del dispositivo (Z_{eq} , Y_{eq}), con l'obiettivo di calcolare e studiare le frequenze di risonanza, e le relazioni che le legano allo spessore dei diversi materiali. Oltre a questo tipo di simulazione sono state effettuate ulteriori analisi del comportamento dei dispositivi pro-

gettati, tramite il metodo degli elementi finiti (FEM). Questo tipo di analisi ha dato la possibilità di aprire la strada ad un'indagine più approfondita dei parametri che caratterizzano i dispositivi studiati, cercando di approssimare sempre più il comportamento reale del dispositivo, introducendo il problema di valutare adeguatamente le perdite dei materiali, con un piccolo accenno alla teoria che governa questo comportamento nei solidi (teoria della viscoelasticità). Seguono dunque delle considerazioni sui parametri di interesse (area del risonatore e fattore di merito) e dei confronti sui risultati ottenuti con le due diverse tecniche di simulazione.

Nel quarto capitolo saranno descritte in maniera accurata tutte le problematiche affrontate e le singole fasi del processo, dalla pulizia del substrato fino alla realizzazione della membrana, non trascurando ovviamente la messa a punto di ogni singola fase dei processi di crescita dei materiali e i rispettivi risultati, con particolare attenzione alla crescita del materiale piezoelettrico (AlN).

Nel quinto capitolo, dopo una breve trattazione del meccanismo dell'adsorbimento chimico, vengono illustrate le modalità con cui i dispositivi elettro-acustici fabbricati sono stati trasformati in sensori di gas e vapori (H_2 , CO , *Etanolo* ecc.), utilizzando interfacce chimicamente interattive come Palladio, Metallo-porfirine e Nanotubi di Carbonio. Sono dunque riportate le misure effettuate, i risultati ottenuti e le curve di calibrazione calcolate per i sensori realizzati.

Nel sesto capitolo viene mostrato un nuovo progetto per la realizzazione dei risonatori ad onde acustiche di volume a film sottile (TFBAR), con una tecnica superficiale (*surface micromachining*) che permette di lavorare so-

lamente su di una superficie del substrato, semplificando alcuni passaggi tecnologici, ottimizzando i tempi di realizzazione, migliorando le prestazioni dei dispositivi aumentando, inoltre, anche le frequenze di funzionamento.

In ultimo verranno illustrate le considerazioni conclusive sui risultati conseguiti e le prospettive future per un ulteriore sviluppo di tale argomento di ricerca. Seguono dunque due appendici relative, rispettivamente, al programma di simulazione ed alle costanti utilizzate per i diversi materiali.

Capitolo 1

Acustica Fisica

1.1 Rappresentazione delle proprietà fisiche di un cristallo attraverso i tensori

La nozione di tensore viene utilizzata nel momento in cui si vanno a considerare le relazioni lineari tra le cause e gli effetti in un mezzo anisotropo. In un cristallo, applicando una causa lungo una direzione si ottiene un effetto in un'altra direzione; per esempio un campo elettrico \mathbf{E} può dare origine ad una polarizzazione \mathbf{P} in una direzione diversa da quella del campo elettrico applicato.

Se la causa c e l'effetto e sono quantità vettoriali, le relazioni più generali tra le componenti e_1, e_2, e_3 dell'effetto e quelle della causa, c_1, c_2, c_3 , riferite allo stesso sistema di assi, richiedono nove coefficienti A_{ij} come segue:

$$e_1 = A_{11}c_1 + A_{12}c_2 + A_{13}c_3$$

$$e_2 = A_{21}c_1 + A_{22}c_2 + A_{23}c_3$$

$$e_3 = A_{31}c_1 + A_{32}c_2 + A_{33}c_3$$

Le nove componenti A_{ij} danno origine ad un tensore di rango due. Generalizzando, un tensore come e_i o c_i è chiamato tensore di rango uno, mentre un semplice scalare è un tensore di rango zero.

I tensori e_i o c_i hanno una natura diversa rispetto al tensore A_{ij} . I primi rappresentano infatti quantità fisiche, il secondo invece è legato alle caratteristiche del materiale, infatti descrive la risposta e_i del cristallo alla causa c_i . Tensori di quest'ultimo tipo, come lo sforzo e la deformazione, saranno analizzati in maggiore dettaglio nel corso della trattazione.

Possiamo aggiungere che i nove valori A_{ij} non sono sufficienti a caratterizzare le proprietà fisiche considerate, è infatti necessario specificare gli assi coordinati scelti, in quanto per un altro sistema di assi le componenti del tensore saranno A'_{ij} . Comunque i due gruppi di valori rappresentano le stesse proprietà fisiche, le quali non dipendono ovviamente dagli assi scelti; di conseguenza i due gruppi di valori devono avere una relazione in accordo al cambiamento di assi.

Consideriamo dunque i vettori e_1, e_2, e_3 ed immaginiamo di portarli in un nuovo sistema di coordinate, otteniamo così i nuovi vettori e'_1, e'_2, e'_3 . La relazione lineare tra i due sistemi di assi sarà del tipo $e'_i = \alpha_i^k e_k$, dove i coefficienti compongono una matrice α di conversione dalla vecchia alla nuova base dei vettori. Analogamente esisterà una matrice β la quale permetterà il passaggio dalla nuova alla vecchia base, secondo la relazione $e_k = \beta_k^j e'_j$. Considerando che i sistemi di coordinate sono ortonormali, tramite semplici passaggi matematici, possiamo dimostrare che $\beta_k^j = \alpha_i^k$ e dunque che le due matrici, α e β siano tra loro reciproche.

Generalizzando il discorso fatto possiamo affermare che anche per il generico tensore di rango due vale che $A'_{ij} = \alpha_i^k \alpha_j^l A_{kl}$.

1.2 Elasticità : sforzo e deformazione

Per determinare lo stato meccanico di un solido è necessario considerare i due tensori che descrivono questo tipo di comportamento : lo sforzo e la deformazione.

Nel momento in cui un'onda elastica, la cui lunghezza d'onda sia paragonabile alle distanze interatomiche del solido, si propaga in un mezzo omogeneo, questo può essere considerato continuo e le quantità spazio e tempo varianti che costituiscono il campo elastico sono ricavabili dalle leggi della meccanica. Analizziamo adesso queste grandezze in dettaglio.

1.2.1 Deformazione

Prima di definire la deformazione in un solido, consideriamo il caso più semplice unidimensionale, l'allungamento di un filo elastico di lunghezza L avente un estremo fisso su un supporto (vedi figura 1.1).

Sotto l'azione di una forza F applicata all'estremo libero, il filo si allunga e il suo diametro diminuisce. La deformazione, essendo il corpo elastico, persiste finché la forza non viene eliminata. Chiamando con L' la lunghezza del filo dopo l'allungamento, definiamo l'allungamento percentuale come $(L' - L)/L$.

Osservando l'intera struttura non possiamo assumere che la deformazione sia uniforme, dobbiamo quindi considerare un singolo elemento infinitesimo

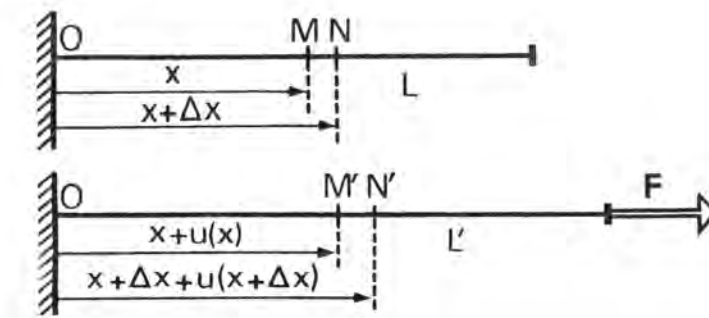


Figura 1.1: Deformazione unidimensionale, allungamento.

e valutarne poi il limite per un unico punto. Prendiamo una porzione del filo compresa tra il punto M e il punto N , con posizione x e $x + \Delta x$. Quando applichiamo una tensione, la posizione dei punti considerati cambierà e di conseguenza varierà la distanza tra loro, andando ad occupare le posizioni x' e $x' + \Delta x'$ rispettivamente per M' ed N' .

Gli spostamenti saranno quindi per M

$$u(x) = x' - x,$$

e per N

$$u(x + \Delta x) = x' + \Delta x' - (x + \Delta x) = x' - x + \Delta(x' - x) = u + \Delta u.$$

Il filo risulta deformato se $\Delta u \neq 0$ e semplicemente traslata se $\Delta u = 0$.

In un intorno del punto M la deformazione S è definita come il limite dell'allungamento relativo dell'elemento MN di lunghezza iniziale Δx :

$$S = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \left[\frac{u(x + \Delta x) - u(x)}{\Delta x} \right] = \frac{du}{dx}. \quad (1.1)$$

Consideriamo adesso il caso di un solido tridimensionale di forma arbitraria, sottoposto ad una forza esterna. Questo caso differisce dal precedente in quanto i punti vicini M ed N non sono necessariamente disposti lungo la stessa direzione e inoltre il segmento MN potrebbe essere sottoposto anche a rotazione (come in figura 1.2).

Il punto M , con a riposo coordinate x_i , si muove sotto l'azione della forza esterna verso il punto M' , con coordinate $x'_i = x_i + u_i$. Il vettore $\mathbf{u}(\mathbf{x}) = \mathbf{x}' - \mathbf{x}$ definisce lo spostamento dei punti. La posizione dopo lo spostamento del punto N , con coordinate iniziali $x_i + dx_i$, diventa quindi :

$$u_i(x_j + dx_j) = u_i(x_j) + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} dx_j = u_i(x_j) + du_i, \quad (1.2)$$

valida ovviamente per le tre componenti nello spazio. Il mezzo si deforma quindi solo se i diversi punti del materiale hanno uno spostamento relativo tra loro, cioè se il *gradiente di spostamento* $\partial u_i / \partial x_j$ è diverso da zero. Comunque, questo tensore di rango due, non è appropriato per esprimere le deformazioni in quanto è diverso da zero nel caso di una semplice rotazione, che in realtà non modifica le distanze tra i punti del materiale e lascia quindi la situazione all'interno del materiale invariata.

Per esempio, una rotazione di un angolo ϕ rispetto Ox_3 è descritta dalla matrice α_i^j , così che :

$$dx'_i = \alpha_i^j dx_j \quad \Rightarrow \quad du_i = dx'_i - dx_i = (\alpha_i^j - \delta_{ij}) dx_j$$

con $dx_i = \delta_{ij} dx_j$ dove $\delta_{ij} = 0$ per $i \neq j$ e $\delta_{ij} = 1$ per $i = j$.

Per un piccolo angolo ϕ la matrice risulta :

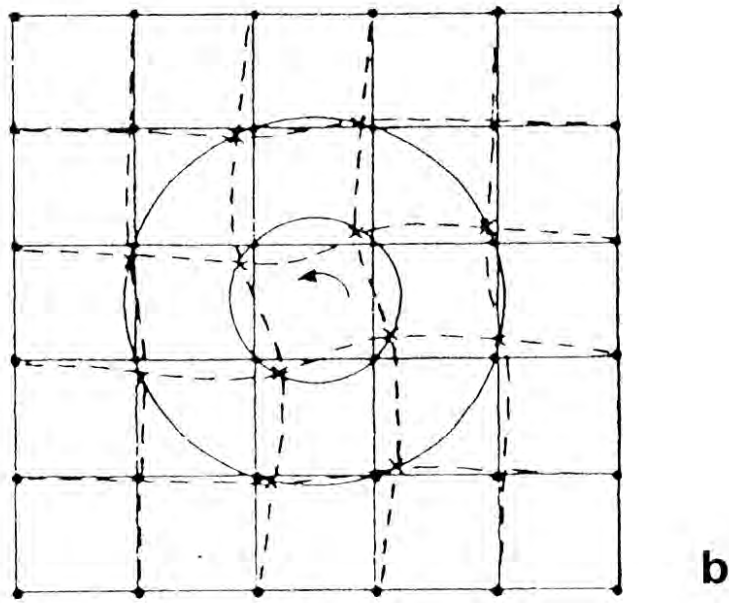
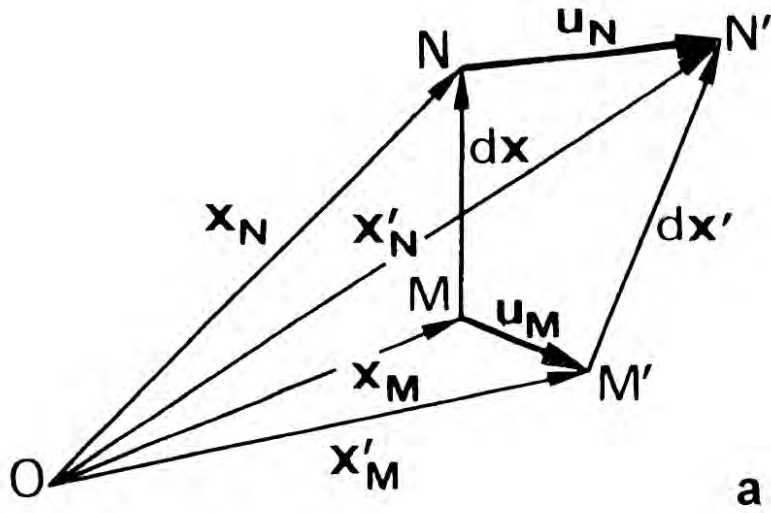


Figura 1.2: Effetti di una deformazione di un volume.

$$\alpha_i^j \cong \begin{pmatrix} 1 & \phi & 0 \\ -\phi & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

da cui si ha :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \alpha_i^j - \delta_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & \phi & 0 \\ -\phi & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Dunque il gradiente dello spostamento è diverso da zero ed antisimmetrico. Questo risultato può essere generalizzato per varie rotazioni infinitesime, poichè queste possono essere scomposte sempre nelle tre componenti relative agli assi. La parte antisimmetrica del gradiente,

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (1.3)$$

deve dunque essere esclusa. Solo la parte simmetrica, che è nulla per movimenti di traslazione o rotazione, esprime la deformazione. La deformazione è dunque definita come :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (1.4)$$

S_{ij} compare naturalmente nell'espressione della variazione di lunghezza di un elemento dx , infatti abbiamo che $d\mathbf{x}' = d\mathbf{x} + d\mathbf{u}$ e quindi

$$(dx'_i)^2 = (dx_i)^2 + 2dx_i du_i + (du_i)^2 \cong (dx_i)^2 + 2dx_i du_i.$$

Dunque

$$(dx'_i)^2 + (dx_i)^2 \cong 2dx_idu_i = 2\frac{\partial u_i}{\partial x_j}dx_idx_j.$$

Intercambiando gli indici i e j e sommando membro a membro le due equazioni risultanti otteniamo

$$(d\mathbf{x}'_i)^2 + (d\mathbf{x}_i)^2 = \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) dx_idx_j = 2S_{ij}dx_idx_j. \quad (1.5)$$

L'equazione (1.2) può essere quindi riscritta

$$u_i(x_j + dx_j) = u_i(x_j) + S_{ij}dx_j + \Omega_{ij}dx_j. \quad (1.6)$$

Risulta così, che

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (1.7)$$

Il termine Ω_{ij} , che rappresenta la parte antisimmetrica del gradiente di spostamento, descrive una rotazione locale che può variare con la posizione nel solido. Questo termine però non gioca un ruolo importante nella propagazione delle onde elastiche, in quanto da origine solamente ad un termine trascurabile. Procedendo con questa approssimazione possiamo esprimere la deformazione in forma matriciale, considerando quindi solamente la parte simmetrica del gradiente di spostamento, per $i, j = 1, 2, 3$.

$$S = \begin{pmatrix} \frac{du_1}{dx_1} & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \right) & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_1} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_1} + \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \right) & \frac{du_2}{dx_2} & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_2} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_3}{\partial x_1} + \frac{\partial u_1}{\partial x_3} \right) & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_3}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_3} \right) & \frac{du_3}{dx_3} \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

1.2.2 Sforzo

Una forza esterna, che deve essere presente se un solido è deformato, può presentarsi per un contatto meccanico sulla superficie o nel volume per azione di un campo applicato. Un campo all'interno del materiale può causare una densità di forza per unità di volume (per esempio il campo gravitazionale), o una densità di momento per unità di volume (per esempio un campo elettrico in un cristallo).

In un solido deformato appare una trazione meccanica, la quale tende a riportare il materiale all'equilibrio meccanico. Le forze che si vengono a generare a causa delle interazioni tra le particelle vicine si trasmettono progressivamente attraverso tutto il solido.

Considerando un elemento di superficie all'interno del solido, con area ds , definiamo la *trazione meccanica* come il vettore \mathbf{T} che rappresenta la forza per unità di area, $d\mathbf{F}/ds$. Per definire il significato della forza, introduciamo il vettore unitario $\mathbf{l} = (l_1, l_2, l_3)$ normale alla superficie, come in figura (1.3).

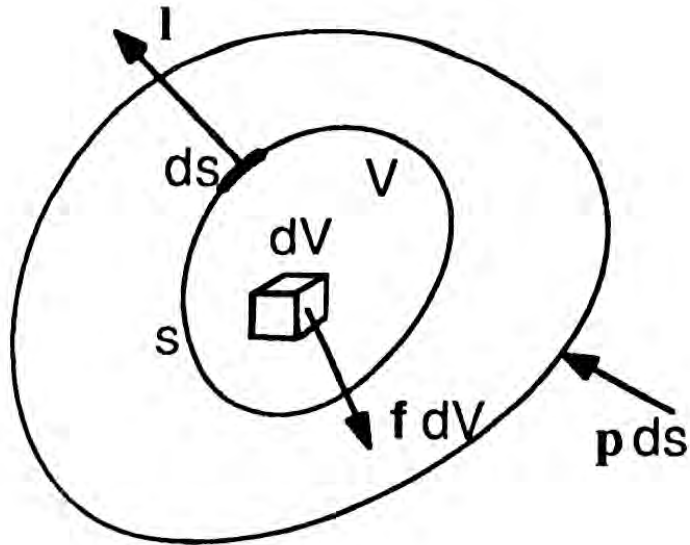


Figura 1.3: Rappresentazione dei vettori all'interno di un volume.

Allora per definire il vettore \mathbf{T} , possiamo dire che la porzione di materiale puntata dal vettore \mathbf{l} esercita una forza \mathbf{T} per unità di area sulla porzione di materiale che si trova dall'altro lato della superficie.

Per un solido le forze trasversali possono essere trasmesse attraverso una superficie, dunque la trazione \mathbf{T} non è necessariamente parallela a \mathbf{l} . Finchè la sua ampiezza e la direzione sono entrambe dipendenti dall'orientazione dell'elemento ds , la trazione può essere scritta così :

$$\mathbf{T}(\mathbf{l}) = \lim_{ds \rightarrow 0} \left(\frac{d\mathbf{F}}{ds} \right). \quad (1.9)$$

Per definire lo *sforzo meccanico*, un metodo consiste nel considerare le condizioni di equilibrio per un volume \mathbf{V} all'interno di un solido, sottoposto

ad una forza di superficie con densità p_i e ad una forza interna con densità f_i per unità di volume, come in figura (1.3).

Il materiale circostante al volume considerato agisce su di esso solamente per opera della forza applicata alla sua superficie. La risultante \mathbf{F} delle forze applicate al volume V è dunque la somma della trazione meccanica $\mathbf{T}(\mathbf{l})$ sulla sua superficie s e le forze di volume che agiscono al suo interno, così che

$$F_i = \int_s T_i(\mathbf{l}) ds + \int_V f_i dV = 0. \quad (1.10)$$

Dal teorema di Green, f_i è il negativo della divergenza di un tensore di rango due

$$f_i = - \frac{\partial T_{ik}}{\partial x_k} \quad (1.11)$$

otteniamo così

$$\int_s T_i(\mathbf{l}) ds = \int_s T_{ik} l_k ds$$

e quindi

$$T_i(\mathbf{l}) = T_{ik} l_k. \quad (1.12)$$

Questa relazione esprime la trazione meccanica $T(\mathbf{l})$ su una superficie con orientazione \mathbf{l} , in funzione delle quantità T_{ik} , chiamate sforzi. Queste nove quantità costituiscono il *tensore degli sforzi*, che ha rango due. La forza per unità di area esercitata sulla superficie dalla porzione di materiale puntata dal vettore \mathbf{l} è dunque $T_i = T_{ij} l_j$. Se l'elemento di superficie è perpendicolare ad un asse, allora $T_i = T_{ik}$; dunque T_{ik} è la i -esima componente della forza per unità di area che agisce sulla superficie perpendicolare all'asse Ox_k , così

$$T_{ik} = \lim_{\Delta s_k \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta F_i}{\Delta s_k} \right).$$

Esprimendo il tensore sotto forma di matrice abbiamo

$$T = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} & T_{13} \\ T_{21} & T_{22} & T_{23} \\ T_{31} & T_{32} & T_{33} \end{pmatrix}, \quad (1.13)$$

nel caso in cui il materiale si trovi in condizioni di equilibrio la matrice T risulterà simmetrica (ovvero $T_{ij} = T_{ji}$), come anche nel caso della matrice S .

1.2.3 Legge di Hooke

In un solido elastico non piezoelettrico, esiste una relazione uno ad uno tra lo sforzo e la deformazione. Il comportamento di molti materiali è ben descritto, assumendo piccole deformazioni; dall'espansione in serie di Taylor per lo sforzo:

$$T_{ij}(S_{kl}) = T_{ij}(0) + \left(\frac{\partial T_{ij}}{\partial S_{kl}} \right)_{S_{kl}=0} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial S_{kl} \partial S_{mn}} \right)_{S_{kl}=0, S_{mn}=0} S_{kl} S_{mn} + \dots$$

considerando il termine del primo ordine, per $T_{ij}(0) = 0$ possiamo scrivere la seguente relazione, che rappresenta la legge di Hooke:

$$T_{ij} = c_{ijkl} S_{kl} \quad (1.14)$$

dove è stato definito

$$c_{ijkl} = \left(\frac{\partial T_{ij}}{\partial S_{kl}} \right)_{S_{kl}=0}. \quad (1.15)$$

I coefficienti c_{ijkl} costituiscono le componenti del *tensore delle costanti elastiche*, di rango quattro, che esprime nel modo più generale possibile le relazioni lineari tra i tensori di rango due T_{ij} e S_{kl} .

Un tensore di rango quattro ha $3^4 = 81$ componenti, ma nel caso della simmetria delle matrici T ed S , queste si riducono a 36 componenti indipendenti, in quanto

$$c_{ijkl} = c_{jikl} \quad e \quad c_{ijkl} = c_{ijlk} \quad (1.16)$$

In termini di spostamento, la legge di Hooke (1.14) diventa

$$T_{ij} = \frac{1}{2} c_{ijkl} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{1}{2} c_{ijkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k}$$

e finchè vale l'uguaglianza (1.16) i due termini a destra risultano uguali, ottenendo così

$$T_{ij} = c_{ijkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k}. \quad (1.17)$$

Introducendo la notazione contratta degli indici definita dal seguente schema:

$$\begin{aligned} (11) &\leftrightarrow 1 & (22) &\leftrightarrow 2 & (33) &\leftrightarrow 3 \\ (23) = (32) &\leftrightarrow 4 & (31) = (13) &\leftrightarrow 5 & (12) = (21) &\leftrightarrow 6 \end{aligned}$$

è possibile rappresentare le diverse componenti utilizzando solamente due indici, α per sostituire gli indici (ij) e β per (kl) e quindi scrivere

$$c_{\alpha\beta} = c_{ijkl},$$

ed estendendo la notazione alle matrici S e T , possiamo riscrivere la legge di Hooke

$$T_{\alpha} = c_{\alpha\beta} S_{\beta} \quad \text{per} \quad \alpha, \beta = 1, 2, \dots, 6. \quad (1.18)$$

Infine la legge di Hooke può essere invertita per esprimere la deformazione in funzione dello sforzo, scrivendo quindi

$$S_{ij} = s_{ijkl} T_{kl}. \quad (1.19)$$

I coefficienti s_{ijkl} formano anch'essi un tensore di rango quattro con le stesse proprietà di simmetria del tensore c , cioè $s_{ijkl} = s_{jikl}$ e $s_{ijkl} = s_{ijlk}$ e allo stesso modo della (1.18) possiamo dire che $S_{\alpha} = s_{\alpha\beta} T_{\beta}$.

Grazie a tutte le semplificazioni degli indici fatte, possiamo adesso scrivere in maniera più semplice l'espressione matriciale dell'equazione (1.18)

$$\begin{pmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ T_4 \\ T_5 \\ T_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} & c_{15} & c_{16} \\ c_{21} & c_{22} & c_{23} & c_{24} & c_{25} & c_{26} \\ c_{31} & c_{32} & c_{33} & c_{34} & c_{35} & c_{36} \\ c_{41} & c_{42} & c_{43} & c_{44} & c_{45} & c_{46} \\ c_{51} & c_{52} & c_{53} & c_{54} & c_{55} & c_{56} \\ c_{61} & c_{62} & c_{63} & c_{64} & c_{65} & c_{66} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \\ S_4 \\ S_5 \\ S_6 \end{pmatrix}$$

Un ulteriore diminuzione del numero di elementi indipendenti $c_{\alpha\beta}$ si ha applicando alla matrice \mathbf{c} le simmetrie del reticolo cristallino del mezzo. Ad esempio i materiali isotropi, per i quali sono verificate tutte le condizioni di simmetria, hanno il tensore \mathbf{c} con soli 12 elementi non nulli ed esprimibili con due costanti, λ e μ , dette *costanti di Lamé*:

$$\mathbf{c} = \begin{pmatrix} \lambda - 2\mu & \lambda & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda - 2\mu & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda & \lambda - 2\mu & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mu \end{pmatrix}.$$

Per i cristalli con reticolo cubico (GaAs, Si, Ge, ecc.) i termini indipendenti del tensore c sono tre:

$$\mathbf{c} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{12} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} \end{pmatrix}.$$

mentre per cristalli con reticolo esagonale si ha:

$$\mathbf{c} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{c_{11}-c_{12}}{2} \end{pmatrix}.$$

1.3 Equazione delle onde

Consideriamo, all'interno di un mezzo materiale, il parallelepipedo di dimensioni infinitesime con spigoli di lunghezza dx_1 , dx_2 , dx_3 diretti lungo le direzioni degli assi x_1 , x_2 , x_3 (vedi figura 1.4).

La forza risultante dall'interazione elastica dell'elemento di volume considerato con il mezzo circostante può essere espressa mediante gli sforzi T_{ij} . La componente secondo la direzione x_i ($i = 1, 2, 3$) della forza applicata al parallelepipedo è data dalla seguente espressione

$$F_{x_i} = \left(\frac{\partial T_{i1}}{\partial x_1} + \frac{\partial T_{i2}}{\partial x_2} + \frac{\partial T_{i3}}{\partial x_3} \right) dx_1 dx_2 dx_3$$

Lo spostamento u_i , relativo alla direzione x_i , di un punto arbitrario all'interno del solido, con coordinate x_k , varia con il tempo, quindi $u_i = u_i(x_k, t)$.

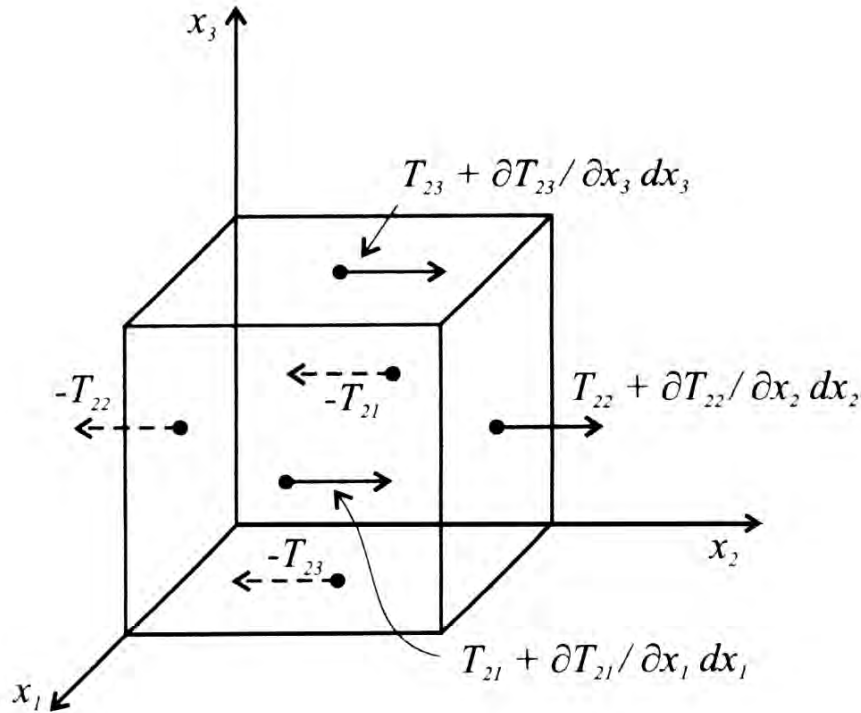


Figura 1.4: Assi coordinati all'interno del materiale.

Indicando dunque con ρ la densità del materiale possiamo scrivere la legge di Newton per l'elemento di volume considerato, in assenza di forze esterne

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \quad (1.20)$$

Combinando la precedente equazione con la (1.17) otteniamo l'equazione della *propagazione acustica*

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k}. \quad (1.21)$$

La (1.21) rappresenta un sistema di tre equazioni ($l = 1, 2, 3$) differenziali del secondo ordine, le cui soluzioni rappresentano le tre componenti dell'onda acustica e si differenziano tra loro per la polarizzazione ${}^\circ u_i$, ossia per la direzione del moto di oscillazione delle particelle. In particolare, assumendo che la propagazione dell'onda avvenga lungo l'asse x_1 , le tre soluzioni del sistema (1.21) si riferiranno ad un moto longitudinale (*longitudinal*)

$$u_1(x_1, t) = {}^\circ u_1 e^{j(\omega t - kx_1)}$$

ed a due modi di scorrimento (*shear*)

$$u_2(x_1, t) = {}^\circ u_2 e^{j(\omega t - kx_1)} \quad u_3(x_1, t) = {}^\circ u_3 e^{j(\omega t - kx_1)}$$

Nelle precedenti relazioni ${}^\circ u_i$ ($i = 1, 2, 3$) rappresenta la direzione delle oscillazioni dell'onda cioè il movimento delle particelle lungo la direzione x_i . Quando la direzione di vibrazione delle particelle ${}^\circ u_i$ forma un angolo non nullo con la direzione corrispondente, si parla di onde *quasi longitudinali* e *quasi trasversali*. Le soluzioni dell'equazione dell'onda, nel caso di propagazione lungo generica direzione \mathbf{n} , è

$$u_i(x_1, t) = {}^\circ u_i e^{j(\omega t - k\mathbf{n} \cdot \mathbf{x})}$$

Per determinare la velocità di fase \mathbf{V} e la polarizzazione ${}^\circ u_i$ sostituiamo la precedente nel sistema (1.21), ottenendo così l'equazione di Cristoffel

$$\rho V^2 {}^\circ u_i = c_{ijkl} n_j n_k {}^\circ u_l \quad (1.22)$$

con $V = \omega/k$. Introducendo il tensore di rango due di Cristoffel definito come $\Gamma_{il} = c_{ijkl} n_j n_k$, l'equazione diventa

$$\rho V^2 \circ u_i = \Gamma_{il} \circ u_l. \quad (1.23)$$

Considerando che la polarizzazione $\circ u_i$ è un autovettore del tensore Γ_{il} , con autovalore $\gamma = \rho V^2$, la velocità di fase e la polarizzazione dell'onda piana che si propaga nella direzione \mathbf{n} in un cristallo con costanti elastiche c_{ijkl} sono date dagli autovalori e autovettori del tensore $\Gamma_{il} = c_{ijkl} n_j n_k$. Considerando che $u_i = \delta_{il} u_l$, l'equazione diventa

$$(\rho V^2 \delta_{il} - \Gamma_{il}) \circ u_l = 0. \quad (1.24)$$

L'equazione (1.24) rappresenta un sistema di tre equazioni omogenee di primo grado, nelle incognite $\circ u_l$ e ammette soluzioni non banali se e solo se

$$\det(\rho V^2 \delta_{il} - \Gamma_{il}) = 0. \quad (1.25)$$

L'equazione (1.25) è di terzo grado con incognite V_i^2 ed ammette quindi le soluzioni $\gamma_i = \rho V_i^2$. Dai valori di γ_i e dalla (1.24) è possibile ricavare le tre componenti degli autovettori ($\circ u_i$) corrispondenti a ciascuno degli autovalori.

In particolare, nel caso di un mezzo isotropo le soluzioni della (1.25) sono V_T e V_L di cui, la prima è una soluzione degenera e corrisponde alla velocità delle due onde trasversali con polarizzazione ortogonale alla direzione di propagazione, e la seconda rappresenta la velocità dell'onda longitudinale con polarizzazione parallela alla direzione di propagazione

$$V_T = \sqrt{\frac{c_{11} - c_{12}}{2\rho}} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad V_L = \sqrt{\frac{c_{11}}{\rho}} = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$$

Si noti che le due onde trasversali si propagano con velocità $V_T < V_L$ e quindi le tre onde si propagano in maniera indipendente l'una dall'altra.

Capitolo 2

Cristalli Piezoelettrici

Un solido si definisce piezoelettrico se sotto l'azione di una forza meccanica viene a crearsi in esso una polarizzazione elettrica (effetto diretto), e sotto l'azione di un campo elettrico applicato si manifestano deformazioni meccaniche (effetto inverso).

La scoperta dell'effetto piezoelettrico diretto, ad opera di Pierre e Jacques Curie nel 1880, nacque dallo studio delle simmetrie all'interno dei materiali, notando che tali sistemi non avevano un centro di simmetria e quindi che cristalli dotati di simmetria centrale non potessero essere piezoelettrici. Questo principio può essere sfruttato per prevedere la direzione per cui una forza meccanica da origine ad una polarizzazione elettrica.

Dunque, per un quarzo generico, una compressione lungo le diverse direzioni può generare o meno la comparsa di una polarizzazione, in dipendenza dalla deformazione o meno dei dipoli del cristallo. Osservando la figura (2.1) notiamo che solo nei casi b e c , il risultato dell'applicazione di una tensione meccanica genera una polarizzazione, in quanto solo in alcuni casi viene ad essere modificata la geometria dei dipoli.

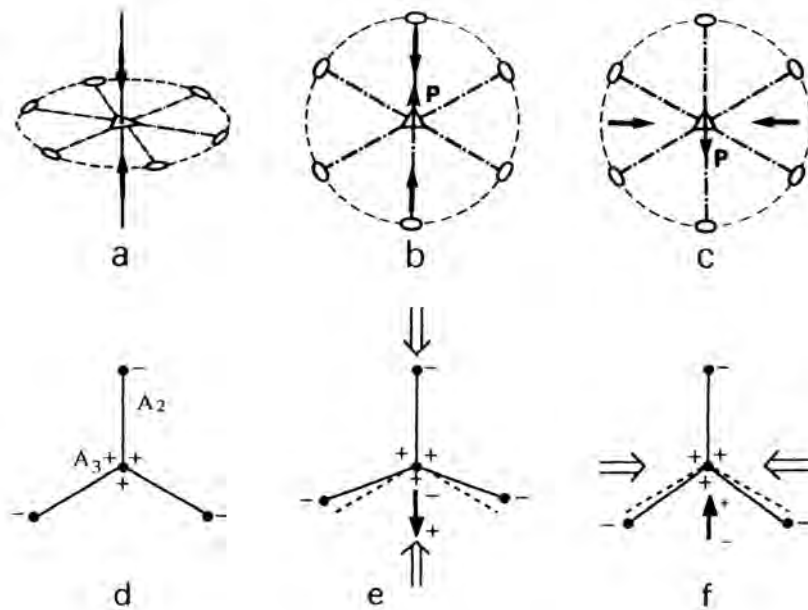


Figura 2.1: Tipi di deformazione del reticolo per un materiale piezoelettrico.

2.1 Modello unidimensionale

Consideriamo adesso un cristallo composto da strati di ioni di due diversi materiali, in cui la sequenza degli ioni sia identica secondo i diversi strati. Un modello monodimensionale è rappresentato in figura (2.2-a). Per un'azione esterna, che sia una tensione o un campo elettrico, applicata lungo l'asse principale è sufficiente considerare solo una riga dal momento che gli ioni sono disposti negli strati in maniera identica.

Siano $-q$ e $+q$ le cariche effettive dei due materiali considerati e siano K_1 e K_2 le diverse costanti di forza tra ioni vicini. La catena è divisa in celle di lunghezza a , ciascuna contenente due dipoli con momento $q(a - b)/2$ e $-qb/2$, dove b è una delle distanze interatomiche. Il momento di dipolo di

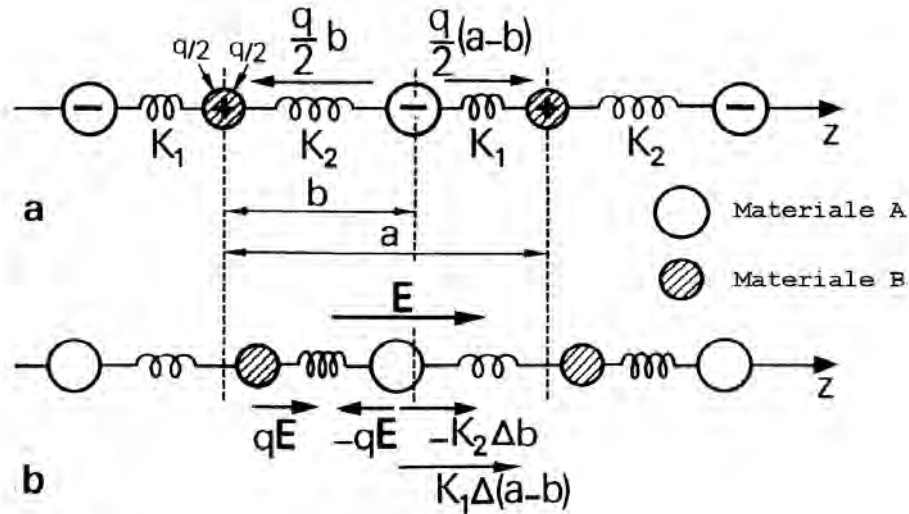


Figura 2.2: Modello unidimensionale per lo studio degli effetti piezoelettrici.

una molecola è dunque

$$p_0 = \frac{q(a - 2b)}{2}$$

e prendendo n come numero di molecole per unità di volume otteniamo la polarizzazione per unità di volume, la quale è diversa da zero in quanto $b \neq a/2$

$$P_0 = \frac{nq(a - 2b)}{2}.$$

Sotto l'azione di una forza esterna la catena viene allungata o compressa, modificando le distanze a e b causando dunque una variazione nella polarizzazione

$$P = \Delta P_0 = \frac{nq(\Delta a - 2\Delta b)}{2}. \quad (2.1)$$

Questo è l'effetto piezoelettrico diretto. D'altra parte un campo elettrico applicato causa uno spostamento degli ioni positivi e negativi in versi opposti, in modo da modificare in maniera inversamente proporzionale le distanze b e $(a - b)$. Questo è l'effetto piezoelettrico inverso, detto effetto di Lippman.

Consideriamo adesso la relazione tra le variabili meccaniche, deformazione S e sforzo T , e le variabili elettriche, campo elettrico E e polarizzazione indotta P o spostamento elettrico $D = \epsilon_0 E + P$. Osservando la figura (2.2-b) la condizione di equilibrio per gli ioni sarà

$$-qE + K_1 \Delta(a - b) - K_2 \Delta b = 0. \quad (2.2)$$

Per esprimere la trazione T , consideriamo una sezione perpendicolare all'asse principale lungo il quale due righe vicine sono sfasate di mezzo periodo $a/2$. Consideriamo dunque il piano perpendicolare che tagli alternativamente i tratti con costanti K_1 e K_2 . La forza esercitata dalla parte destra della catena sulla parte sinistra sarà per i due casi $F_1 = K_1 \Delta(a - b)$ e $F_2 = K_2 \Delta b$. Prendendo N come numero di righe per unità di volume, la trazione meccanica sarà

$$T = \frac{N}{2} K_1 \Delta(a - b) + \frac{N}{2} K_2 \Delta b.$$

e per $N = na$

$$T = \frac{na}{2} [K_1 \Delta a + (K_2 - K_1) \Delta b]. \quad (2.3)$$

Per la polarizzazione indotta, usando la (2.2) otteniamo

$$\Delta b = -\frac{qE}{K_1 + K_2} + \frac{K_1}{K_1 + K_2} \Delta a \quad (2.4)$$

e sostituendo nella (2.1)

$$P = \frac{nq}{2} \left[\frac{2qE}{K_1 + K_2} + \frac{K_2 - K_1}{K_1 + K_2} \Delta a \right]. \quad (2.5)$$

Dunque P è composta da due termini, il primo proporzionale al campo elettrico considerando la suscettività ionica del cristallo $\chi_{ion} = nq^2/(K_1 + K_2)$, e il secondo proporzionale alla deformazione $S = \Delta a/a$. Dunque P può essere scritta

$$P = \chi_{ion}E + eS,$$

dove definiamo e , la *costante piezoelettrica*, come

$$e = \frac{nq}{2} \frac{K_2 - K_1}{K_1 + K_2} a. \quad (2.6)$$

Includendo la suscettività elettrica χ_e

$$P = (\chi_{ion} + \chi_e)E + eS.$$

Inoltre introducendo anche la costante dielettrica $\epsilon = \epsilon_0 + \chi_{ion} + \chi_e$

$$D = \epsilon E + eS. \quad (2.7)$$

Lo sforzo è calcolato sostituendo la (2.4) nella (2.3), ottenendo

$$T = \frac{na}{2} \left(\frac{2K_1K_2}{K_1 + K_2} \Delta a - \frac{K_2 - K_1}{K_1 + K_2} qE \right).$$

Questo può essere infine espresso come

$$T = cS - eE, \quad (2.8)$$

dove e è la costante piezoelettrica derivata prima e c è la costante elastica data da $c = na^2 K_1 K_2 / (K_1 + K_2)$. L'equazione (2.6) mostra che in questo modello unidimensionale l'esistenza dell'effetto piezoelettrico è associata ad una asimmetria nelle costanti del cristallo, infatti se $K_1 = K_2$ si avrebbe $e = 0$.

L'equazione (2.16) mostra invece che ci sono diversi tipi di comportamento. Se infatti la fine della catena è fissa non c'è deformazione e un campo elettrico da origine ad uno sforzo $T = -eE$. Allo stesso modo se non c'è sforzo un campo elettrico causa una deformazione $S = eE/c$. In pratica, la costante e è una componente di un tensore di rango tre, così lo spostamento D_i è un tensore di rango uno (un vettore) e la deformazione S è un tensore di rango due, come lo sforzo.

2.1.1 Rappresentazione tramite tensori

Generalizzando la (2.7) nelle tre dimensioni, definiamo il tensore e_{ijk} , di rango tre, così che

$$D_i = \epsilon_{ij} E_j + e_{ijk} S_{jk}. \quad (2.9)$$

Le costanti piezoelettriche e_{ijk} relazionano le variazioni di D_i con S_{jk} , nel seguente modo mantenendo il campo elettrico costante

$$e_{ijk} = \left(\frac{\partial D_i}{\partial S_{jk}} \right)_E. \quad (2.10)$$

l'unità di misura di queste grandezze è C/m^2 . Finchè $S_{jk} = S_{kj}$, il tensore e_{ijk} è simmetrico nel rispetto dei due indici j e k , vale dunque che

$$e_{ijk} = e_{ikj}, \quad (2.11)$$

il numero di costanti indipendenti si riduce così da 27 a 18. Inoltre in accordo con la convenzione esposta nel paragrafo precedente per gli altri tensori, possiamo considerare

$$e_{i\alpha} = e_{ijk} \quad i = 1, 2, 3 \quad \alpha = (jk) = 1, 2, \dots, 6.$$

in forma matriciale possiamo quindi scrivere

$$c_{i\alpha} = \begin{pmatrix} e_{11} & e_{12} & e_{13} & e_{14} & e_{15} & e_{16} \\ e_{21} & e_{22} & e_{23} & e_{24} & e_{25} & e_{26} \\ e_{31} & e_{32} & e_{33} & e_{34} & e_{35} & e_{36} \end{pmatrix}. \quad (2.12)$$

inoltre estendendo la notazione alla (2.9)

$$D_i = \epsilon_{ij} E_j + e_{i\alpha} S_\alpha. \quad (2.13)$$

Consideriamo adesso la relazione che esiste tra lo sforzo T_{jk} e il campo elettrico E_i , utilizzando le costanti e_{ijk} . Attraverso considerazioni termodinamiche relative a valutazioni dell'energia interna arriviamo all'espressione

$$\left(\frac{\partial T_{jk}}{\partial E_i} \right)_{\sigma, S} = -e_{ijk}. \quad (2.14)$$

dunque il coefficiente di proporzionalità tra i due effetti è opposto a quello trovato per D_i ed S_{jk} nella (2.10). L'effetto piezoelettrico inverso è quindi una conseguenza dell'effetto diretto. Nella regione lineare, dove i coefficienti e_{ijk} sono costanti per definizione, l'integrazione della relazione precedente, mantenendo σ ed S costanti, porta a

$$T_{jk} = -e_{ijk}E_i. \quad (2.15)$$

Se inoltre il solido è soggetto ad una deformazione S_{lm} si ha

$$T_{jk} = -e_{ijk}E_i + c_{jklm}^E S_{lm}. \quad (2.16)$$

dove l'apice E indica che le costanti elastiche, nella generalizzazione della legge di Hooke, relazionano lo sforzo e la deformazione con il campo elettrico mantenuto costante

$$c_{jklm}^E = \left(\frac{\partial T_{jk}}{\partial S_{lm}} \right)_{\sigma, E}. \quad (2.17)$$

In realtà, se il materiale è piezoelettrico, i valori di tutte le costanti meccaniche sono condizionati dal campo elettrico. Anche il coefficiente e_{ij} deve essere inteso a deformazione costante e_{ij}^S . Le equazioni (2.27) e (2.16) costituiscono un sistema di equazioni di stato, che possono essere scritte con la seguente notazione

$$\left\{ \begin{array}{l} T_\alpha = c_{\alpha\beta}^E S_\beta - e_{i\alpha} E_i \\ D_i = \epsilon_{ij}^S E_j + e_{i\alpha} S_\alpha \end{array} \right\} \quad i, j = 1, 2, 3 \quad e \quad \alpha, \beta = 1, 2, \dots, 6. \quad (2.18)$$

2.2 Equazione delle onde

In un solido piezoelettrico l'interdipendenza tra le variabili elettriche e meccaniche implica un accoppiamento tra onde elastiche ed elettromagnetiche, infatti i termini che contengono il campo elettrico appaiono nelle equazioni del-

la dinamica, e i termini che contengono la deformazione meccanica appaiono nelle equazioni elettromagnetiche.

Teoricamente, la distribuzione del campo può essere calcolata risolvendo contemporaneamente entrambe le equazioni, di Newton e di Maxwell. In realtà, in un materiale piezoelettrico, le interazioni tra i due tipi di onde sono abbastanza deboli, in quanto le velocità di propagazione sono molto diverse tra loro. Di conseguenza la propagazione delle onde elastiche ed elettromagnetiche può essere trattata separatamente, e quindi la prima viene studiata con l'assunzione che il campo elettrico appaia statico rispetto alle onde elettromagnetiche, usando quindi *l'approssimazione di quasi staticità*.

Riprendendo l'equazione (2.16), $T_{ij} = c_{ijkl}^E S_{kl} - e_{kij} E_k$, e sostituendo, per la deformazione $S_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_l}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_l} \right)$, e per il campo elettrico $E_k = -\frac{\partial \Phi}{\partial x_k}$, otteniamo

$$T_{ij} = c_{ijkl}^E \frac{\partial u_l}{\partial x_k} + e_{ijkl} \frac{\partial \Phi}{\partial x_k}.$$

Quindi scrivendo l'equazione di Newton, come per la (1.20), la precedente diventa

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = c_{ijkl}^E \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} + e_{ijkl} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_j \partial x_k}. \quad (2.19)$$

Inoltre lo spostamento dielettrico diventa

$$D_i = e_{jkl} S_{kl} + \epsilon_{jk}^S E_k = e_{jkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} - \epsilon_{jk}^S \frac{\partial \Phi}{\partial x_k}. \quad (2.20)$$

e poichè per un isolante vale la legge di Poisson $\partial D_j / \partial x_j = 0$, si ha

$$e_{jkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} - \epsilon_{jk}^S \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_j \partial x_k} = 0. \quad (2.21)$$

L'equazione dell'onda per uno spostamento u_i si ottiene eliminando il potenziale Φ dalle (2.19) e (2.21). Per un'onda piana che si propaga lungo la direzione n_j , le soluzioni u_i e Φ hanno la forma

$$u_i = {}^\circ u_i F(\omega t - kn_j x_j), \quad \Phi = \Phi_0 F(\omega t - kn_j x_j). \quad (2.22)$$

Sostituendo le precedenti nelle (2.19) e (2.21) e ponendo

$$\Gamma_{il} = c_{ijkl}^E n_j n_k, \quad \gamma_i = e_{kij} n_j n_k, \quad \epsilon = \epsilon_{jk}^S n_j n_k$$

si ottengono

$$\begin{cases} \rho V^2 {}^\circ u_i = \Gamma_{il} {}^\circ u_l + \gamma_i \Phi_0 \\ \gamma_l {}^\circ u_l - \epsilon \Phi_0 = 0 \end{cases} \quad (2.23)$$

Eliminando il potenziale elettrico, si ottiene un'equazione analoga alla (1.22)

$$\rho V^2 {}^\circ u_i = \left(\Gamma_{il} + \frac{\gamma_i \gamma_l}{\epsilon} \right) {}^\circ u_l. \quad (2.24)$$

Come per un solido non piezoelettrico le polarizzazioni ${}^\circ u_i$ delle onde elastiche piane, che si propagano in una direzione scelta, sono gli autovettori di un tensore di rango due, definito in questo caso come

$$\bar{\Gamma}_{il} = \Gamma_{il} + \frac{\gamma_i \gamma_l}{\epsilon}, \quad (2.25)$$

e gli autovalori $\bar{\gamma} = \rho V^2$ danno le velocità di fase.

2.3 Trasduttori piezoelettrici

In questo paragrafo verrà descritto l'approccio teorico per ottenere una modellizzazione delle strutture acustiche, volta all'analisi ed al progetto di dispositivi. Mediante il seguente studio sarà possibile quindi arrivare a caratterizzare la struttura e i principali parametri fisici di un qualunque dispositivo acustico attraverso un circuito elettrico equivalente, a partire da un approccio monodimensionale delle strutture fisiche. In particolare sarà approfondito lo studio del comportamento dei materiali piezoelettrici, finalizzato alla caratterizzazione di trasduttori piezoelettrici.

2.3.1 Modello monodimensionale

Analizziamo adesso una classica struttura di trasduttore ad onda di volume, costituita da uno strato di materiale piezoelettrico accompagnato dai due rispettivi elettrodi, costituiti da strati metallici. La figura (2.3) mostra il modello della struttura che sarà analizzata, dove indicheremo con d lo spessore del materiale piezoelettrico e con d_1 e d_2 gli spessori dei due metalli.

Con x'_1, x'_2, x'_3 indichiamo gli assi di riferimento mentre x_1, x_2, x_3 faranno riferimento agli assi cristallografici. Lo spessore d , del materiale in cui saranno generate le onde elastiche, è molto piccolo rispetto alle altre dimensioni. Il campo elettrico è quindi parallelo a Ox'_3 e il piano $x'_3 = \text{cost.}$ sarà un piano equifase. L'effetto della diffrazione sarà trascurato e di conseguenza la direzione di propagazione sarà invariata alle sue interfacce. Ricerchiamo adesso le condizioni per cui è possibile generare un'onda piana, longitudinale o trasversale, con l'intento di determinare le costanti fisiche del modello.

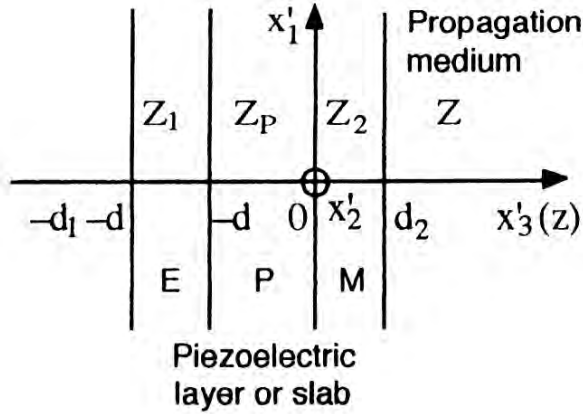


Figura 2.3: Struttura base di un trasduttore piezoelettrico.

Un'onda longitudinale si propagerà se l'asse Ox'_3 è l'asse principale del tensore di Cristoffel, quindi con $\Gamma'_{13} = \Gamma'_{23} = 0$, cosa che implica $c'_{34} = c'_{35} = 0$. Per lo strato piezoelettrico sappiamo che $\bar{\Gamma}_{il} = \Gamma_{il} + \gamma_i \gamma_l / \epsilon$ e per le stesse condizioni otteniamo che $e'_{34} = e'_{35} = 0$, e finchè $e'_{33} \neq 0$ l'onda sarà eccitata dal campo elettrico parallelamente a x'_3 .

Se queste condizioni sono soddisfatte l'equazione di stato (2.16) del solido piezoelettrico è, senza indici,

$$T = c^E \frac{\partial u}{\partial z} - eE, \quad (2.26)$$

dove $z = x'_3$, $E = E'_3$ e valgono le seguenti notazioni per i modi longitudinali o trasversali:

- lo stress T sarà T'_{33} o T'_{31} e lo spostamento u sarà u'_3 o u'_1 ;
- il coefficiente di elasticità c^E sarà c'_{33} o c'_{55} e il coefficiente piezoelettrico e sarà e'_{33} o e'_{35} .

Allo stesso modo *la seconda equazione di stato* sarà, dalla (2.9)

$$D = \epsilon^S E + e \frac{\partial u}{\partial z}, \quad \text{con} \quad \epsilon^S = \epsilon'_{33} \quad (2.27)$$

Quando non ci sono sorgenti meccaniche *l'equazione del moto* diventa

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}. \quad (2.28)$$

Un'eccitazione elettrica esterna presuppone la presenza di una densità di carica ρ_e posizionata sugli elettrodi nel caso di materiale isolante, e appare nel secondo termine dell'equazione di Poisson

$$\frac{\partial D}{\partial z} = \rho_e. \quad (2.29)$$

Questo implica anche un'iniezione di corrente di intensità I . Se questa è uniforme su tutta l'area A dell'elettrodo, *l'equazione della conservazione di carica* diventa, per un isolante ($J_n = 0$),

$$\frac{\partial D}{\partial t} = J(t) = \frac{I(t)}{A}, \quad (2.30)$$

dove $J = J'_n$ è la densità di corrente iniziale per unità di area dell'elettrodo.

Le equazioni (2.29) e (2.30), descrivono l'eccitazione elettrica dello strato piezoelettrico, mettendo in evidenza l'importanza della componente normale dello spostamento elettrico D . Questo è stato fatto per poter eliminare il campo elettrico E tra le equazioni (2.26) e (2.27), cioè per ottenere lo sforzo in funzione di D

$$T = c \frac{\partial u}{\partial z} - hD, \quad (2.31)$$

avendo posto $h = e/\epsilon^S$ e $c = c^D$, dove c^D è la costante elastica per D costante. Derivando rispetto al tempo e introducendo la velocità $v = \partial u/\partial t$, l'equazione della conservazione della carica (2.30) implica

$$\frac{\partial T}{\partial t} = c \frac{\partial v}{\partial z} - h \frac{\partial D}{\partial t} = c \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{h}{A} I(t). \quad (2.32)$$

Allo stesso modo l'equazione (2.28) diventa

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}. \quad (2.33)$$

finchè I è indipendente da z . La soluzione generale di questa equazione della propagazione è la somma di due onde che si propagano in direzione opposta a velocità $V = \sqrt{c/\rho}$. In *regime armonico* ed omettendo il termine $e^{i\omega t}$,

$$v = ae^{-ikz} + be^{-ikz} = v_a + v_b, \quad (2.34)$$

dove $k = \omega/V$.

L'impedenza caratteristica $Z = \rho V$ tale che $-T_a = Zv_a$ è associata con l'onda che si muove verso le $z > 0$, e l'impedenza $-Z$ tale che $-T_b = Zv_b$ è associata con l'onda che si muove verso le $z < 0$, è definita come

$$Z = \rho V = \sqrt{\rho c} = \frac{c}{V} = \frac{ck}{\omega} \quad (2.35)$$

con c costante elastica del materiale piezoelettrico.

Lo sforzo è dato dalla (2.32) usando la (2.34) per la velocità

$$T = -Z(ae^{ikz} - be^{ikz}) + i \frac{h}{A\omega} I. \quad (2.36)$$

Dalle due soluzioni dell'equazione della propagazione in regime armonico, possono essere trovate le relazioni tra le grandezze meccaniche (forza F e velocità v) e le grandezze elettriche (tensione applicata U e densità di corrente I). Queste relazioni saranno tra breve mostrate dal circuito equivalente elettromeccanico di Mason-Redwood, tramite una rappresentazione matriciale.

2.3.2 Matrice delle impedenze e circuito equivalente di Mason

Consideriamo una lastra piezoelettrica di spessore finito $d = z_2 - z_1$, di sezione A , mostrata in figura (2.4-a), vincolata dai piani $z = z_1$ e $z = z_2$. Questa è soggetta ad un potenziale U ed alle forze F_1 e F_2 provenienti dal materiale circostante. Tutto questo può essere rappresentato da un circuito tre porte, come in figura (2.4-b).

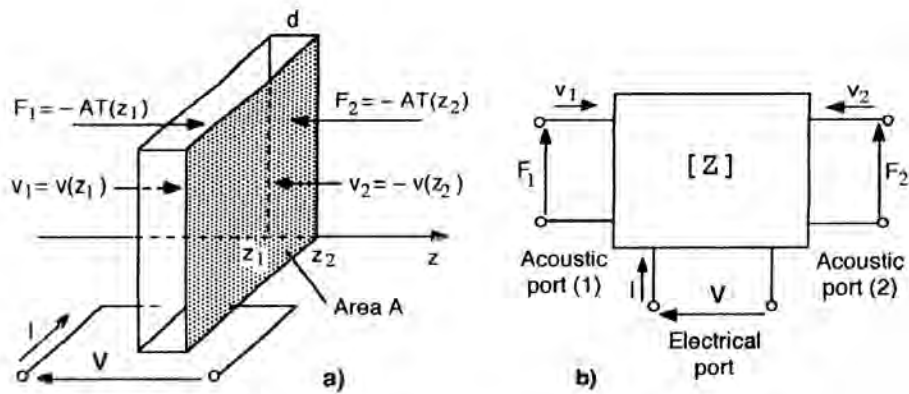


Figura 2.4: Lastra piezoelettrica di sezione A : a) quantità fisiche; b) rete due porte equivalente.

Il circuito è costituito da una porta elettrica (con tensione applicata U e iniezione di corrente I) e due porte acustiche, in cui la forze F_1 e F_2 esercitate sulle facce della lastra e le velocità v_1 e v_2 giocano un ruolo simile a tensione e corrente in un circuito elettrico.

T corrisponde ad una trazione per unità di area esercitata sul solido piezoelettrico. Quindi

$$F_1 = -AT(z_1) = Z(ae^{ikz_1} - be^{ikz_1}) + i\frac{h}{\omega}I, \quad (2.37)$$

$$F_2 = -AT(z_2) = Z(ae^{ikz_2} - be^{ikz_2}) + i\frac{h}{\omega}I, \quad (2.38)$$

dove

$$Z = ZA = \frac{ck}{\omega}A \quad (2.39)$$

è l'impedenza meccanica in $[kgs^{-1}]$. Quest'ultima è definita come il rapporto tra la forza $F = -AT$ e la velocità di vibrazione v dell'onda che si propaga lunga l'asse z , $Z = F/v$. Lo scopo è esprimere le due forze in funzione delle velocità alle due interfacce,

$$v_1 = v(z_1) = ae^{-ikz_1} + be^{ikz_1}, \quad (2.40)$$

$$v_2 = -v(z_2) = -ae^{-ikz_2} - be^{ikz_2}, \quad (2.41)$$

che implicano

$$a = \frac{v_1e^{ikz_2} + v_2e^{ikz_1}}{2i \sin kd}, \quad b = -\frac{v_1e^{-ikz_2} + v_2e^{-ikz_1}}{2i \sin kd}. \quad (2.42)$$

Sostituendo queste nelle (2.37) ed (2.38), si trova

$$F_1 = Z \left(\frac{v_1}{i \tan kd} + \frac{v_2}{i \sin kd} \right) + \frac{hI}{i\omega}, \quad (2.43)$$

$$F_2 = Z \left(\frac{v_1}{i \sin kd} + \frac{v_2}{i \tan kd} \right) + \frac{hI}{i\omega}. \quad (2.44)$$

La tensione U applicata alle facce è calcolata dal campo elettrico E :

$$U = \int_{z_1}^{z_2} E dz, \quad E = -h \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{D}{\epsilon^S}. \quad (2.45)$$

In termini di corrente $I = i\omega DA$, attraverso la lastra di sezione A ,

$$U = h[u(z_1) - u(z_2)] + \frac{Id}{i\omega\epsilon^S A}. \quad (2.46)$$

Introducendo le velocità $v_1 = i\omega u(z_1)$ e $v_2 = i\omega u(z_2)$ e la capacità statica C_0 ,

$$U = \frac{h}{i\omega}(v_1 + v_2) + \frac{I}{i\omega C_0}, \quad C_0 = \frac{\epsilon^S A}{d}. \quad (2.47)$$

Tutto questo si può riscrivere sotto forma matriciale nel seguente modo

$$\begin{pmatrix} F_1 \\ F_2 \\ U \end{pmatrix} = -i \begin{pmatrix} Z/\tan kd & Z/\sin kd & h/\omega \\ Z/\sin kd & Z/\tan kd & h/\omega \\ h/\omega & h/\omega & 1/\omega C_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \\ I \end{pmatrix}. \quad (2.48)$$

Questo implica la matrice delle impedenze elettromeccaniche $[Z]$ del circuito tre porte, la quale risulta simmetrica in quanto le porte acustiche 1 e 2 sono equivalenti. Introducendo delle impedenze di carico sulle facce della lastra piezoelettrica, si può trovare la potenza acustica trasmessa, insieme con la

frequenza e l'impedenza elettrica del trasduttore.

Iniziamo adesso con l'esaminare prima un mezzo che non sia piezoelettrico e successivamente un solido piezoelettrico.

- Un mezzo infinito di sezione A , in cui una singola onda progressiva si propaga lungo la direzione z , è rappresentato dall'impedenza meccanica $Z = ZA$, rapporto tra la forza $F = -AT$ e la velocità di vibrazione $v = \partial u / \partial t$.
- Il circuito equivalente di una lastra non piezoelettrica di spessore finito $d = z_2 - z_1$ e sezione A , vincolata dai piani $z = z_1$ e $z = z_2$, mostrata dalle (2.43) e (2.44) con $h = 0$, relaziona le due forze con le due velocità alle facce dell'oggetto. Usando l'identità

$$\frac{1}{\tan kd} = \frac{1}{\sin kd} - \tan \frac{kd}{2} \quad (2.49)$$

si mostra che

$$F_1 = -i \frac{Z}{\sin kd} (v_1 + v_2) + iZ \tan \frac{kd}{2} v_1, \quad (2.50)$$

$$F_2 = -i \frac{Z}{\sin kd} (v_1 + v_2) + iZ \tan \frac{kd}{2} v_2, \quad (2.51)$$

Queste relazioni possono anche essere ricavate applicando le leggi di Kirchoff al circuito in figura(2.5). Questo è infatti la rete a \mathbf{T} equivalente per una lastra solida.

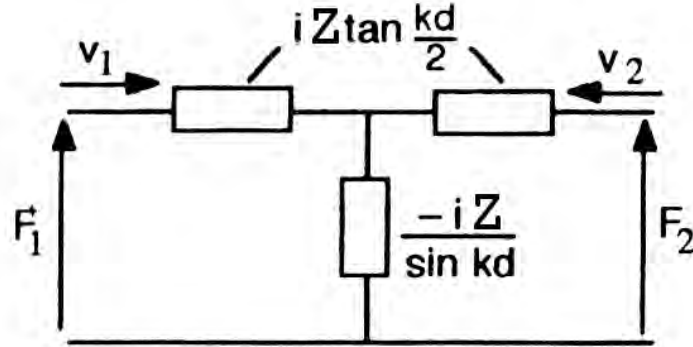


Figura 2.5: Rete a T equivalente.

- Quando il materiale è piezoelettrico, c'è un'ulteriore forza $f = hI/i\omega$, che si trova nei termini delle (2.43) e (2.44). Utilizzando la (2.47) questa forza si può scrivere

$$f = \frac{hI}{i\omega} = hC_0 \left[U - \frac{h}{i\omega} (v_1 + v_2) \right]. \quad (2.52)$$

Questa si può ottenere dal concetto di trasformatore elettromeccanico, con velocità $v_1 + v_2$ nel secondario e corrente $hC_0(v_1 + v_2) = i\omega C_0 U - I$ nel primario, implicando un rapporto di trasformazione pari a $N = hC_0$ (vedi fig. 2.6).

Dunque la capacità in serie $-C_0$ nel primario crea una forza f tra i terminali C e D :

$$f = hC_0(U_A - U_B) = hC_0 \left[U - \frac{hC_0(v_1 + v_2)}{i\omega C_0} \right]. \quad (2.53)$$

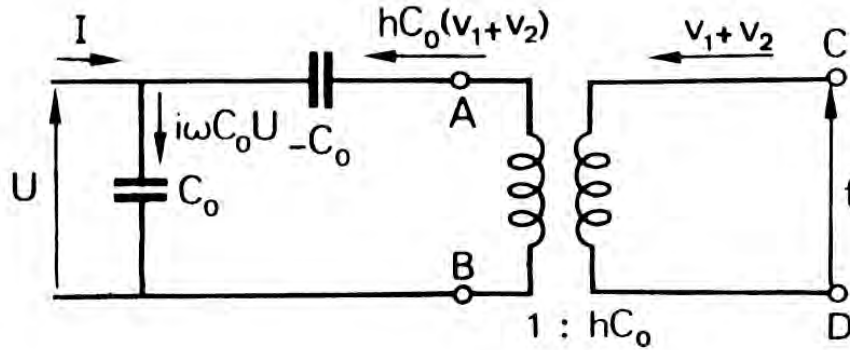


Figura 2.6: Trasformatore elettromeccanico equivalente.

Il circuito equivalente (*circuito equivalente di Mason*) per uno strato piezoelettrico con una porta elettrica e due meccaniche è riportato in figura(2.7).

Il circuito equivalente per un trasduttore caricato, mostrato in figura (2.8) è realizzato mettendo in cascata i circuiti equivalenti per ciascun mezzo presente.

Se le facce dell'elettrodo esterno sono libere il terminale corrispondente sarà praticamente un cortocircuito dal momento che l'impedenza elastica dell'aria è molto piccola.

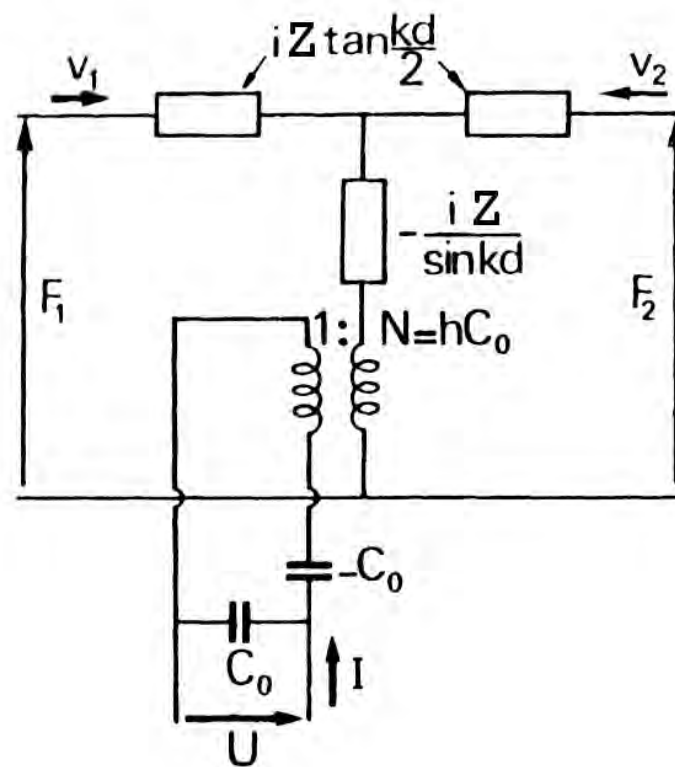


Figura 2.7: Circuito elettromeccanico equivalente di uno strato piezoelettrico.

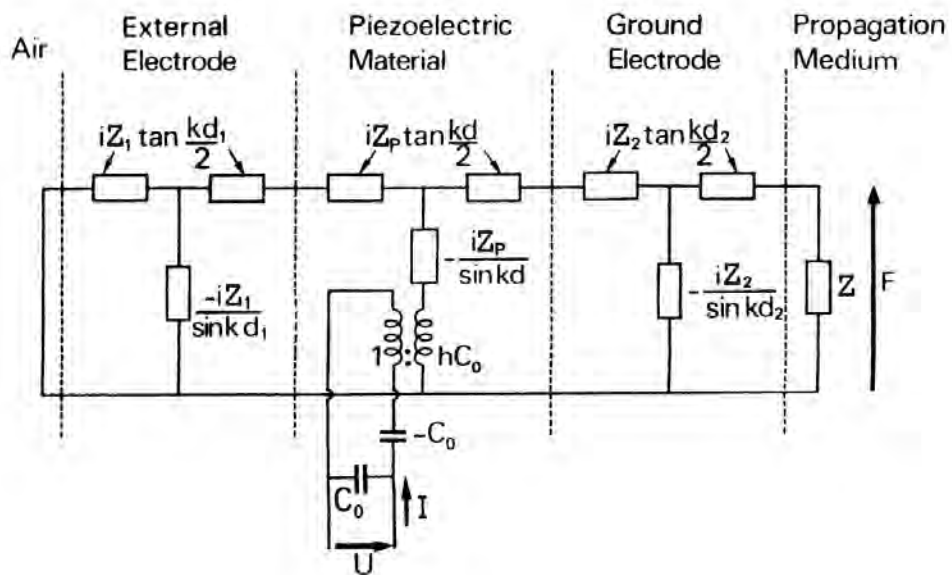


Figura 2.8: Circuito equivalente completo di un trasduttore.

2.4 Impedenza Elettrica

Dall'espressione dell'impedenza di ingresso del risonatore, ricavata con il modello di MASON (matrice delle impedenze), risulta evidente come sia possibile rappresentare un risonatore con un circuito equivalente, che prevede una capacità statica fissa e alcuni elementi (L e C) che tengano conto del comportamento in frequenza del dispositivo. Il modello proposto, valido ovviamente vicino alle condizioni di risonanza, è il circuito di Butterworth-Van Dyke (BVD), valido sia per strutture TE (thickness excitation) sia per strutture LFE (lateral field excitation).

Consideriamo, dalla matrice delle impedenze, l'espressione dell'impedenza vista dalla porta elettrica, per una struttura semplice costituita da uno strato piezoelettrico compreso tra due strati di materiali diversi:

$$Z_e = \frac{1}{jC_0\omega} \left(1 + \frac{K^2}{\phi} Z_P \frac{2Z_P(1 - \cos\phi) - j(Z_1 + Z_2)\sin\phi}{-(Z_P^2 + Z_1Z_2)\sin\phi + jZ_P(Z_1 + Z_2)\cos\phi} \right), \quad (2.54)$$

dove Z_1 e Z_2 sono le impedenze elastiche dei materiali al di sopra ed al di sotto del piezoelettrico. Quest'ultimo ha impedenza Z_P ed accoppiamento elettromeccanico K^2 . L'angolo $\phi = kd$ è uguale a $\omega d/V_P$.

Consideriamo in un primo momento il caso più semplice di un risonatore e successivamente il caso di un trasduttore.

2.4.1 Modello BVD per un risonatore

Un risonatore libero è costituito da una semplice piastra piezoelettrica metallizzata alle due superfici. Corrisponde ad un trasduttore non caricato, con

$Z_1 = 0 = Z_2$. La struttura può vibrare in differenti modi: estensioni di volume e di taglio, a seconda dell'orientazione del cristallo.

Nel caso in cui non ci sia potenza dissipata, l'impedenza elettrica è puramente immaginaria:

$$Z_e = \frac{1}{jC_0\omega} \left(1 - K^2 \frac{\tan(\phi/2)}{\phi/2} \right) = \frac{1}{jC_0\omega} \left(1 - K^2 \frac{\tan(\omega d/2V_P)}{\omega d/2V_P} \right). \quad (2.55)$$

Dunque si può affermare che l'ammettenza $Y = 1/Z_e$ è uguale a zero (per $Z_e = \infty$) ad ogni multiplo dispari della *frequenza di antirisonanza* f_a :

$$\frac{\omega_a^{(n)} d}{2V_P} = (2n + 1) \frac{\pi}{2} \quad \Rightarrow \quad \frac{f_a^{(n)} d}{2V_P} = (2n + 1) f_a, \quad (2.56)$$

dove $f_a = V_P/2d$. Mentre l'ammettenza risulta infinita (per $Z_e = 0$) alla *frequenza di risonanza* $f_r^{(n)}$ così che:

$$K^2 \tan \left(\frac{\pi f_r^{(n)}}{V_P} d \right) = \pi \frac{f_r^{(n)}}{V_P} d. \quad (2.57)$$

Introducendo f_a , quest'ultima può essere riscritta nella forma:

$$K^2 \tan \left(\frac{\pi f_r^{(n)}}{2 f_a} \right) = \frac{\pi f_r^{(n)}}{2 f_a}. \quad (2.58)$$

Misurando le frequenze di antirisonanza f_a e di risonanza $f_r = f_r^{(1)}$, possiamo trovare la velocità di fase $V_P = 2f_a d$ ed il coefficiente di accoppiamento K^2 corrispondente all'onda eccitata,

$$K^2 = \frac{\pi f_r}{2 f_a} \tan \left(\frac{\pi f_a - f_r}{2 f_a} \right). \quad (2.59)$$

Per materiali con coefficiente di accoppiamento grande ($K > 0.3$), la differenza relativa $(f_a - f_r)/f_a$ è molto piccola e il valore può essere approssimato nel seguente modo:

$$K^2 \approx \frac{\pi^2 f_a - f_r}{4 f_a}. \quad (2.60)$$

Vicino alla frequenza fondamentale di risonanza l'ammettenza del risonatore diventa:

$$Y = \frac{jC_0\omega}{1 - \frac{8K^2/\pi^2}{1-\omega^2/\omega_a^2}} = jC_0\omega \frac{\omega_a^2 - \omega^2}{\omega_r^2 - \omega^2}, \quad (2.61)$$

$$\text{con } \omega_r^2 = \omega_a^2 \left(1 - \frac{8K^2}{\pi^2} \right). \quad (2.62)$$

Il risonatore è dunque rappresentato da un circuito elettrico equivalente composto da una capacità statica C_0 e da un circuito risonante serie connesso in parallelo, come mostrato in figura 2.9.

I valori degli elementi del circuito equivalente possono essere ricavati confrontando l'espressione seguente con l'equazione (2.61):

$$Y = jC_0\omega \left[1 + \frac{C_1/C_0}{1 - L_1C_1\omega^2} \right], \quad (2.63)$$

ed in particolare confrontando le pulsazioni di risonanza serie e parallelo,

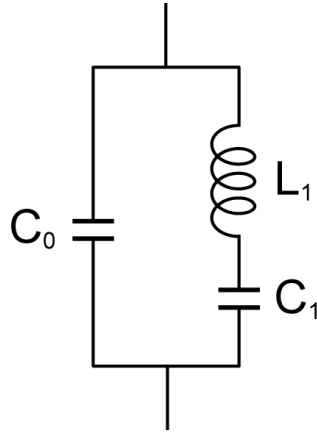


Figura 2.9: Circuito equivalente di Butterworth-Van Dyke.

$$\omega_s^2 = \frac{1}{L_1 C_1}, \quad \omega_p^2 = \omega_s^2 \left(1 + \frac{C_1}{C_0} \right), \quad (2.64)$$

con ω_r e ω_a . Nota dunque la capacità $C_0 = \epsilon^s A/d$, legata alla geometria della struttura, i valori degli altri elementi saranno:

$$\frac{C_1}{C_0} = \frac{\omega_a^2 - \omega_r^2}{\omega_r^2} = \frac{8K^2/\pi^2}{1 - 8K^2/\pi^2}, \quad L_1 = \frac{1 + C_0/C_1}{C_0 \omega_a^2} \approx \frac{\rho d^3}{8Ae^2}. \quad (2.65)$$

Da cui:

$$\frac{f_a - f_r}{f_r} \approx \frac{C_1}{2C_0}. \quad (2.66)$$

Per poter stimare le perdite dovute all'attenuazione intrinseca del materiale, dobbiamo introdurre una resistenza R_1 nel circuito equivalente, in serie con L_1 e C_1 . Questa resistenza è inversamente proporzionale al fattore di qualità

$Q = L_1\omega_r/R_1$ del risonatore. Se le perdite sono di natura viscoelastica, allora si ha $Q = c^D/\omega_r\eta$.

Il prodotto tra il fattore di qualità e la frequenza di risonanza $Qf_r = c^D/2\pi\eta$ caratterizza le prestazioni del materiale.

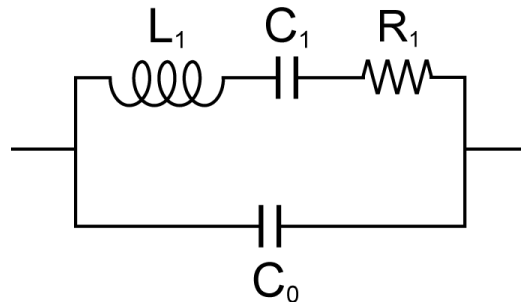


Figura 2.10: Circuito equivalente di Butterworth-Van Dyke con perdite.

2.4.2 Caso di un trasduttore

L'impedenza elettrica (2.54) di un risonatore caricato da entrambi i lati da mezzi con impedenza meccanica Z_1 e Z_2 è un valore complesso, e può essere espressa in questa forma:

$$Z_e = \frac{1}{jC_0\omega} + jX_a(\omega) + R_a(\omega), \quad o \quad Y = jC_p\omega + jB_a(\omega) + G_a(\omega). \quad (2.67)$$

Questa formula include, oltre alla reattanza della capacità statica, una parte reale $R_a(\omega)$ e una parte immaginaria $X_a(\omega)$ (impedenza di moto) che sono entrambe dipendenti dalla frequenza (fig 2.11a). Gli elementi corrispondenti del circuito equivalente parallelo, mostrati in figura 2.11b, sono $B_a(\omega)$ e $G_a(\omega)$.

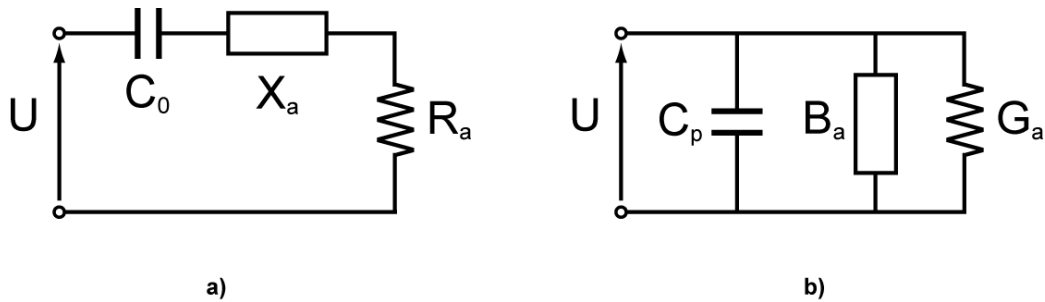


Figura 2.11: Circuito equivalente (a) serie e (b) parallelo per un trasduttore ad onde acustiche di volume.

La resistenza $R_a(\omega)$ e la conduttanza di radiazione $G_a(\omega)$ esprimono la conversione di parte dell'energia fornita dalla sorgente, in potenza meccanica, trasportata dall'onda elastica emessa. Il valore principale di questa potenza meccanica è:

$$\langle P \rangle = \frac{1}{2} R_a(\omega) | I |^2, \quad o \quad \langle P \rangle = \frac{1}{2} G_a(\omega) | U |^2. \quad (2.68)$$

Alla frequenza centrale $f_P = V_P/2d$, per cui $\varphi = k_P d = \pi$, l'impedenza elettrica (2.55)

$$Z_e = \frac{1}{jC_0\omega_P} + \frac{4K^2}{\pi C_0\omega_P} \frac{Z_P}{Z_1 + Z_2} = \frac{1}{jC_0\omega_P} + R_a(\omega_P). \quad (2.69)$$

è composta da una resistenza in serie alla capacità statica. La reattanza di radiazione $X_a(\omega)$ è pari a zero. Se anche $Z_1 = 0$ e $Z_2 = Z_P$ la resistenza di radiazione diventa:

$$R_a(\omega_P) = \frac{4K^2}{\pi} \frac{1}{C_0\omega_P} = \frac{2K^2}{\pi^2} \frac{1}{C_0 f_P}. \quad (2.70)$$

Quando $K^2 \ll 1$, questo risulta molto più piccolo della reattanza $1/C_0\omega_P$ a causa della capacità statica. Questo problema può essere compensato introducendo una induttanza serie L_s come mostrato in figura 2.12. L'efficienza del trasduttore aumenta a spese della larghezza di banda.

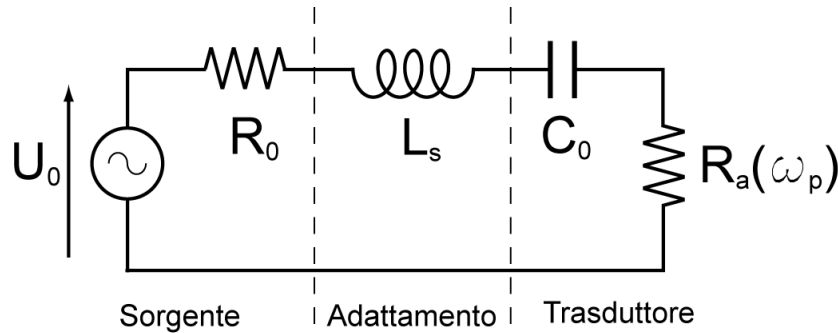


Figura 2.12: Circuito elettrico equivalente di un trasduttore alla sua frequenza centrale, adattato con un'impedenza serie.

Quando è richiesta una banda larga, è meglio aumentare l'efficienza scegliendo $1/C_0\omega_P$ prossimo al valore della resistenza R_0 del generatore. La principale potenza emessa $\langle P \rangle$ è una frazione della massima potenza elettrica P_d disponibile dalla f.e.m. U_0 fornita,

$$\langle P \rangle = \frac{1}{2} \frac{R_a U_0^2}{(R_0 + R_a)^2 + (1/C_0\omega_P)^2}, \quad P_d = \frac{U_0^2}{8R_0}. \quad (2.71)$$

L'efficienza η del trasduttore, definita come il rapporto di queste due potenze,

$$\eta = \frac{\langle P \rangle}{P_d} = \frac{4R_0R_a}{(R_0 + R_a)^2 + (1/C_0\omega_P)^2}, \quad (2.72)$$

assume il valore massimo per $R_0 = \sqrt{R_a^2 + (1/C_0\omega_P)^2}$, per esempio, $R_0 \approx 1/C_0\omega_P$, quando $K^2 \ll 1$. In pratica, per un dato materiale ed una data frequenza, questa condizione determina la sezione dell'area trasversale del trasduttore. Dalla 2.70, la massima efficienza si avrà per:

$$\eta_{max} = 2R_aC_0\omega_P \approx \frac{8K^2}{\pi} \ll 1. \quad (2.73)$$

Esempio

Riportiamo un esempio applicabile poi al progetto presentato.

Se consideriamo un caso di adattamento per $R_0 = 50\Omega$, tipicamente usato sia nel caso di misure con Network Analyzer, sia nel caso di integrazione in circuiti oscillatori, poniamo

$$\frac{1}{C_0\omega_P} = 50. \quad (2.74)$$

Conoscendo che:

$$C_0 = \epsilon \frac{S}{d}, \quad \omega_P = 2\pi f \quad (2.75)$$

Utilizziamo adesso l'espressione scritta in precedenza per massimizzare l'efficienza del risonatore, possiamo scrivere in funzione della superficie S che

$$S = \frac{d}{\epsilon \cdot 2\pi \cdot f \cdot 50}. \quad (2.76)$$

Considerando adesso un caso specifico, ad esempio fissando i seguenti valori di frequenza, costante dielettrica e spessore del materiale piezoelettrico, $f = 4.7GHz$, $\epsilon = 9.5 \cdot 10^{-11}$ e $d = 1 \cdot 10^{-6}$, possiamo calcolare il lato che deve avere il risonatore per ottenere un buon adattamento:

$$l = \sqrt{S} \simeq 84.4\mu m. \quad (2.77)$$

Capitolo 3

Progetto e Simulazione

I risonatori ad onde acustiche che si distinguono secondo la direzione di propagazione delle onde, cioè sulla superficie del materiale (superficiali) o all'interno del suo volume (di volume), attualmente rappresentano dei componenti essenziali nei circuiti elettronici e sono in ampia misura impiegati nel campo sensoriale, come dispositivi base per la realizzazione di sensori chimici e fisici.

Come è stato già accennato nel capitolo precedente, una struttura risonante basata sulle onde acustiche di volume è un dispositivo estremamente semplice, costituito da un cristallo piezoelettrico inserito tra due elettrodi metallici piani e paralleli. Fornendo una tensione opportuna ai due elettrodi del dispositivo si genera un campo elettrico che produce una risonanza meccanica, nel caso in cui la frequenza della tensione applicata sia in accordo con le condizioni imposte dai parametri fisici. In questo caso il dispositivo può pilotare un circuito elettronico oscillante imponendo la frequenza di oscillazione.

Il cristallo che nella storia dell'elettronica è stato maggiormente utilizzato

è sicuramente il quarzo, il quale, con il tagliato opportuno, presenta buone caratteristiche di stabilità in temperatura che ne favoriscono l'impiego nella realizzazione di sorgenti stabili in frequenza (oscillatori stabilizzati al quarzo), nella realizzazione di linee di ritardo e nella sensoristica in generale.

La necessità di un livello sempre più alto di *integrazione* e l'esigenza di frequenze di risonanza sempre più elevate (oltre il GHz), pongono importanti limiti all'utilizzo del quarzo nell'elettronica e nella sensoristica. Osservando infatti la relazione seguente, che lega la frequenza caratteristica di un risonatore ad onde di volume con lo spessore d del cristallo piezoelettrico e con v la velocità di propagazione dell'onda nel materiale,

$$f = \frac{v}{2d}$$

è possibile notare come, fissata la v propria del materiale, sia necessario agire sullo spessore e , per raggiungere le frequenze delle microonde, occorre utilizzare materiali con spessori dell'ordine di qualche micron.

Nel caso di un quarzo con taglio AT, tipicamente usato per le microbilance, le frequenze di funzionamento più elevate che si possono raggiungere sono dell'ordine dei $20 - 30 \text{ MHz}$, usando dunque spessori compresi tra i 60 e gli $80 \mu\text{m}$ data la velocità di propagazione di circa 3300 m/s . Per poter ottenere frequenze maggiori sarebbe necessario riuscire a fabbricare dei quarzi con spessori sufficientemente piccoli da poter essere utilizzati a frequenze superiori a qualche centinaio di MHz, cosa impensabile per ovvie limitazioni tecnologiche, o lavorare con le armoniche superiori. L'alternativa più ovvia è così quella di lavorare con materiali che hanno velocità di propagazione più elevate e soprattutto che possono essere cresciuti su substrati, come ad esem-

pio il Silicio, con la *tecnica dei film sottili*, per ottenere spessori dell'ordine del micron e per consentire l'integrazione con l'elettronica di contorno.

Nelle pagine seguenti verranno descritte le fasi di progetto e la realizzazione di un risonatore ad onde acustiche di volume (BAW), che utilizza un materiale piezoelettrico a film sottile, fabbricato su substrato di Silicio.

3.1 Risonatore TFBAR

La struttura dei comuni quarzi presenti in commercio, di cui si è parlato in precedenza, è costituita da un cristallo di quarzo con gli elettrodi realizzati sulle due superfici, il tutto contenuto in appositi package con fili metallici che assicurano il contatto ohmico e l'isolamento acustico, fondamentale per la realizzazione della struttura risonante.

Nel caso di dispositivi integrati sul silicio, pur rispettando la struttura di base del risonatore, per garantire l'isolamento acustico dal substrato è necessario ricorrere ad accorgimenti diversi, che siano compatibili con la tecnologia planare dei circuiti integrati.

La strategia utilizzata nel lavoro presentato si basa sulla realizzazione dell'isolamento acustico tramite la costruzione del dispositivo su di una membrana. La struttura che è dunque stata scelta nel progetto è del tipo schematizzato nella figura 3.1, con lo scopo di realizzare la struttura risonante in modo da rimanere sospesa e senza vincoli con il substrato sull'asse verticale (asse di propagazione dell'onda acustica).

Analizzando la figura, nella parte superiore del dispositivo notiamo quella che è la classica struttura di un risonatore ad onde di volume, composta da due film metallici (in grigio chiaro) tra i quali è presente lo strato di materiale

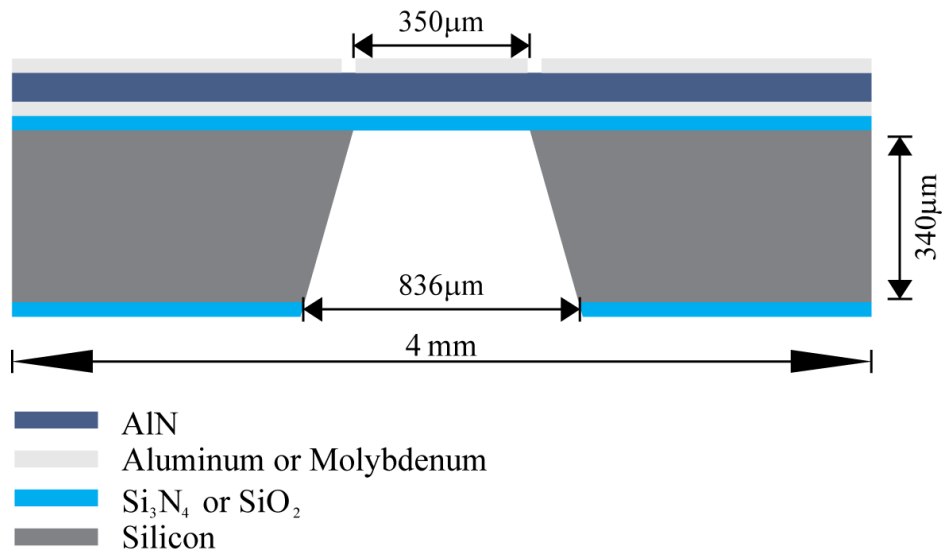


Figura 3.1: Schema del dispositivo in sezione.

piezoelettrico (in blu), il tutto si trova al di sopra di un film di materiale (in celeste) scelto in maniera tale che abbia le caratteristiche acustiche necessarie per garantire un buon funzionamento della struttura risonante, e che sia compatibile con i passi tecnologici previsti per la realizzazione. Il tutto è realizzato su un substrato di silicio (in grigio scuro) al di sotto del quale è presente uno strato dello stesso materiale nominato in precedenza, in questo caso utile solo ai fini tecnologici.

Sulla scelta del materiale se ne parlerà a lungo nel capitolo sulla fabbricazione, comunque possiamo anticipare che i materiali scelti sono quelli indicati nella legenda, cioè Alluminio o Molibdeno per i film metallici, Nitruro di Silicio o Ossido di Silicio per gli strati della membrana e lo strato protettivo inferiore, e il Nitruro di Alluminio (AlN) come materiale piezoelettrico. La scelta in particolare di quest'ultimo è legata alle sue ottime proprietà, infatti mostra buona compattezza e regolarità nella struttura, buona stabilità

chimica ed alta velocità acustica. La scelta dei metalli è strettamente legata alla crescita dell' AlN e ovviamente alle loro proprietà acustiche.

Per quanto riguarda invece la scelta del materiale per la realizzazione della membrana, è stato possibile scegliere tra i due materiali elencati, però con una preferenza per il Nitrato di Silicio, per la sua particolare durezza, resistenza e le sue buone proprietà acustiche, nonché per motivi tecnologici che saranno analizzati nei capitoli successivi.

3.1.1 Geometria del risonatore

La struttura risonante realizzata è, come possiamo vedere in figura (3.2), di forma quadrata, per rispettare quelle che sono le simmetrie del reticolo cristallino del substrato, cosa di fondamentale importanza per la presenza nel processo di un attacco anisotropo del silicio.

La parte di metallo più esterna che in figura è indicata con il colore grigio chiaro insieme con lo strato di metallo sottostante il cristallo piezoelettrico, costituiscono le armature di un condensatore a facce piane e parallele collegato in serie alla struttura risonante.

Poiché la capacità di questo condensatore, a causa della maggiore superficie rispetto all'elettrodo centrale del dispositivo, è molto più grande della capacità statica del dispositivo stesso, dinamicamente realizza un buon contatto elettrico. Non è quindi necessario accedere alla metallizzazione inferiore, cosa che avrebbe complicato il processo: entrambi i contatti possono essere realizzati sulla metallizzazione superiore.

La particolare forma dell'elettrodo centrale è stata studiata in modo da poter realizzare la saldatura ad ultrasuoni (Kulicke & Soffa modello 4523

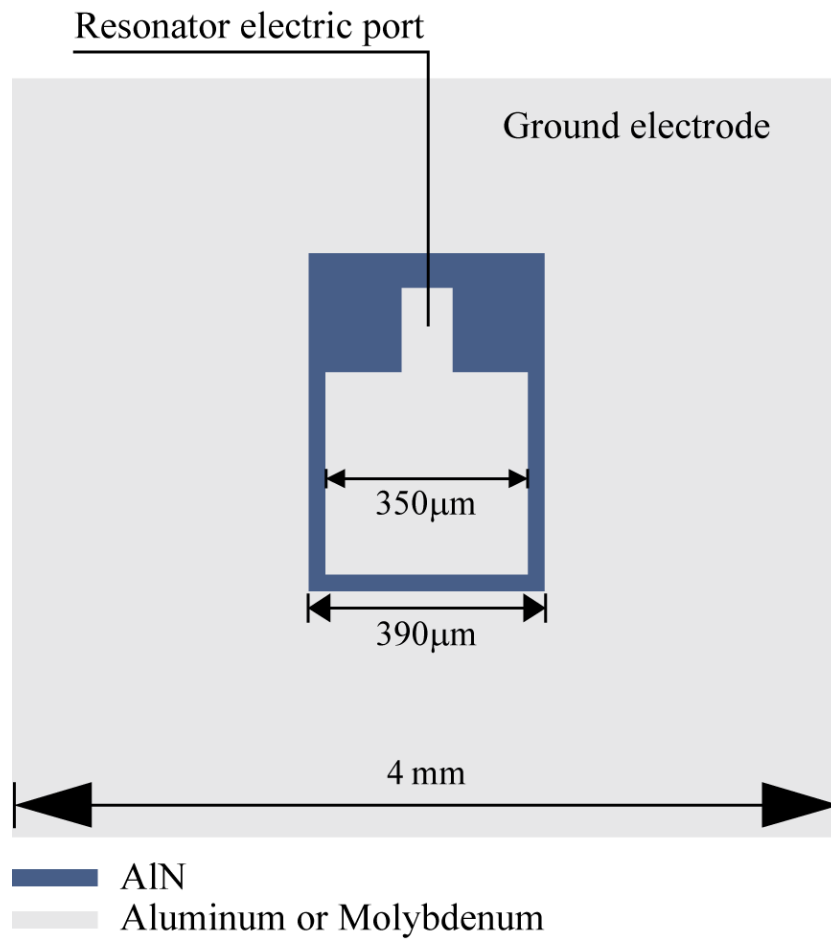


Figura 3.2: Struttura degli elettrodi (vista dall'alto).

- Istituto di Acustica O.M. Corbino), per il contatto elettrico, in un punto al di fuori della membrana, in modo da non danneggiare quest'ultima in seguito al processo di saldatura e in modo da non appesantire la struttura risonante. La parte in blu mostra invece la zona dove è stato eliminato il metallo per la realizzazione dei due elettrodi, lasciando dunque visibile il Nitruro di Alluminio sottostante.

3.2 Strutture acustiche multilayer

Nel precedente capitolo è stata affrontata la problematica della modellizzazione, tramite i circuiti equivalenti di Mason, delle strutture acustiche, in relazione sia ai materiali non piezoelettrici sia ai cristalli piezoelettrici. In questo paragrafo sarà affrontato il problema della risoluzione del circuito equivalente complessivo, che descrive interamente la struttura acustica progettata, descritta nella sezione precedente.

Per trovare una semplice procedura adatta alla risoluzione dei dispositivi acustici costituiti da più *layer* è opportuno rappresentare le reti a \mathbf{T} , ricavate nel capitolo 2, mediante la *matrice di trasmissione diretta*.

In una generica rete due porte, come quella in figura (3.3), la relazione che lega le grandezze di uscita ($V_2, -I_2$) e le grandezze di ingresso (V_1, I_1) in forma matriciale è:

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ I_1 \end{pmatrix} = \mathbf{T} \cdot \begin{pmatrix} V_2 \\ -I_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} V_2 \\ -I_2 \end{pmatrix},$$

dove i coefficienti della matrice sono i seguenti

$$A = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)_{I_2=0}; \quad B = \left(-\frac{V_1}{I_2} \right)_{V_2=0}; \quad C = \left(\frac{I_1}{V_2} \right)_{I_2=0}; \quad D = \left(-\frac{I_1}{I_2} \right)_{V_2=0}. \quad (3.1)$$

Per la generica rete a \mathbf{T} di figura (3.4), dalle definizioni della (3.1), si ha

$$\begin{aligned} A &= \frac{Z_2 + Z_3}{Z_3} & B &= \frac{Z_2^2 + 2Z_2Z_3}{Z_3} \\ C &= \frac{1}{Z_3} & D &= A = \frac{Z_2 + Z_3}{Z_3} \end{aligned} \quad (3.2)$$

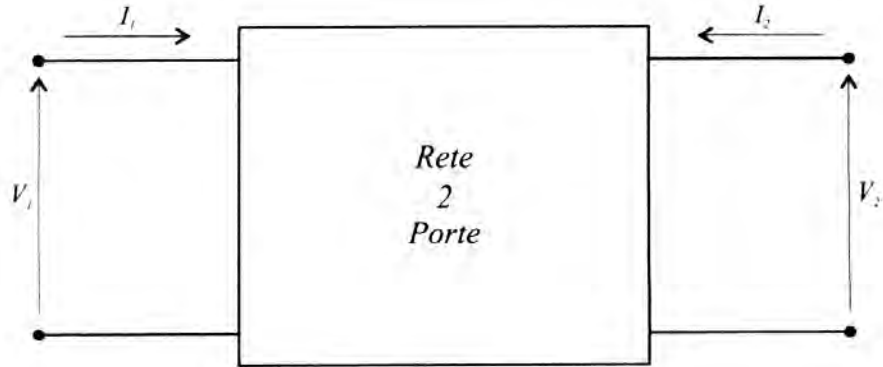


Figura 3.3: Generica rete due porte.

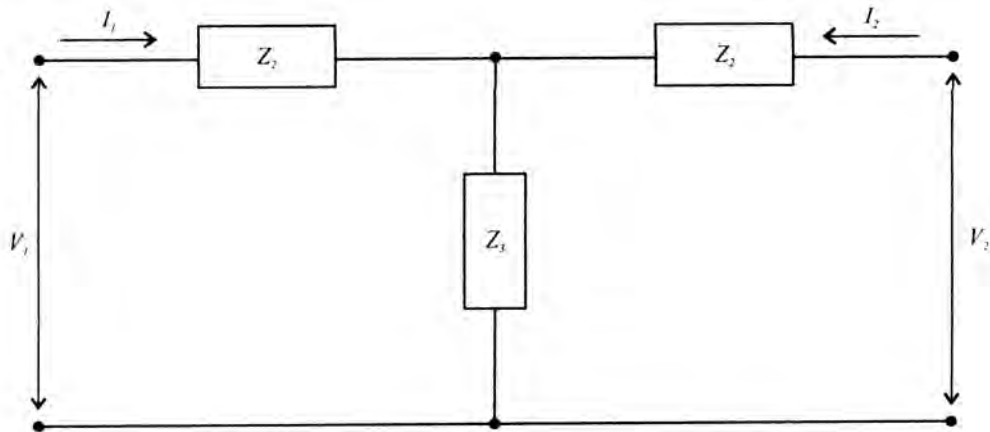


Figura 3.4: Rete a T .

Confrontando i circuiti (1.4-II) e (3.4), e sostituendo i valori di Z_2 e Z_3 , si ottiene

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(kd) & iZ \sin(kd) \\ \frac{i \sin(kd)}{Z} & \cos(kd) \end{pmatrix}.$$

Si consideri un dispositivo acustico ad n strati, in cui l' i -esimo è un materiale piezoelettrico. Una struttura di questo tipo ha un circuito equivalente costituito dalla serie di n reti ciascuna delle quali corrisponde ad uno strato ed è descritta da una matrice a \mathbf{T} . Il prodotto delle prime $i - 1$ matrici, che rappresentano gli strati di materiale che precedono il piezoelettrico, dà una matrice \mathbf{T}_1 , la quale descrive il comportamento delle prime $i - 1$ reti, mentre il prodotto delle ultime $n - i$ dà una matrice \mathbf{T}_2 , che descrive le ultime $n - i$ reti, relative ai materiali che seguono il piezoelettrico.

Secondo quanto detto, il dispositivo in esame è equivalente ad una struttura fittizia a tre strati: il primo, non reale, rappresentato dalla matrice \mathbf{T}_1 ; il secondo, reale, relativo al materiale piezoelettrico; il terzo, anch'esso non reale, rappresentato dalla matrice \mathbf{T}_2 . Nella figura (3.5) è rappresentato il circuito equivalente del dispositivo ad n layer. Le impedenze Z_2 e Z_3 che compaiono nella figura, sono relative al piezoelettrico, mentre Z_1 e Z_4 , che sono in realtà a loro volta delle reti a \mathbf{T} , sono così definite:

$$Z_1 = \frac{A_1 Z_{01} + B_1}{C_1 Z_{01} + D_1} \quad (3.3)$$

$$Z_4 = \frac{A_2 Z_{02} + B_2}{C_2 Z_{02} + D_2} \quad (3.4)$$

dove A_1, B_1, C_1 e D_1 sono le componenti della matrice \mathbf{T}_1 ; A_2, B_2, C_2 e D_2 sono le componenti della matrice \mathbf{T}_2 , e Z_{01} e Z_{02} sono date dalle condizioni al contorno.

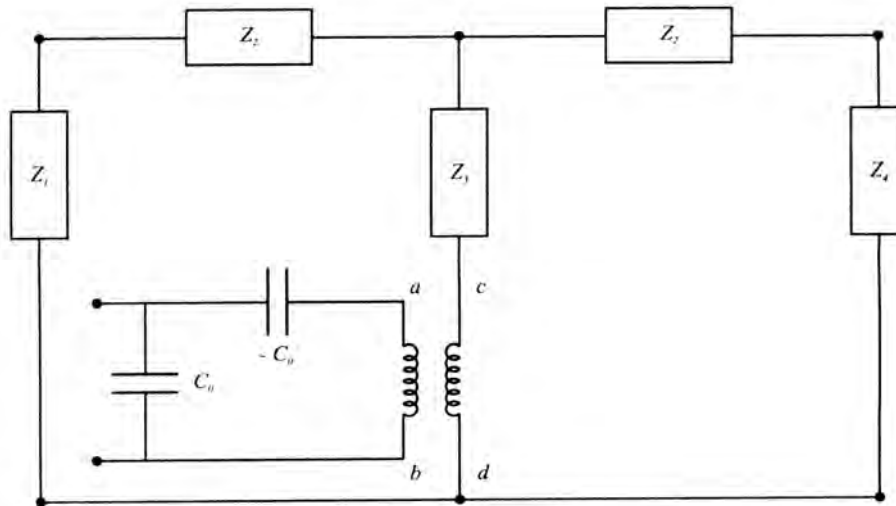


Figura 3.5: Circuito equivalente di un dispositivo costituito da n layer il cui i – esimo è piezoelettrico.

Se il primo layer è a contatto con l'aria, allora Z_{01} si può approssimare a zero, quindi

$$Z_1 = \frac{B_1}{D_1}.$$

Se l'ultimo layer è il substrato, supposto indefinito, su cui sono stati cresciuti gli altri materiali allora Z_{02} si assume reale e pari all'impedenza acustica caratteristica del substrato. D'altronde nel nostro caso specifico, avendo praticato un'apertura nel silicio, anche Z_{02} risulta pari a zero.

Partendo dal circuito in figura (3.5) è possibile arrivare a rappresentare la struttura come in figura (3.6-a), ponendo che:

$$Z_5 = \frac{(Z_1 + Z_2) + (Z_2 + Z_4)}{Z_1 + 2Z_2 + Z_4} + Z_3$$

e inoltre applicando il rapporto di trasformazione $N = hC_0$ del trasformatore ideale del piezo, il circuito viene rappresentato a sua volta come in figura (3.6-b)

$$Z_6 = \frac{Z_5}{h^2 C_0^2}.$$

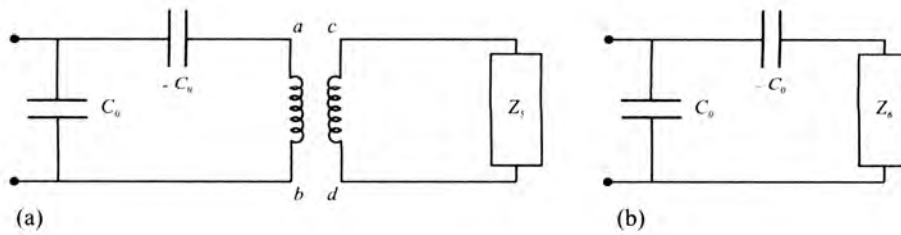


Figura 3.6: Circuiti equivalenti alla figura (3.5).

Dal parallelo tra la capacità C_0 e la serie di Z_6 e $-C_0$ si ottiene l'impedenza equivalente

$$Z_{eq} = \frac{-iZ_6\omega C_0 + 1}{Z_6\omega^2 C_0^2}$$

della struttura acustica formata da un numero n qualsiasi di strati. Noti i parametri fisici di ogni singolo mezzo di propagazione (densità, velocità di propagazione delle onde, impedenza acustica, spessore, . . .) si possono trovare le frequenze di risonanza del dispositivo acustico studiando l'andamento di Z_{eq} in funzione della frequenza.

Utilizzando quanto descritto fino ad ora, è stata sviluppata una routine per il programma MATLAB (riportata in dettaglio nell'Appendice A), attraverso la quale è possibile simulare su PC il comportamento di qualsiasi struttura acustica multilayer e ottenere quindi l'andamento di Z_{eq} in funzione della frequenza.

3.3 Simulazione del dispositivo TFBAR con MATLAB

Nei paragrafi che seguono vengono riportate le simulazioni effettuate a partire dal caso più semplice, cioè dal solo materiale piezoelettrico, considerando il risonatore con gli elettrodi acusticamente trasparenti, fino ad arrivare alla struttura completa, simulata anche con differenti materiali.

Nel caso ideale, cioè nel caso in cui consideriamo solo un mezzo piezoelettrico di spessore d , possiamo affermare che i possibili modi di vibrazione, per i quali si ha risonanza, sono quelli per cui la lunghezza dell'onda acustica che si genera nel materiale assume i valori $2d, d, \frac{2}{3}d, \frac{1}{2}d, \dots$.

Possiamo dunque definire la frequenza fondamentale di risonanza come

$$f_0 = \frac{v}{\lambda} = \frac{v}{2d}, \quad (3.5)$$

e gli altri modi di vibrazione come

$$f_1 = 2f_0, f_2 = 3f_0, f_3 = 4f_0, \dots,$$

anche se in realtà i modi eccitabili sono solamente quelli per cui il valore medio dello stress, calcolato su tutto lo spessore del mezzo, risulta diverso da 0; quindi si avranno solo le armoniche dispari.

La formula 3.3 è valida solamente nel caso ideale, dal momento che, aggiungendo altri materiali alle superfici del piezoelettrico, con velocità di propagazione ovviamente diverse, si avranno dei discostamenti sempre maggiori in relazione alle caratteristiche acustiche dei materiali ed al conseguente aumento delle lunghezze d'onda λ .

Per questo le prime simulazioni che saranno riportate avranno valori coincidenti al calcolo con la formula 3.3, e mano mano che si andranno a complicare le strutture, le frequenze diminuiranno sempre più.

3.3.1 Risonatore TFBAR con elettrodi acusticamente trasparenti

Nella simulazione di seguito riportata è stato studiato il comportamento della struttura con elettrodi acusticamente trasparenti cioè il caso ideale, le cui frequenze di risonanza coincidono con la relazione 3.5. Nelle simulazioni sono stati considerati i parametri presenti nella tabella seguente e sono state fatte due simulazioni considerando inoltre due diversi spessori per lo strato piezoelettrico.

Tabella 3.1: Coefficienti del Nitruro di alluminio.

	AlN
V (m/s)	11354.43
Z_{mec} (Ns/m)	5.63
A (mm^2)	0.1225
ρ (Kg/m^3)	3260
d (m)	1 – 2 μ m
ϵ_{33} (F/m)	$9.5 \cdot 10^{-11}$
C_0 (F)	$1.44 \cdot 10^{-11} - 7.22 \cdot 10^{-12}$
h (C/Fm)	$1.63 \cdot 10^{10}$
e_{33} (C/m ²)	1.55

Nelle figure seguenti è riportato l'andamento della parte immaginaria dell'impedenza Z_{eq} e dell'ammettenza Y_{eq} in funzione della frequenza f , evidenziando il valore della risonanza f_r e dell'antirisonanza f_a , per il risonatore nel caso degli spessori riportati in tabella. Le simulazioni riportate confermano la presenza di risonanze, corrispondenti al calcolo teorico, con i seguenti risultati:

$$\begin{array}{llll}
 f_r = \frac{\omega}{2\pi} = 5.536GHz & f_a = \frac{\omega}{2\pi} = 5.676GHz & \text{per} & d = 1\mu m \\
 f_r = \frac{\omega}{2\pi} = 2.768GHz & f_a = \frac{\omega}{2\pi} = 2.838GHz & \text{per} & d = 2\mu m
 \end{array}$$

E' da notare che le simulazioni effettuate con questo metodo non permettono di tenere conto delle perdite nel materiale, e dunque delle parti reali di Z_{eq} e Y_{eq} , è per questo che i grafici rappresentano solamente le parti immaginarie dell'impedenza e dell'ammettenza equivalenti.

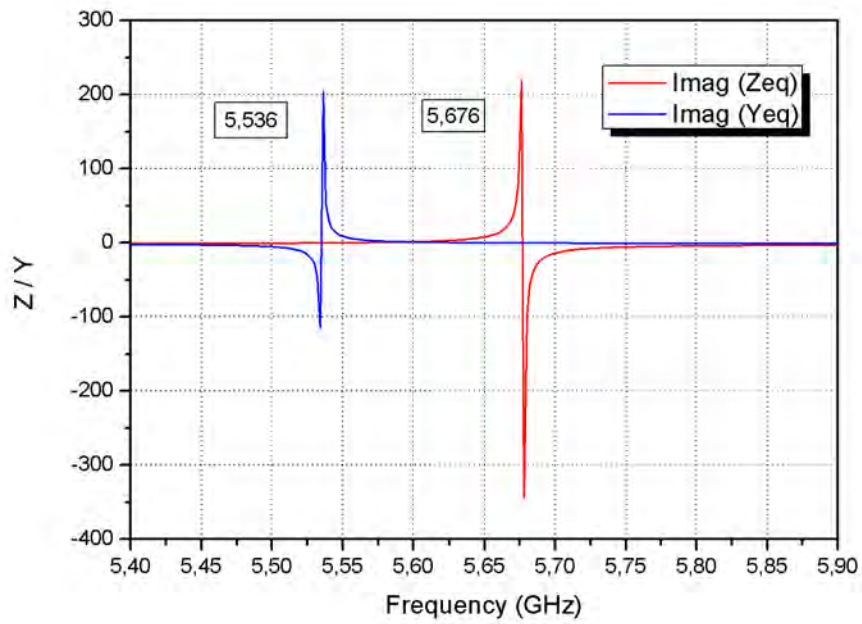


Figura 3.7: Andamenti della parte immaginaria di Z_{eq} e Y_{eq} del dispositivo con elettrodi acusticamente trasparenti, per $d=1 \mu m$.

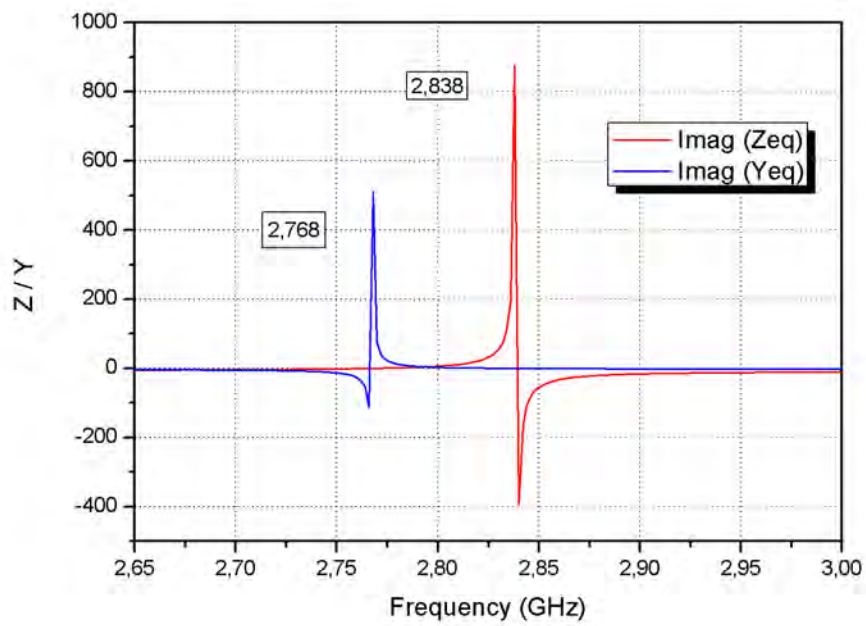


Figura 3.8: Andamenti della parte immaginaria di Z_{eq} e Y_{eq} del dispositivo con elettrodi acusticamente trasparenti, per $d=2 \mu m$.

3.3.2 Risonatore TFBAR

Partendo dal caso precedente sono stati introdotti i due layer dei materiali metallici, rispettivamente di Alluminio e Molibdeno, non considerando quindi nullo il loro spessore, sebbene sia piccolo rispetto allo spessore dell'AlN. Si può intuitivamente prevedere che essendo aumentato lo spessore complessivo del dispositivo, sia aumentata di conseguenza anche la lunghezza d'onda dei modi di vibrazione. Ci aspettiamo quindi una frequenza di risonanza più bassa del caso precedente. Ancora una volta sono rappresentati nella tabella seguente i coefficienti per la simulazione, la quale ha confermato proprio il risultato atteso.

Tabella 3.2: Coefficienti del risonatore TFBAR.

	Mo	AlN	Al
V (m/s)	6290	11354.43	6420.4
Z_{mec} (Ns/m)	7.85	4.53	2.12
A (mm^2)		0.1225	
ρ (Kg/m^3)	10200	3260	2700
d (m)	$0.1\mu m$	$1 - 2\mu m$	$0.1\mu m$
ϵ_{33} (F/m)		$9.5 \cdot 10^{-11}$	
C_0 (F)		$1.44 \cdot 10^{-11} - 7.22 \cdot 10^{-12}$	
h (C/Fm)		$1.63 \cdot 10^{10}$	
e_{33} (C/m^2)		1.55	

Nelle figure seguenti è riportato l'andamento della parte immaginaria dell'impedenza Z_{eq} e dell'ammettenza Y_{eq} in funzione della frequenza f , riportando i valori di risonanza f_r ed antirisonanza f_a per il risonatore nel caso

degli spessori riportati in tabella. La simulazione conferma un comportamento simile al caso precedente ma con una traslazione dei grafici verso le frequenze più basse, con i seguenti risultati per il caso degli elettrodi in Alluminio:

$$f_r = \frac{\omega}{2\pi} = 4.696GHz \quad f_a = \frac{\omega}{2\pi} = 4.828GHz \quad \text{per} \quad d = 1\mu m$$

$$f_r = \frac{\omega}{2\pi} = 2.548GHz \quad f_a = \frac{\omega}{2\pi} = 2.617GHz \quad \text{per} \quad d = 2\mu m$$

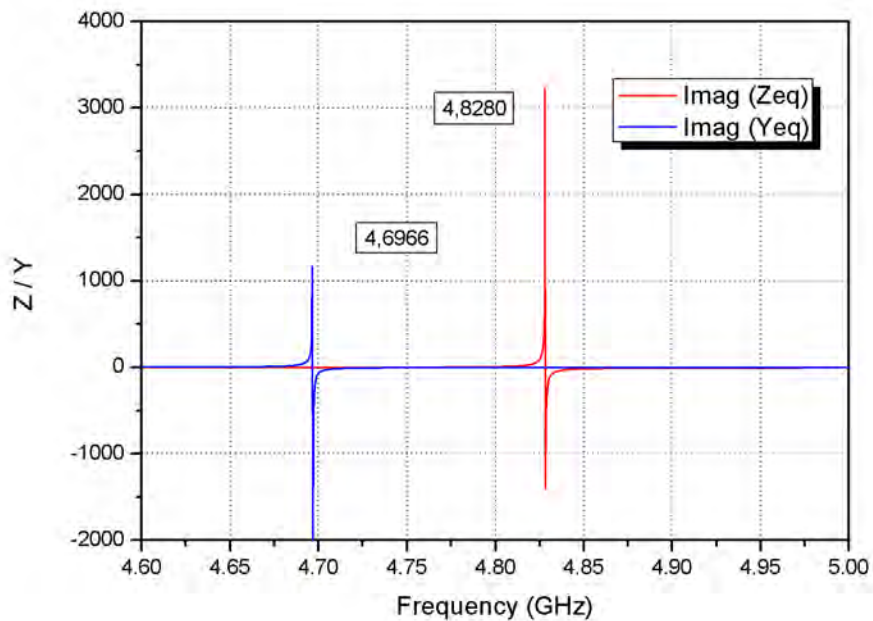


Figura 3.9: Andamenti della parte immaginaria di Z_{eq} e Y_{eq} del dispositivo TFBAR con elettrodi in Alluminio, per $d=1 \mu m$.

Le simulazioni svolte nell'analisi di questo caso sono state ripetute più volte cambiando lo spessore dei metalli, partendo da $0.2\mu m$ fino a $0.05\mu m$. Da

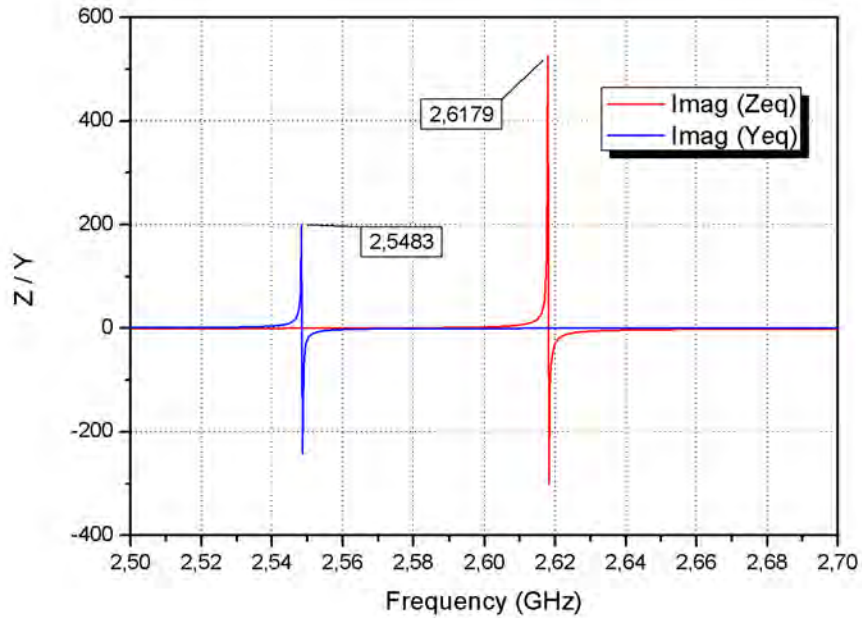


Figura 3.10: Andamenti della parte immaginaria di Z_{eq} e Y_{eq} del dispositivo TFBAR con elettrodi in Alluminio, per $d=2 \mu m$.

queste si è notato ovviamente un migliore funzionamento in frequenza del dispositivo con spessori minori, ma per piccole variazioni di spessore non si sono apprezzate in maniera consistente le variazioni di frequenza. Quindi si può assumere che le variazioni di spessore dovute a piccole variazioni dei parametri di processo non alterano in maniera molto significativa il comportamento del dispositivo.

Dai grafici e dai dati relativi alla struttura con gli elettrodi in Molibdeno si mostra come questo materiale, data la maggiore densità, causi una diminuzione della frequenza di funzionamento, ma in realtà, per considerazioni che saranno fatte successivamente, si può ritenere acusticamente più performante

del precedente.

Riportiamo dunque le simulazioni nel caso degli elettrodi in Molibdeno.

$$f_r = \frac{\omega}{2\pi} = 3.488GHz \quad f_a = \frac{\omega}{2\pi} = 3.592GHz \quad \text{per} \quad d = 1\mu m$$

$$f_r = \frac{\omega}{2\pi} = 2.115GHz \quad f_a = \frac{\omega}{2\pi} = 2.177GHz \quad \text{per} \quad d = 2\mu m$$

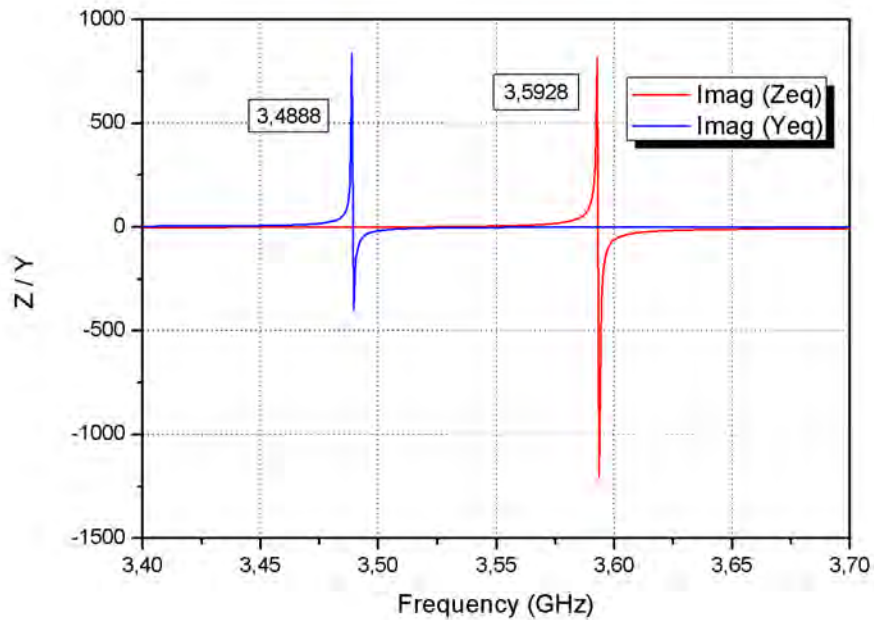


Figura 3.11: Andamenti della parte immaginaria di Z_{eq} e Y_{eq} del dispositivo TFBAR con elettrodi in Molibdeno, per $d=1 \mu m$.

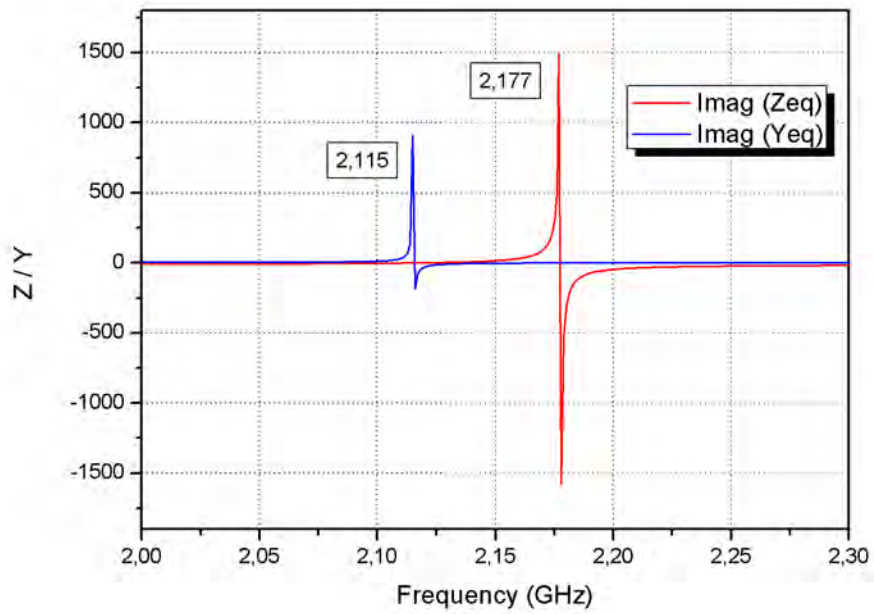


Figura 3.12: Andamenti della parte immaginaria di Z_{eq} e Y_{eq} del dispositivo TFBAR con elettrodi in Molibdeno, per $d=2 \mu m$.

3.3.3 Risonatore TFBAR Completo

In fine è stata analizzata la struttura completa aggiungendo alla simulazione lo strato di materiale che costituisce la membrana. Quest'ultimo è stato realizzato in Nitruro di Silicio, per le proprietà già descritte prima, anche se in realtà è stata simulata anche la struttura con l'Ossido di Silicio. Nella tabella sono riportati i coefficienti utilizzati per la simulazione:

Tabella 3.3: Coefficienti del risonatore TFBAR completo.

	Mo	AlN	Al	SiO_2	SiN
V (m/s)	6290	11354.43	6420.4	5973.43	8241.63
Z_{mec} (Ns/m)	7.85	4.53	2.12	1.93	2.67
A (mm^2)		0.1225			
ρ (Kg/m^3)	10200	3260	2700	2200	2650
d (m)	$0.1\mu m$	$1 - 2\mu m$	$0.1\mu m$	$1\mu m$	$1\mu m$
ϵ_{33} (F/m)		$9.5 \cdot 10^{-11}$			
C_0 (F)		$1.44 \cdot 10^{-11} - 7.22 \cdot 10^{-12}$			
h (C/Fm)		$1.63 \cdot 10^{10}$			
e_{33} (C/m^2)		1.55			

Anche in questo caso, per l'aggiunta di un ulteriore strato, ci aspettiamo un abbassamento della frequenza di risonanza. Di seguito sono riportati i risultati delle simulazioni e l'andamento in frequenza della parte immaginaria dell'impedenza Z_{eq} e dell'ammittenza Y_{eq} , con i due spessori di AlN, con i due materiali per la membrana e con i due diversi metalli.

Caso con l'Ossido di Silicio :

- Elettrodi in Alluminio

$$f_r = \frac{\omega}{2\pi} = 1.6026GHz \quad f_a = \frac{\omega}{2\pi} = 1.6071GHz \quad \text{per} \quad d = 1\mu m$$

$$f_r = \frac{\omega}{2\pi} = 1.3758GHz \quad f_a = \frac{\omega}{2\pi} = 1.3861GHz \quad \text{per} \quad d = 2\mu m$$

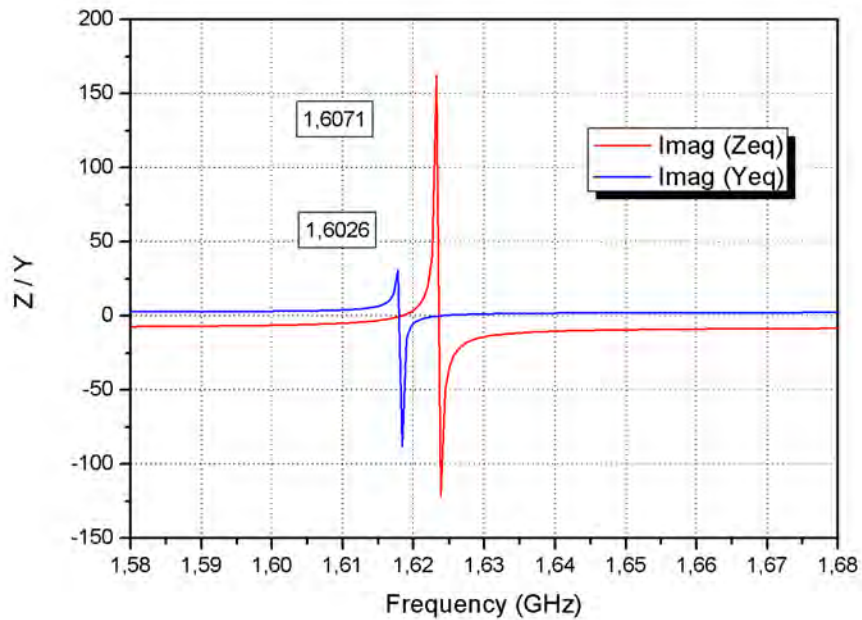


Figura 3.13: Andamenti della parte immaginaria di Z_{eq} e Y_{eq} del dispositivo completo (con membrana di *Ossido di Silicio* ed elettrodi in Alluminio) per $d=1 \mu m$.

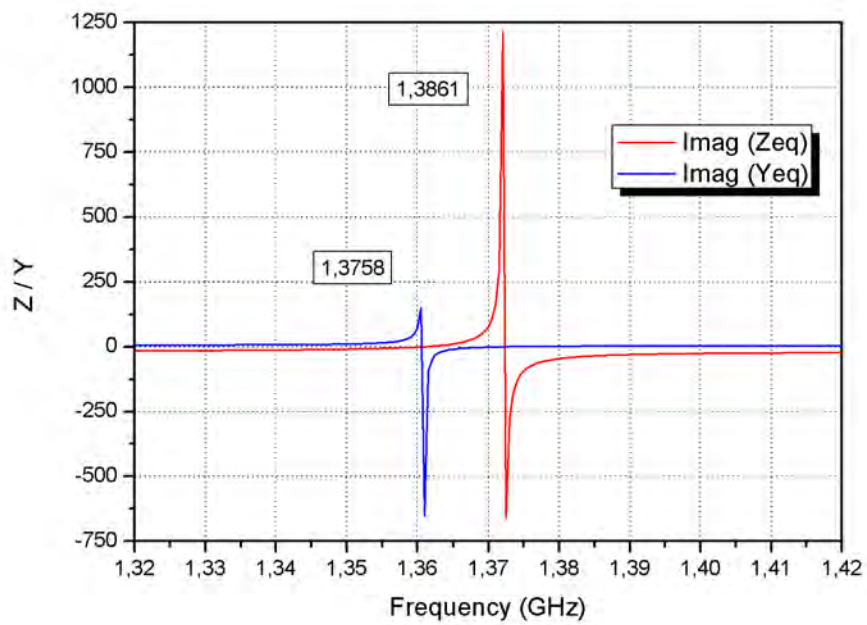


Figura 3.14: Andamenti della parte immaginaria di Z_{eq} e Y_{eq} del dispositivo completo (con membrana di *Ossido di Silicio* ed elettrodi in Alluminio) per $d=2 \mu m$.

- Elettrodi in Molibdeno

$$f_r = \frac{\omega}{2\pi} = 1.5912 \text{GHz} \quad f_a = \frac{\omega}{2\pi} = 1.5988 \text{GHz} \quad \text{per} \quad d = 1 \mu\text{m}$$

$$f_r = \frac{\omega}{2\pi} = 1.3758 \text{GHz} \quad f_a = \frac{\omega}{2\pi} = 1.3906 \text{GHz} \quad \text{per} \quad d = 2 \mu\text{m}$$

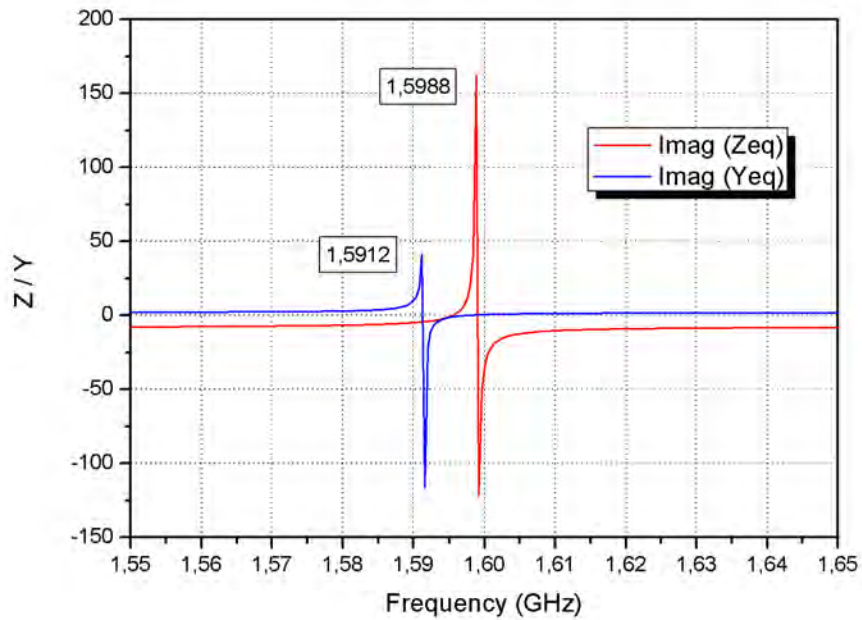


Figura 3.15: Andamenti della parte immaginaria di Z_{eq} e Y_{eq} del dispositivo completo (con membrana di *Ossido di Silicio* ed elettrodi in Molibdeno) per $d=1 \mu\text{m}$.

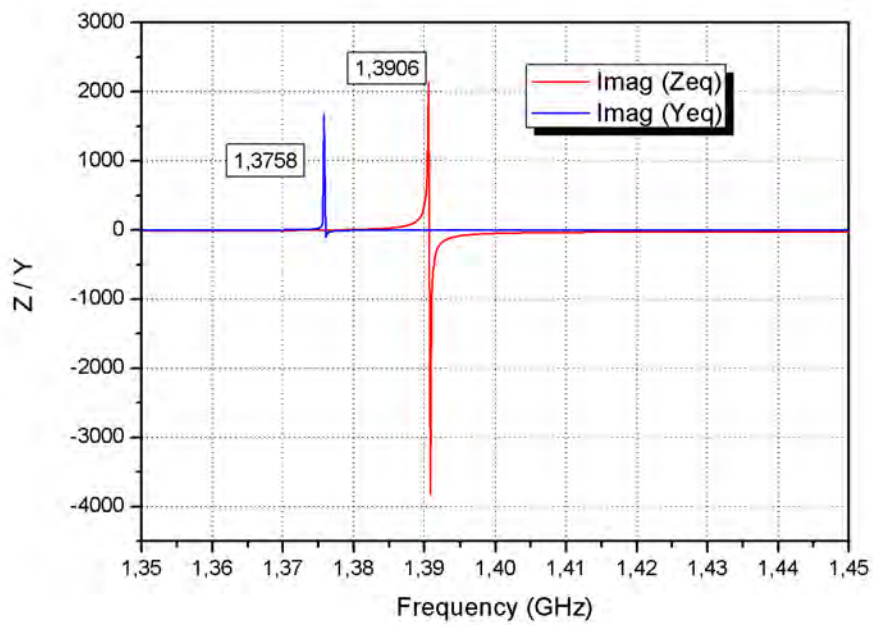


Figura 3.16: Andamenti della parte immaginaria di Z_{eq} e Y_{eq} del dispositivo completo (con membrana di *Ossido di Silicio* ed elettrodi in Molibdeno) per $d=2 \mu m$.

Caso con il Nitruro di Silicio :

- Elettrodi in Alluminio

$$f_r = \frac{\omega}{2\pi} = 2.0096GHz \quad f_a = \frac{\omega}{2\pi} = 2.0206GHz \quad \text{per} \quad d = 1\mu m$$

$$f_r = \frac{\omega}{2\pi} = 1.5746GHz \quad f_a = \frac{\omega}{2\pi} = 1.5962GHz \quad \text{per} \quad d = 2\mu m$$

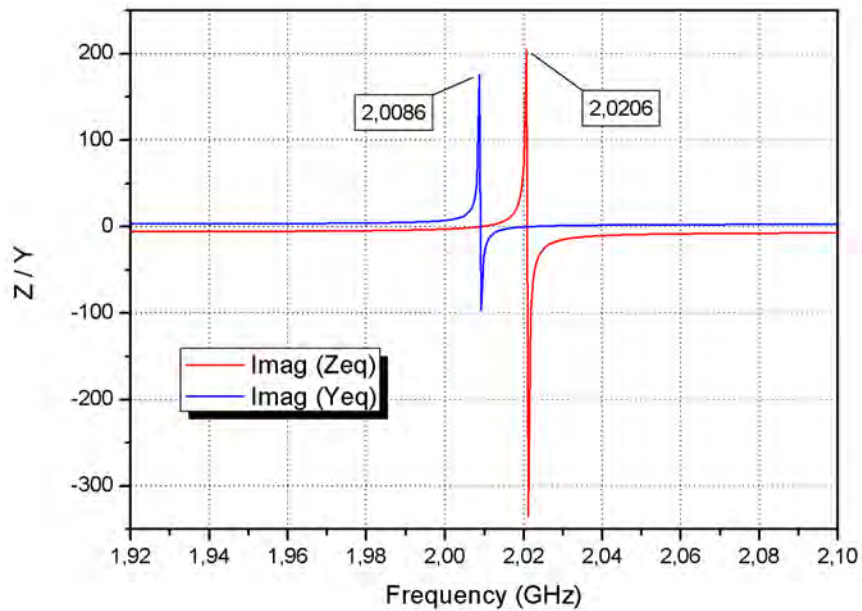


Figura 3.17: Andamenti della parte immaginaria di Z_{eq} e Y_{eq} del dispositivo completo (con membrana di *Nitruro di Silicio* ed elettrodi in Alluminio) per $d=1 \mu m$.

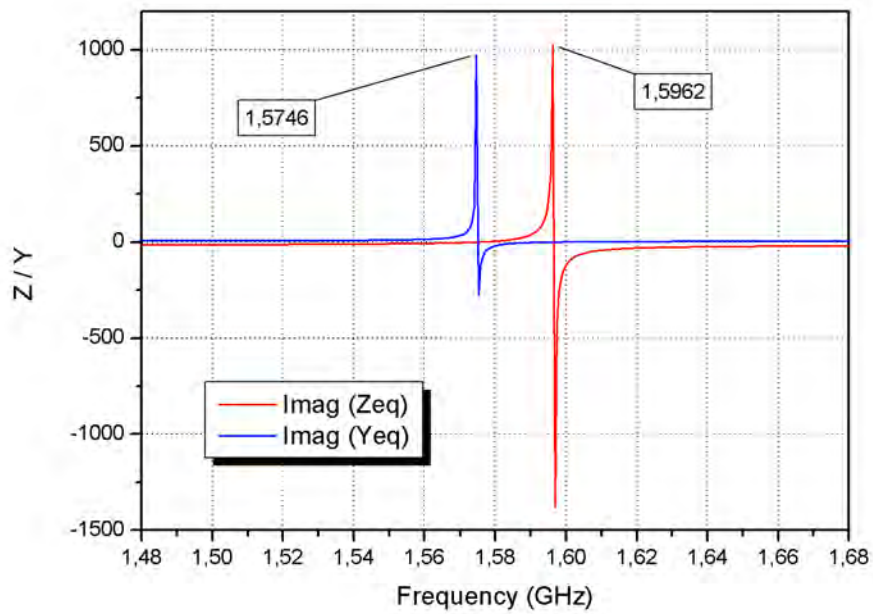


Figura 3.18: Andamenti della parte immaginaria di Z_{eq} e Y_{eq} del dispositivo completo (con membrana di *Nitruro di Silicio* ed elettrodi in Alluminio) per $d=2 \mu m$.

- Elettrodi in Molibdeno

$$f_r = \frac{\omega}{2\pi} = 2.0229GHz \quad f_a = \frac{\omega}{2\pi} = 2.0427GHz \quad \text{per} \quad d = 1\mu m$$

$$f_r = \frac{\omega}{2\pi} = 1.5462GHz \quad f_a = \frac{\omega}{2\pi} = 1.5774GHz \quad \text{per} \quad d = 2\mu m$$

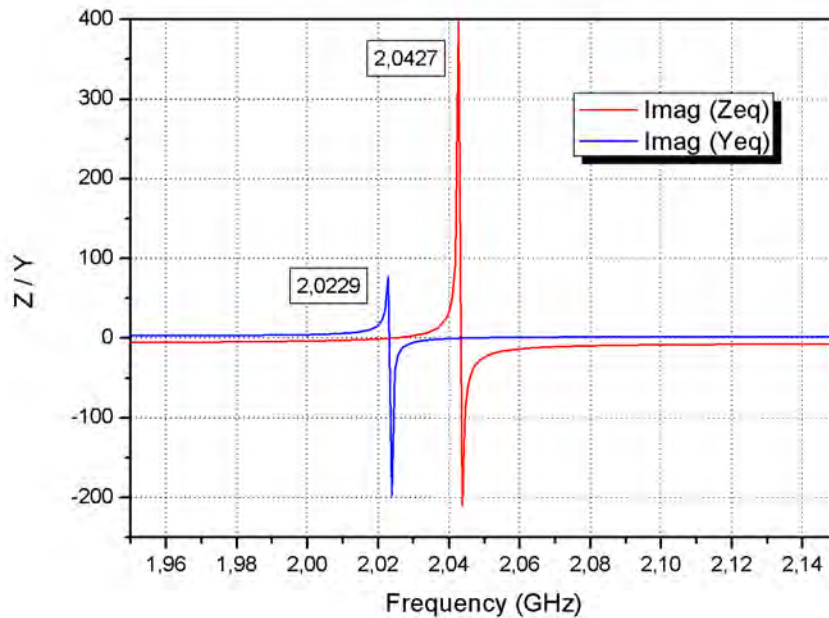


Figura 3.19: Andamenti della parte immaginaria di Z_{eq} e Y_{eq} del dispositivo completo (con membrana di *Nitruro di Silicio* ed elettrodi in Molibdeno) per $d=1 \mu m$.

Da questi risultati è possibile notare come il comportamento del Nitruro di Silicio sia migliore in termini di frequenza, proprio per le migliori qualità acustiche, oltre che per la robustezza della membrana. Inoltre si nota come

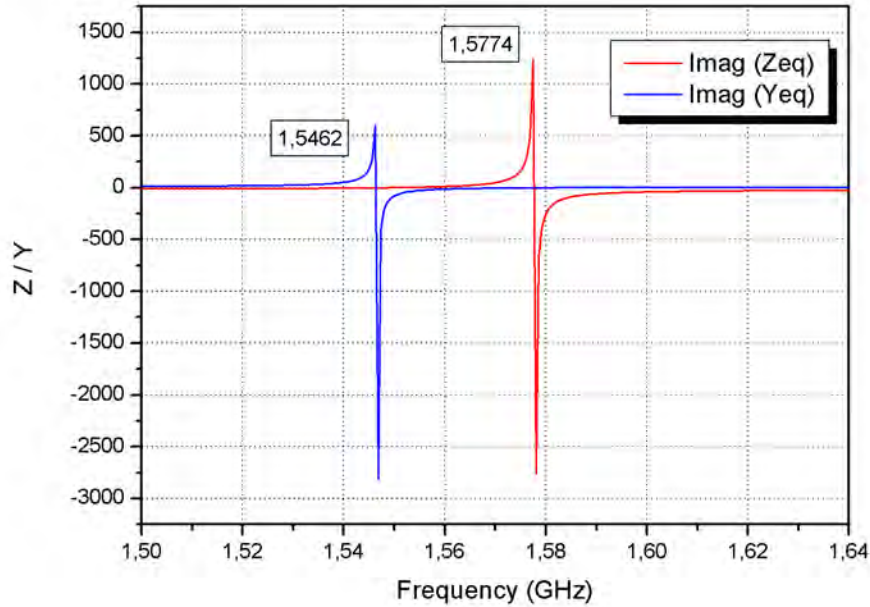


Figura 3.20: Andamenti della parte immaginaria di Z_{eq} e Y_{eq} del dispositivo completo (con membrana di *Nitruro di Silicio* ed elettrodi in Molibdeno) per $d=2 \mu m$.

associando questo materiale con gli elettrodi in Molibdeno si raggiunga il caso migliore, sia in termini di risonanza, sia in termini di efficienza.

Questo discorso, e le considerazioni fatte fin 'ora, possono essere confermate anche andando a valutare il coefficiente di accoppiamento elettromeccanico (K^2) delle strutture risonanti simulate, il quale esprime l'efficienza della trasduzione elettromeccanica.

La formula che in questo caso è applicabile è la seguente:

$$K^2 = \frac{\pi^2(f_a - f_r)}{4f_a} \quad (3.6)$$

dove il termine f_r indica la frequenza di risonanza ed il termine f_a indica la frequenza di antirisonanza.

La tabella seguente riporta i valori del K^2 per tutte le strutture e configurazioni simulate.

Tabella 3.4: Calcolo del coefficiente K^2 (le X indicano se il materiale è presente o meno nella struttura, e d indica lo spessore dell' AlN).

Al	Mo	AlN	SiO_2	SiN	K^2 con $d = 1$	K^2 con $d = 2$
		X			6.25	6.07
X		X			6.70	6.49
	X	X			7.13	7.01
X		X	X		0.76	1.95
	X	X	X		1.07	2.65
X		X		X	1.34	3.39
	X	X		X	2.41	4.48

I valori calcolati rispecchiano il comportamento atteso della struttura e sono congruenti con i valori ottenibili nelle strutture reali, infatti diminuiscono sensibilmente in conseguenza all'inserimento della membrana (SiN , ma in particolare SiO_2), e migliorano con l'utilizzo del Molibdeno rispetto all'Alluminio.

3.3.4 Influenza della membrana

Dalle simulazioni del dispositivo completo si è potuto notare come la presenza della membrana, se pure di un materiale con buone caratteristiche acustiche,

tende ad abbassare parecchio, per le ovvie ragioni fisiche già descritte, la frequenza di funzionamento del dispositivo.

Nella figura seguente (fig.3.21) sono riportate le frequenze di risonanza ed antirisonanza del dispositivo TFBAR con e senza la membrana, per un'intervallo di spessori dell'AlN compreso tra $0.5\mu m$ e $6\mu m$. Nel grafico è evidenziato il fatto che aumentando lo spessore dell'AlN, il comportamento del risonatore con la membrana di $1\mu m$ di Si_3N_4 tende ad avvicinarsi a quello del risonatore senza membrana, dal momento che lo spessore di quest'ultima diventa piccolo, e quindi poco influente anche dal punto di vista acustico, rispetto a quello dell'AlN.

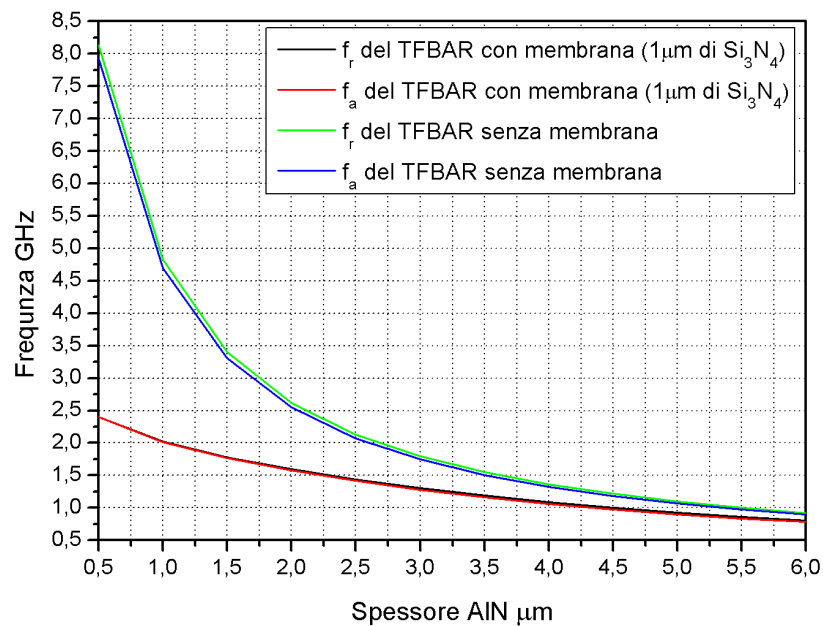


Figura 3.21: Frequenze di risonanza e antirisonanza per i TFBAR con e senza membrana, per diversi spessori di AlN.

Questo tipo di comportamento risulta ancor più evidente osservando l'andamento del $\Delta f/f$ nelle due configurazioni del risonatore (fig. 3.22).

Il parametro considerato è paragonabile al K^2 , ed è definito come $(f_a - f_r)/f_a$.

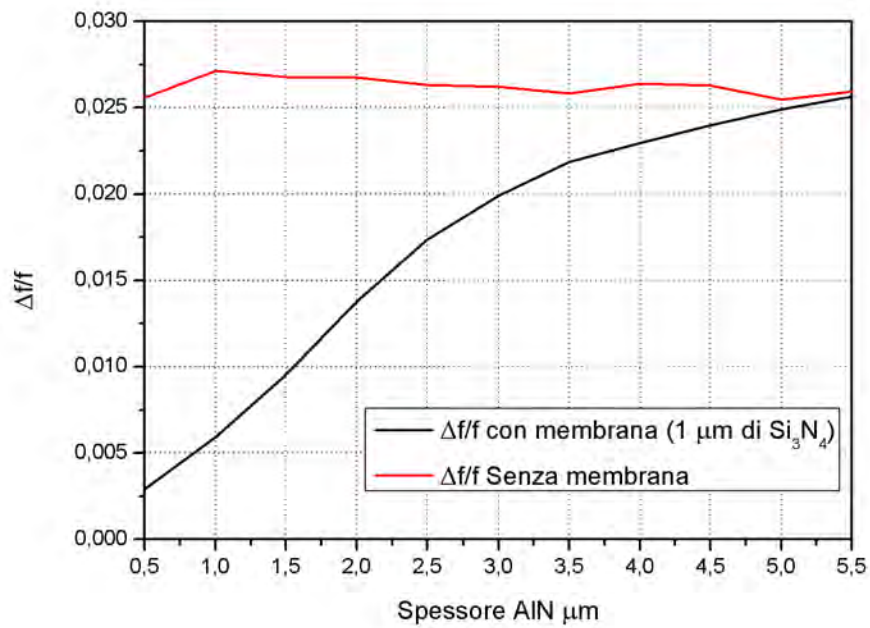


Figura 3.22: Andamenti del $\Delta f/f$ nel caso con e senza membrana, per diversi spessori dell'AlN.

3.4 Simulazione del dispositivo TFBAR con FEMLAB

Si è successivamente pensato di utilizzare un differente metodo di simulazione per lo studio di questi dispositivi, cercando di sviluppare dei modelli che potessero avvicinarsi il più possibile al caso reale, considerando dunque le perdite di propagazione nei materiali.

La metodologia adatta a questo tipo di analisi è quella di effettuare simulazioni con il metodo degli elementi finiti (FEM, Finite Element Method). Il programma che è stato utilizzato è FEMLAB di COMSOL MultiphysicsTM.

Anche in questo caso si è cercato di procedere per passi nella costruzione del dispositivo. Considerando in un primo momento il caso del risonatore con i due elettrodi e poi il caso con la membrana.

I modelli sono stati creati utilizzando la sezione *Piezo Plane Strain* del modulo *MEMS*, realizzando la struttura in due dimensioni per problemi di onerosità di calcolo, ma si è fatto in modo da tenere conto della profondità del dispositivo, in modo da calcolare le grandezze legate alle aree effettive del risonatore.

Le simulazioni sono state effettuate nel dominio della frequenza con diversi passi e diversi range, in modo da apprezzare le caratteristiche di interesse.

Le condizioni al contorno, sia fisiche sia elettriche, sono state assegnate in maniera tale da garantire, per quanto riguarda gli elettrodi, un piano di massa inferiore e una tensione applicata all'elettrodo superiore, che delimita la parte attiva del risonatore. Dal momento che è risultato difficile introdurre nella simulazione tutta la struttura che circonda il risonatore, perchè troppo

grande ed onerosa dal punto di vista dei calcoli da effettuare, è stata disegnata e quindi simulata solamente la parte attiva del risonatore, ma, per rendere il risultato il più vicino al caso reale, nell'imporre i vincoli fisici si è fatto in modo da considerare la struttura passiva intorno al risonatore, di dimensioni molto grandi (semi-infinita).

Nel modello è stata inoltre introdotta una nuova variabile definita come $Y = l \cdot n J_{s_smppn} \cdot V$, utile per il calcolo dell'ammettenza (Y) del risonatore, dove l tiene conto della profondità dell'elettrodo e V è la tensione applicata all'elettrodo. La grandezza inserita è legata quindi alla densità di corrente sull'intera area dell'elettrodo superiore.

La mesh assegnata alle strutture è stata scelta di tipo mappato con elementi rettangolari di numero sufficiente ad ottenere una buona risoluzione, ma tale da non appesantire troppo l'occupazione di memoria del pc. Il numero di elementi creati per le diverse strutture e configurazioni simulate è stato mantenuto tra i 6000 e i 7000 elementi.

Una ricerca bibliografica è stata necessaria dunque per avere a disposizione le matrici complete delle costanti elastiche, piezoelettriche e dielettriche dell'Alluminio, del Nitruro di Alluminio e del Nitruro di Silicio. Una ricerca più approfondita è stata necessaria per ottenere le costanti $\tan\delta$ dei tre materiali, fondamentali per considerare le perdite all'interno delle strutture e rendere le soluzioni più vicine possibile al caso reale. I valori delle matrici e delle costanti utilizzati nelle simulazioni sono riportati nell'Appendice B [36],[37].

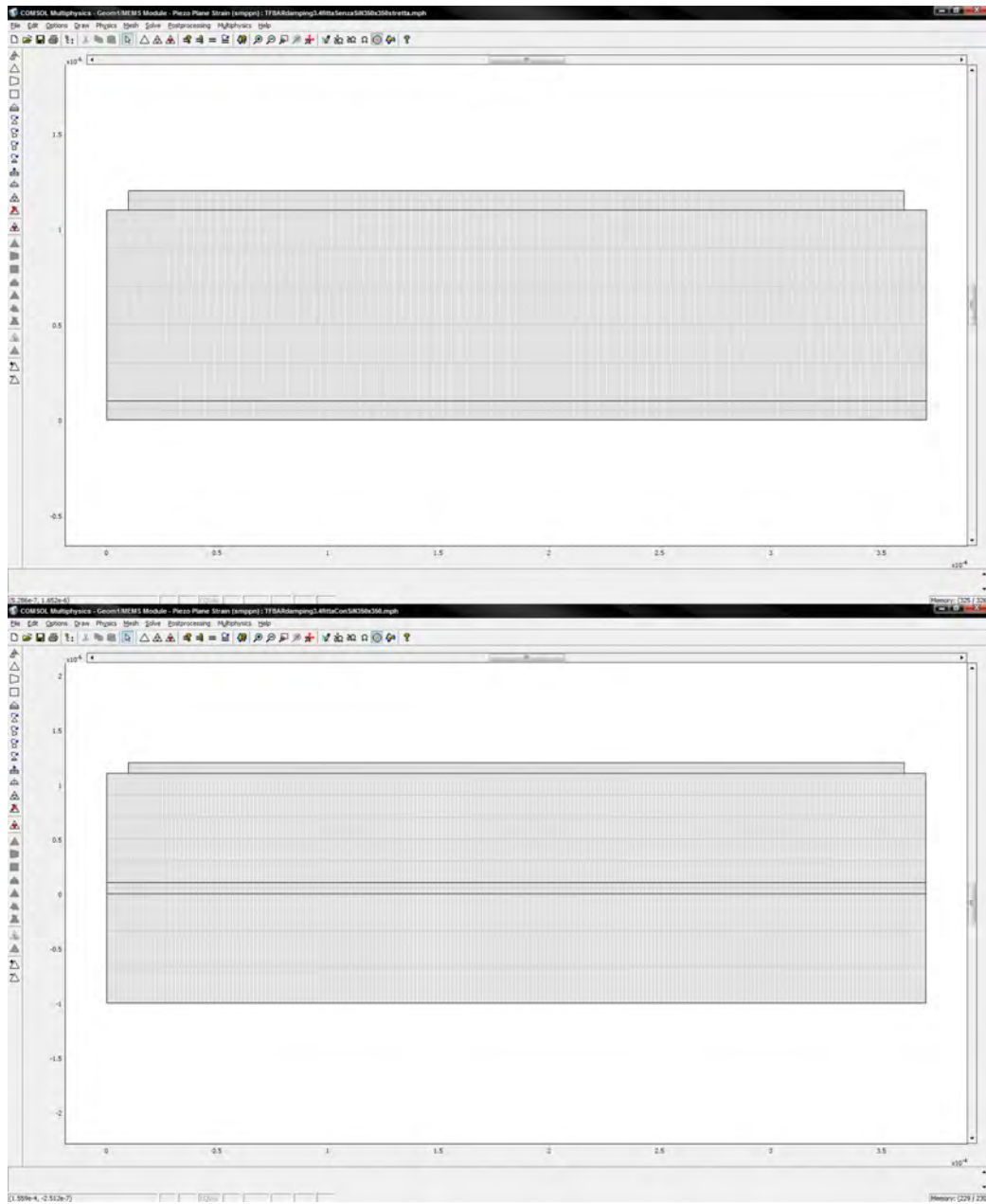


Figura 3.23: Mesh utilizzate nelle simulazioni, rispettivamente per le strutture senza e con membrana di SiN.

3.4.1 Il fattore delle perdite

Nel paragrafo precedente è stata introdotta la costante $\tan\delta$, affermando che sia un parametro legato alle perdite di un materiale; facciamo adesso un piccolo accenno alla teoria che porta alla definizione di questa costante [5], [6].

La teoria su cui si basa quest'affermazione è la teoria dei materiali viscoelastici. Alla base di questa teoria è la necessità di considerare i moduli delle grandezze che descrivono le proprietà meccaniche di un materiale (modulo di Young, modulo di shear, modulo di Poisson...) come valori complessi, per definire le perdite. In particolare consideriamo l'*indice complesso di Poisson*, che caratterizza le proprietà dinamiche elastiche e di smorzamento di un solido, e che porta alla definizione del *fattore di perdita di Poisson*.

L'*indice complesso di Poisson* è definito come segue:

$$\bar{\nu}(j\omega) = \nu_d(\omega) - j\nu_l(\omega) \quad (3.7)$$

dove la parte reale è conosciuta come *indice dinamico di Poisson*, mentre la parte immaginaria è relativa allo *strain lag*, e descrive il rapporto *strain-to-strain* nel dominio della frequenza. Entrambe le due componenti dipendono inevitabilmente dalla frequenza. Il rapporto della parte immaginaria rispetto alla parte reale è chiamato *fattore delle perdite di Poisson*, definito quindi come segue:

$$\eta_\nu(\omega) = \frac{\nu_l(\omega)}{\nu_d(\omega)} = \tan \delta_\nu(\omega) \quad (3.8)$$

e notiamo che questo fattore è anche definito come la $\tan \delta_\nu(\omega)$, dove δ è il ritardo di fase che si viene a determinare tra gli sforzi nelle direzioni dei due assi (x e y) in seguito all'applicazione di uno sforzo nella direzione x .

E' noto dalla teoria dell'elasticità che il *fattore delle perdite di Poisson* di un materiale solido, omogeneo, isotropo e lineare ha un valore limitato tipicamente compreso $-1 < \nu \leq 0.5$, e per solidi particolarmente duri può avere valori di $10^{-2} - 10^{-3}$.

Vediamo adesso il legame tra il fattore di Poisson e i coefficienti di *Shear* e di *Bulk*, di un solido isotropo e omogeneo, entrambi complessi e definiti come segue:

$$\overline{G}(j\omega) = G_d(\omega) - jG_l(\omega) \quad (3.9)$$

$$\overline{B}(j\omega) = B_d(\omega) - jB_l(\omega) \quad (3.10)$$

dove dunque G_d e B_d sono il modulo di shear e di bulk dinamico, rispettivamente, G_l e B_l sono i moduli di perdita. I primi infatti rappresentano l'energia immagazzinata in un ciclo di deformazione, i secondi invece rappresentano l'energia dissipata (principalmente in calore) durante la deformazione. Introduciamo inoltre $\eta_G(\omega)$ e $\eta_B(\omega)$ che sono i fattori dei moduli di perdita definiti come:

$$\eta_G(\omega) = \frac{G_l(\omega)}{G_d(\omega)} \quad (3.11)$$

$$\eta_B(\omega) = \frac{B_l(\omega)}{B_d(\omega)} \quad (3.12)$$

Eseguendo una serie di calcoli sulle equazioni appena definite si può affermare che il valore del fattore delle perdite di Poisson è legato ad entrambi i fattori dei moduli delle perdite, così come lo smorzamento del materiale e il fattore dinamico di Poisson. Si può inoltre arrivare a definire una relazione matematica, con delle approssimazioni, che legghi questa grandezza:

$$\eta_\nu \approx (\eta_G - \eta_B)f(\nu_d) \quad (3.13)$$

dove $f(\nu_d)$ è una funzione di ν_d . L'equazione mostra che il fattore delle perdite di Poisson è direttamente proporzionale alla differenza tra i fattori delle perdite di shear e di bulk, i quali hanno dei valori, rispettivamente, più grande e più piccolo del fattore η_ν .

3.4.2 Considerazioni sull'area del risonatore

Le simulazioni effettuate hanno previsto lo studio di strutture risonanti di area quadrata principalmente di due tipi (senza membrana di SiN e con membrana di SiN), le cui dimensioni sono state variate da un'area di $50 \times 50 \mu m$ (lato per lato) fino ad un'area di $800 \times 800 \mu m$, in modo da poter osservare l'andamento delle grandezze d'interesse.

Principalmente si è portata l'attenzione sulla frequenza di risonanza e sui valori dell'ammittenza, confrontando i risultati al variare delle aree attive delle strutture. Le aree analizzate più in dettaglio sono le seguenti: 50×50 , 80×80 , 150×150 , 200×200 , 350×350 e $800 \times 800 \mu m$.

Dai grafici riportati, si può notare come le frequenze di risonanza per entrambi i tipi di strutture, si mantengano identiche al variare delle dimensioni del risonatore, mentre, come ci si sarebbe aspettato, i valori delle ammettenze

tendono ad aumentare all'aumentare della superficie dell'elettrodo superiore. Confrontando invece i due tipi di strutture possiamo notare, come le strutture con la presenza della membrana di SiN presentano una impedenza inferiore rispetto a quelle senza membrana.

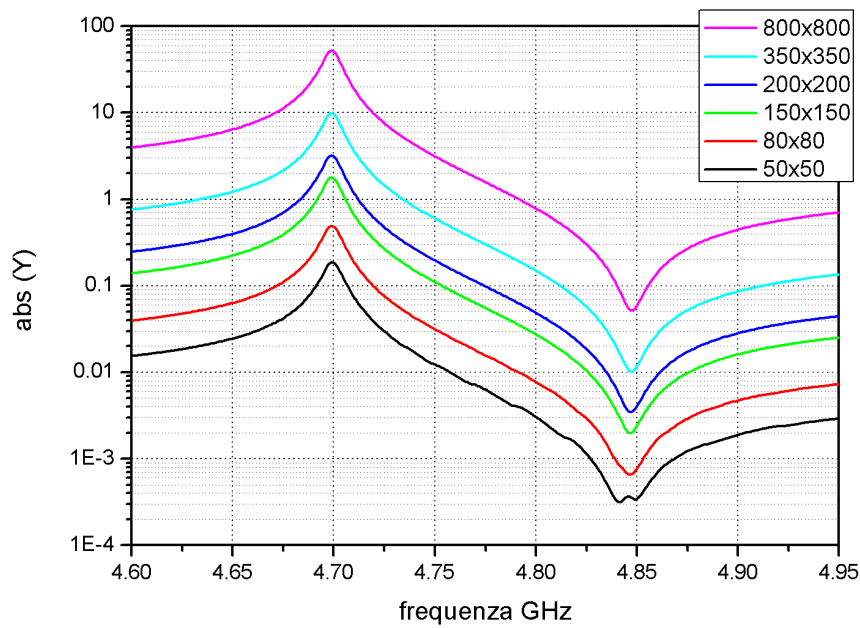


Figura 3.24: Risposta in frequenza dei risonatori di area da 50x50 a 800x800 μm , senza membrana di SiN, in scala logaritmica.

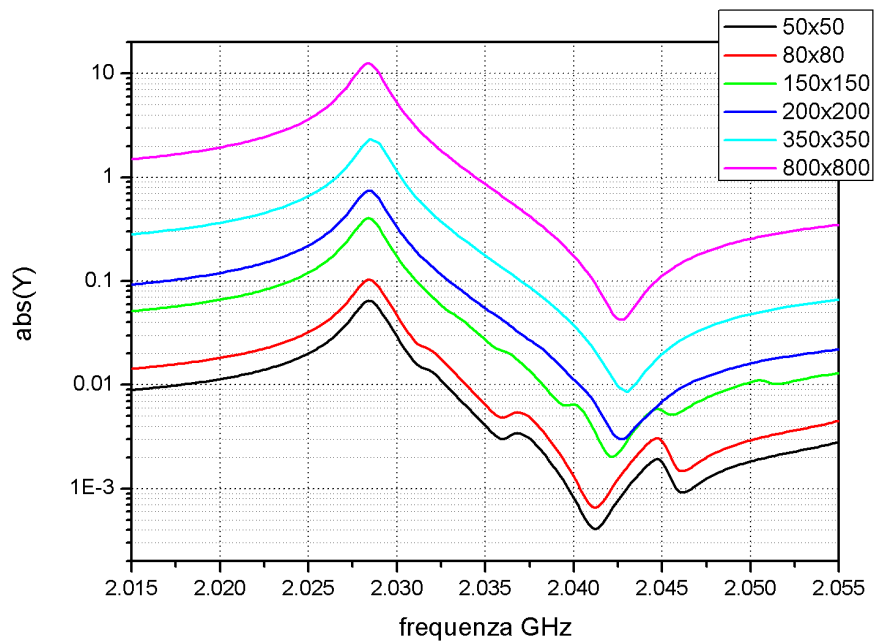


Figura 3.25: Risposta in frequenza dei risonatori di area da 50x50 a 800x800 μm , con membrana di SiN, in scala logaritmica.

Riportiamo infine una serie di grafici relativi alla struttura di maggior interesse, cioè quella con lato da $350 \mu\text{m}$ anche perchè è quella con le dimensioni prossime a quelle dei dispositivi realizzati in laboratorio.

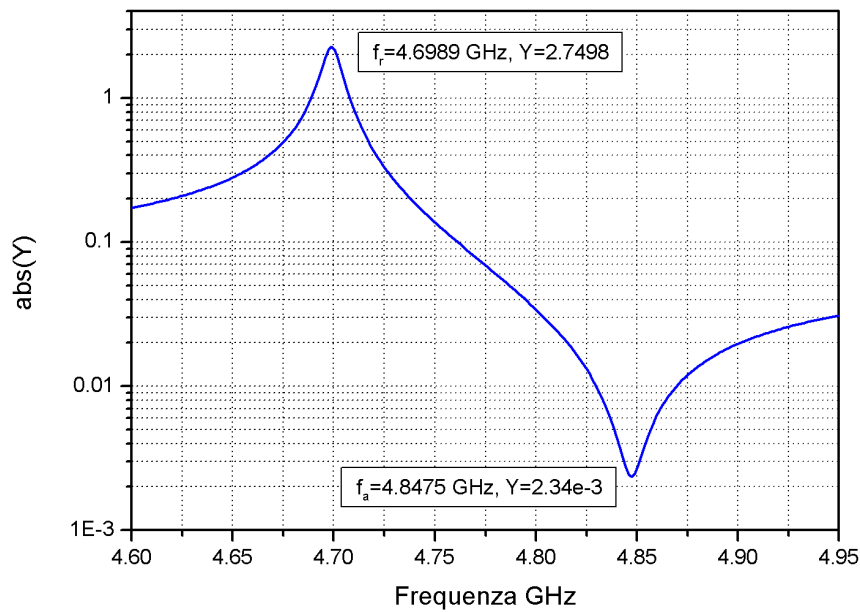


Figura 3.26: Risposta in frequenza del risonatore di area $350 \times 350 \mu\text{m}$, senza membrana di SiN, in scala logaritmica.

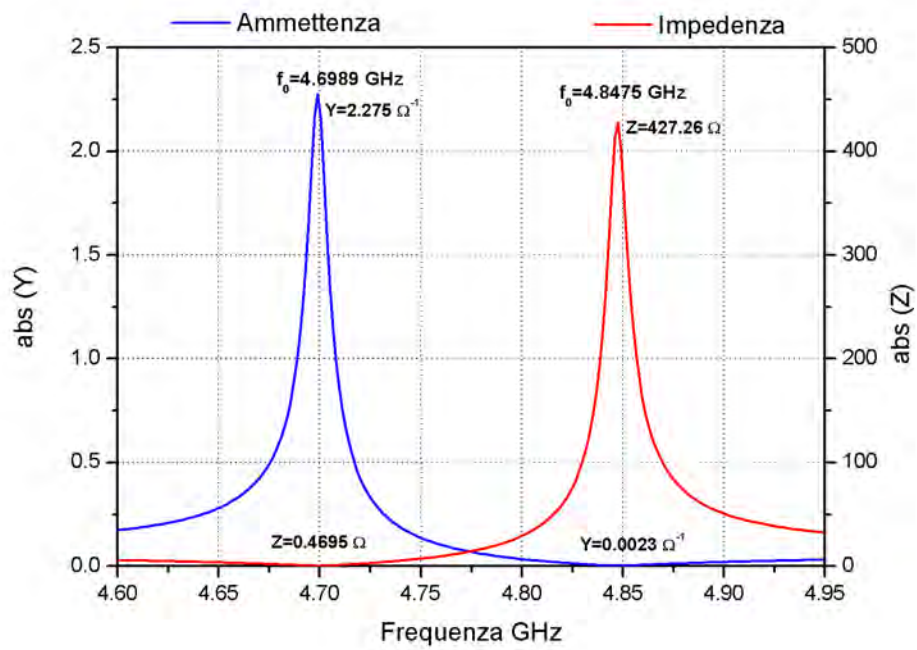


Figura 3.27: Impedenza e ammettenza del risonatore di area $350 \times 350 \mu m$, senza membrana di SiN.

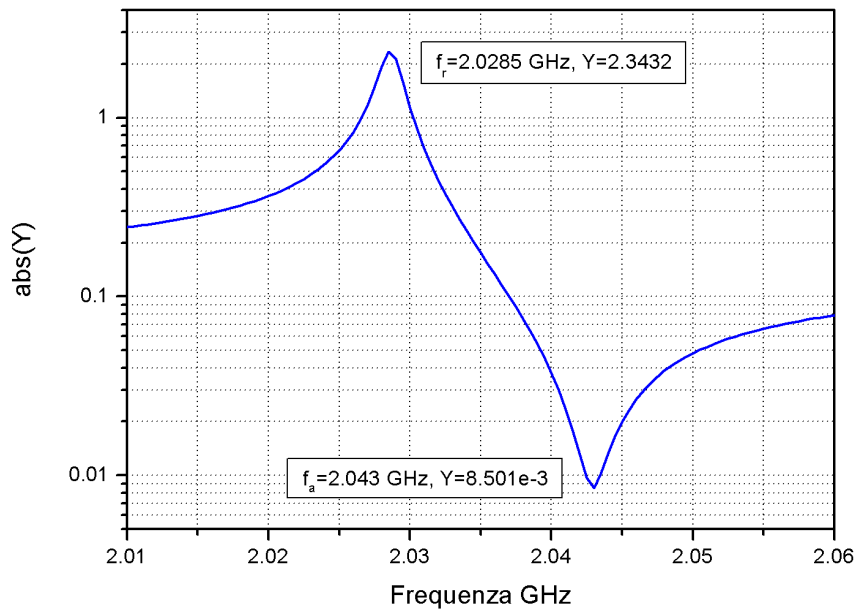


Figura 3.28: Risposta in frequenza del risonatore di area $350 \times 350 \mu m$, con membrana di SiN, in scala logaritmica.

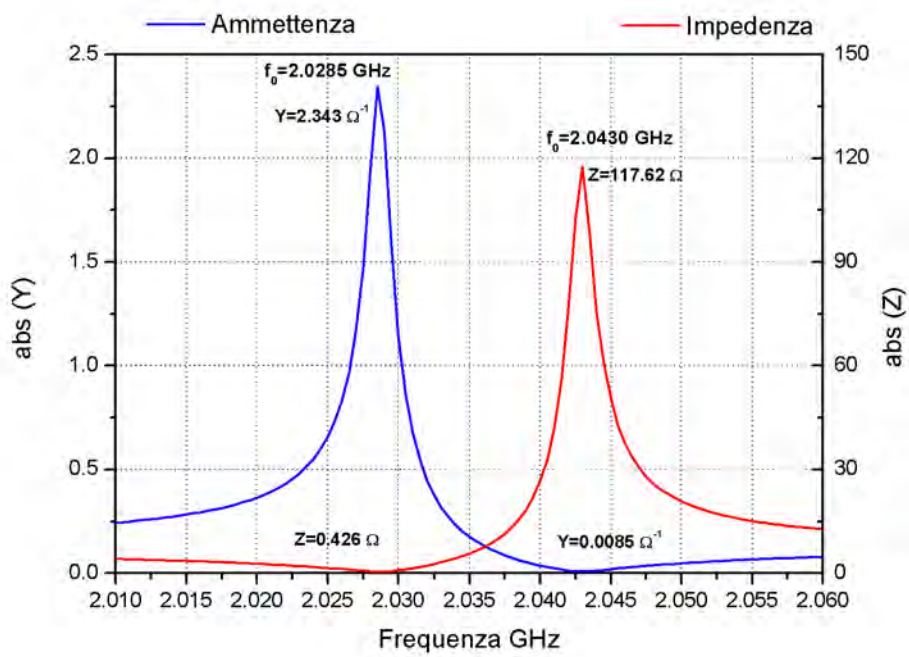


Figura 3.29: Impedenza e ammettenza del risonatore di area $350 \times 350 \mu m$, con membrana di SiN.

A questo punto possiamo confrontare i risultati, in termini di frequenze di risonanza ed antirisonanza, con le simulazioni precedentemente effettuate con il circuito equivalente di Mason. Le strutture che possiamo confrontare sono quelle con le seguenti caratteristiche:

- Struttura con i due elettrodi ed il materiale piezoelettrico ($Al = 0.1\mu m$, $AlN = 1\mu m$), con i seguenti risultati

Tabella 3.5: Confronto Mason-Fem senza membrana

	MASON	FEM
Risonanza	4.6966 GHz	4.6989 GHz
Antirisonanza	4.8280 GHz	4.8475 GHz

- Struttura con i due elettrodi, il materiale piezoelettrico e la membrana ($Al = 0.1\mu m$, $AlN = 1\mu m$, $SiN = 1\mu m$), con i seguenti risultati

Tabella 3.6: Confronto Mason-Fem con membrana

	MASON	FEM
Risonanza	2.0096 GHz	2.0285 GHz
Antirisonanza	2.0206 GHz	2.0430 GHz

Da questi risultati possiamo vedere come le due simulazioni abbiamo dato valori praticamente coincidenti, dato che le due soluzioni hanno soltanto un piccolo scostamento inferiore all' 1 %.

Anche in questo caso possiamo osservare il valore del fattore K^2 utilizzando la formula 3.6, e notare che anch'esso risulta molto vicino ai valori calcolati con le simulazioni precedenti.

Tabella 3.7: Confronto del coefficiente K^2 (le X indicano se il materiale è presente o meno nella struttura, con spessore dei AlN pari a $d = 1\mu m$).

Al	AlN	SiN	K^2 (FEM)	K^2 (MASON)
X	X		7.5	6.70
X	X	X	1.80	1.34

3.4.3 Considerazioni sul fattore di merito(Q)

Dai risultati ottenuti con questo tipo di simulazioni si è cercato di iniziare uno studio sul comportamento di uno dei parametri di maggior interesse di un risonatore ad onde acustiche. Stiamo parlando del fattore di merito Q , la cui previsione sarebbe molto importante in fase di progetto, ma risulta estremamente difficile per la dipendenza da un numero molto grande di parametri difficilmente prevedibili a priori. La difficoltà è proprio legata alla qualità dei materiali cresciuti, nel senso che bisognerebbe conoscere tutte le costanti effettive (reali) di tutti i materiali presenti nella struttura, quindi quelle elastiche, quelle dielettriche, quelle piezoelettriche se presenti, e in più dovrebbero essere note le perdite meccaniche, elettriche e dielettriche.

Comunque lo scopo di questo studio è quello di potersi fare un'idea dell'andamento, al variare delle specifiche di progetto, del parametro in esame.

Il fattore di merito è definito come:

$$Q = \frac{f_0}{\Delta f} \quad (3.14)$$

dove per f_0 si intende la frequenza di risonanza e per Δf la larghezza del picco di risonanza della grandezza in esame (nel nostro caso l'ammettenza) a $-3dB$ dal valore massimo.

Si è cercato di studiare l'andamento di questo valore per le due strutture e al variare dell'area risonante, calcolando il parametro dai dati ottenuti con le simulazioni. Anche se i valori non sono coincidenti al caso reale, come già detto per ovvi motivi, dal momento che la simulazione è sempre una semplificazione del caso reale.

Si è cercato di osservare l'andamento del fattore Q in funzione dell'area dei dispositivi, per vedere quali potevano essere le dimensioni più efficienti.

I risultati delle simulazioni hanno permesso di ottenere i grafici di seguito riportati, per le strutture senza membrana di SiN e con membrana di SiN, rispettivamente.

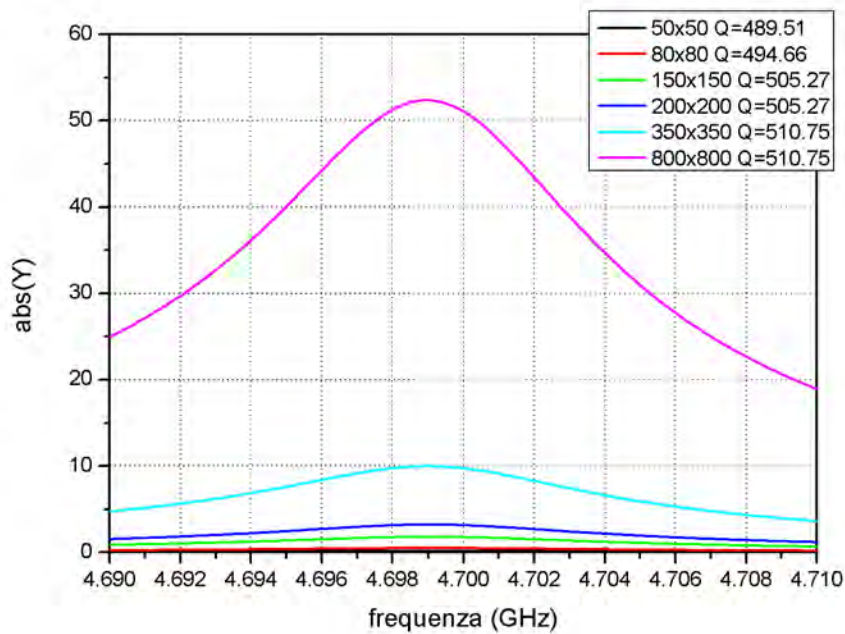


Figura 3.30: Confronto dei picchi di risonanza, con relativi fattori di merito, tra risonatori di aree diverse, per la configurazione senza SiN, con $f_0 = 4.6989$ GHz.

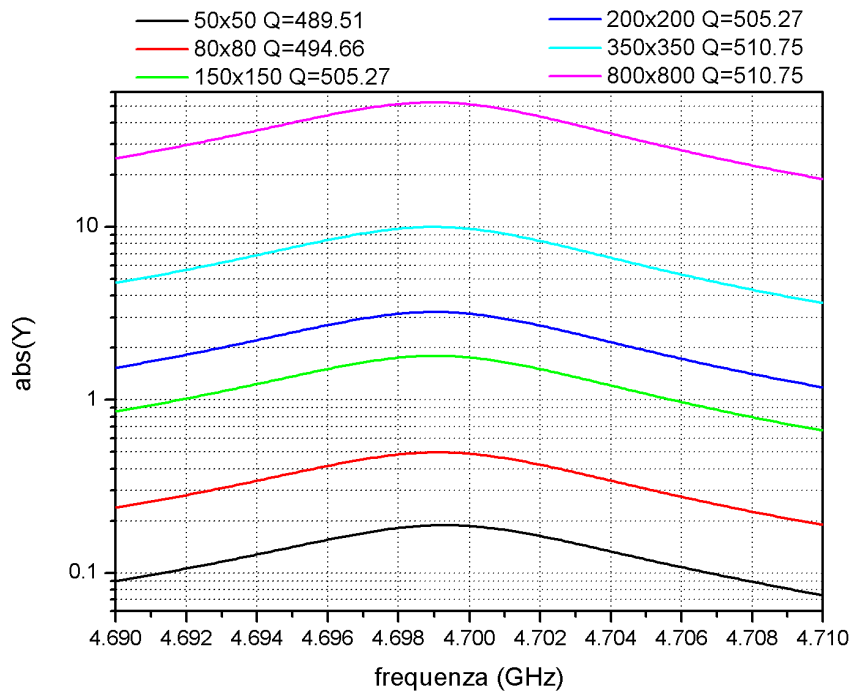


Figura 3.31: Confronto dei picchi di risonanza, con relativi fattori di merito, tra risonatori di aree diverse, per la configurazione senza SiN, in scala logaritmica, con $f_0 = 4.6989 \text{ GHz}$.

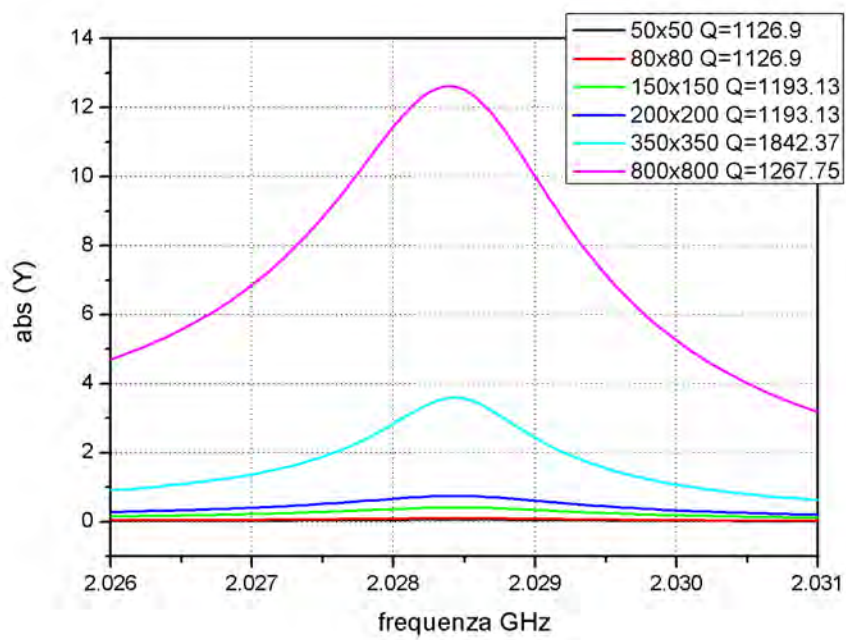


Figura 3.32: Confronto dei picchi di risonanza, con relativi fattori di merito, tra risonatori di aree diverse, per la configurazione con SiN, con $f_0 = 2.0285$ GHz.

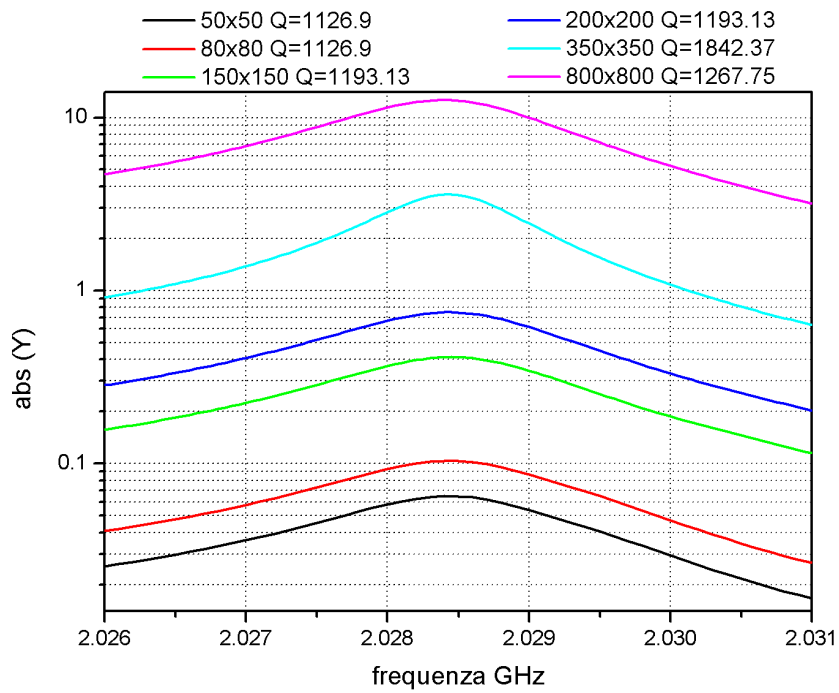


Figura 3.33: Confronto dei picchi di risonanza, con relativi fattori di merito, tra risonatori di aree diverse, per la configurazione con SiN, in scala logaritmica, con $f_0 = 2.0285 \text{ GHz}$.

Si è effettivamente notato che, partendo dalle strutture più piccole, il fattore di merito ha un valore relativamente basso che tende ad aumentare all'aumentare dell'area dell'elettrodo. Notiamo inoltre, in particolare per la configurazione con la membrana di SiN che si raggiunge un massimo per la struttura di $350 \times 350 \mu m$, e poi i valori tornano a decrescere all'ulteriore aumento dell'area. Anche per la struttura senza la membrana di SiN si nota una crescita proporzionale all'aumento dell'area, ma a differenza del caso precedente non si nota una diminuzione evidente all'ulteriore aumento delle dimensioni, limitatamente ai casi analizzati.

Tra la configurazione senza membrana e con membrana risulta evidente come il fattore di merito ottenuto dalle simulazioni sia più elevato nel secondo caso.

Capitolo 4

Fabbricazione del dispositivo

TFBAR

In questo capitolo verranno descritti i principali passi tecnologici effettuati, esaminando le relative problematiche e le soluzioni adottate per la realizzazione del risonatore. In figura 4.1 vengono schematizzati i passi principali descritti nei paragrafi successivi.

4.1 Realizzazione delle maschere

Il progetto presentato in questo lavoro ha previsto la realizzazione solamente di due maschere, una relativa alla fabbricazione della membrana, ed una per le realizzazione dell'elettrodo superiore, avendo deciso di realizzare un unico piano di massa per l'elettrodo inferiore. Queste maschere sono state realizzate, su substrato in quarzo, con scrittura laser diretta, con il macchinario *DWL66* presso la sezione di Roma dell'Istituto per Microelettronica e Microsistemi del CNR.

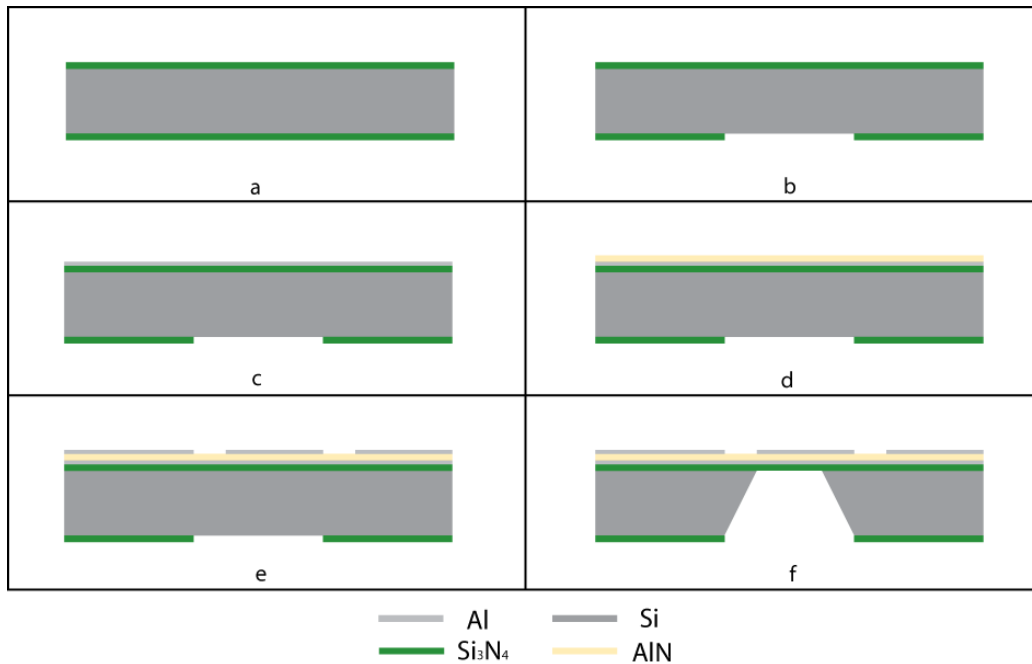


Figura 4.1: Descrizione completa del processo effettuato. a) Wafer di Si con film protettivi, b) Apertura finestra, c) Crescita elettrodo di massa, d) Crescita piezoelettrico, e) Realizzazione elettrodo, f) Scavo membrana.

4.1.1 Maschera per elettrodo superiore (N° 1)

Come detto nella sezione relativa al progetto, si è pensato di realizzare una geometria un pò particolare per l'elettrodo superiore, per prevedere dunque un'area dedicata alla saldatura, evitando di danneggiare la membrana.

Il disegno in AUTOCAD con la geometria e le misure scelte, relative al singolo dispositivo, è riportato in figura 4.2.

Nella maschera inoltre, sono stati disegnati dei riferimenti (marker) necessari per un perfetto l'allineamento dell'elettrodo con la membrana. In figura 4.3 è riportata la maschera completa, che permette la realizzazione di 105

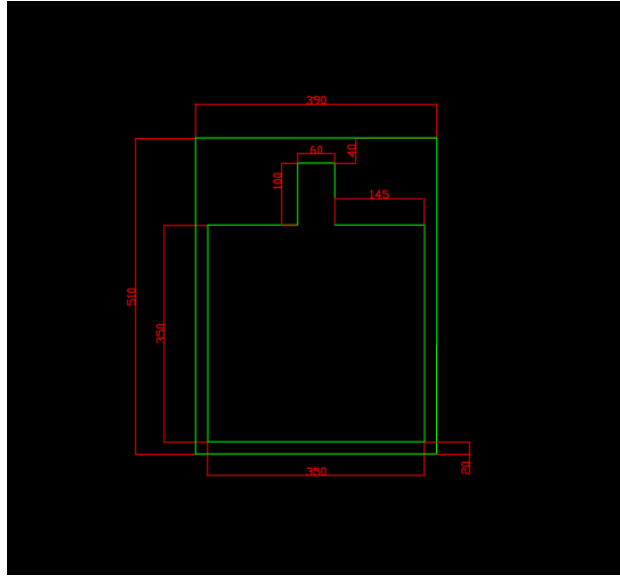


Figura 4.2: Geometria del singolo dispositivo TFBAR.

dispositivi di dimensione complessiva ciascuno di $4mm \times 4mm$. Le linee esterne che si possono osservare sono state disegnate per agevolare la ricerca dei marker al microscopio.

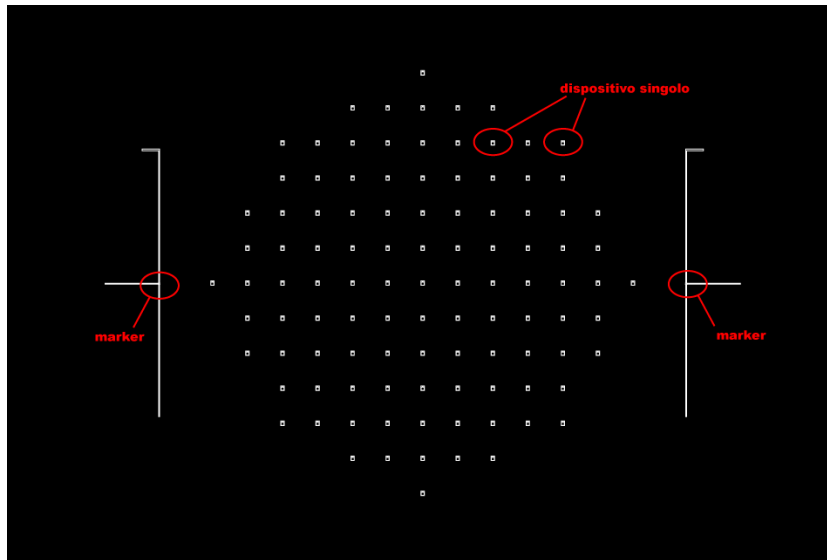


Figura 4.3: Maschera per la realizzazione dell'elettrodo superiore (N° 1).

4.1.2 Maschera per definizione membrana (N° 2)

Per quanto riguarda la realizzazione della membrana sono state disegnate in realtà due maschere differenti, per avere la possibilità di fabbricare la membrana con i due tipi di etching del silicio (*wet* o *dry*). La geometria utilizzata è molto semplice, e la differenza tra le due è solo nella dimensione dei quadrati, dato che nel primo caso è necessaria una dimensione maggiore legata al fatto che l'attacco del silicio avviene con un angolo ben preciso (54.74°), mentre nel secondo caso è sufficiente una geometria con le dimensioni esatte della membrana. Come nel caso precedente su entrambe le maschere sono stati disegnati i riferimenti opportuni per allinearsi con la geometria degli elettrodi, e dei riferimenti (croci) per effettuare il taglio dei singoli dispositivi. In figura 4.4 viene riportato il disegno in AUTOCAD della maschera.

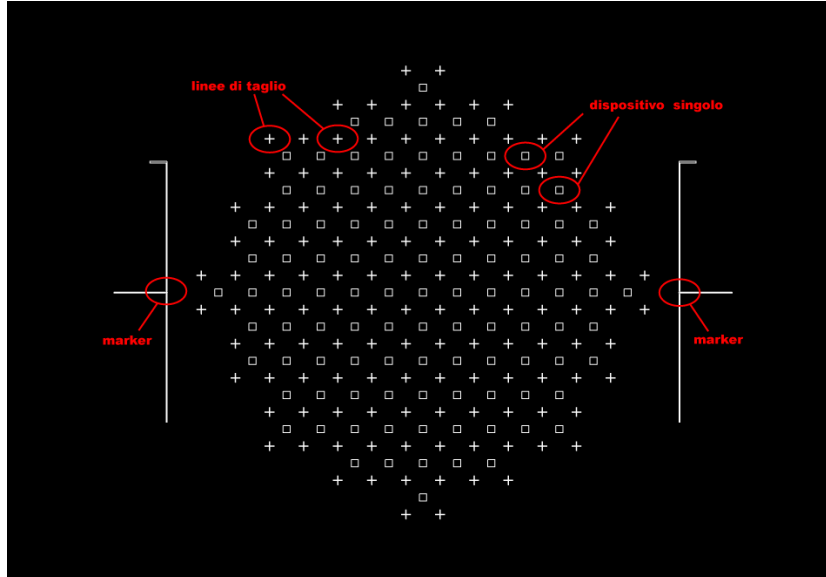


Figura 4.4: Maschera per la realizzazione della membrana N° 2).

4.2 Definizione della membrana

Come primo step è stato necessario realizzare la geometria opportunamente progettata con la maschera N° 2, utilizzando un film protettivo in previsione dell'attacco del silicio, per la definitiva realizzazione della membrana, prevista come ultimo passaggio.

Una possibilità era quella di crescere un film di materiale resistente all'attacco del Silicio, realizzandovi le aperture previste. I materiali adatti a questo scopo sono il Si_3N_4 (Nitruro di Silicio) o l' SiO_2 (Ossido di Silicio), entrambi realizzabili in laboratorio tramite sputtering, evaporazione, CVD o ossidazione. Nel nostro caso l'ossido avrebbe potuto causare dei problemi di stress alla membrana, dal momento che sarebbe stato depositato su entrambe le facce del wafer di silicio per essere usato come stop-etch sulla membrana vera e propria. Quindi si è optato per l'utilizzo del Nitruro di Silicio, migliore anche del punto di vista acustico.

Come substrato di partenza si è deciso di utilizzare dei wafer di Silicio ($340\mu m$ di spessore) già ricoperti da un film di Nitruro di Silicio a basso stress cresciuto con LPCVD (Low Pressure Chemical Vapour Deposition) con spessore di $1\mu m$ presente su entrambe le facce. La funzione del Nitruro di Silicio è dunque, sia quella di maschera per l'attacco del silicio per quanto riguarda la parte inferiore del wafer, sia quella di stop etch nella realizzazione della membrana per quanto riguarda la parte superiore, anche se la sua presenza causerà una diminuzione delle frequenze di risonanza del dispositivo TFBAR, ma darà una maggiore robustezza alla membrana.

4.2.1 Litografia

Come primo passaggio tecnologico è stata effettuata una litografia su uno dei lati del wafer (quello che poi sarà il lato inferiore), utilizzando la maschera N° 2.

Il processo è stato effettuato con il mask aligner *MJB3–Karl Suss* presso i laboratori dell’Istituto di Acustica O.M. Corbino, usando come materiale fotosensibile un resist positivo di spessore opportuno.

4.2.2 Attacco dell’ Si_3N_4 in RIE

Il risultato dell’ operazione precedente è stato quindi quello di proteggere in alcune zone il Nitruro di Silicio presente sul wafer. A questo punto è stato fatto un attacco in RIE (Reactive Ione Etching) con una miscela di gas opportuna per eliminare il film di Si_3N_4 dove non protetto dal Resist. Il processo è stato effettuato presso l’Istituto di Fotonica e Nanotecnologie del CNR di Roma e i parametri sono riportati nella tabella 4.1.

Tabella 4.1: Attacco in RIE del Si_3N_4 .

GAS	10% CHF_3 - 4% O_2
RF	180 Watt
Pressione	53 mTorr
Rate	500Å/min

Dopo l’ opportuna rimozione del Resist residuo sul wafer si sono ottenute le aperture necessarie alla realizzazione finale della membrana.

4.3 Realizzazione dell'elettrodo di massa

Per semplificare i passi tecnologici, come già accennato in fase di progetto, si è scelto di non realizzare un collegamento elettrico diretto con l'elettrodo inferiore del risonatore portando il contatto sulla superficie esterna, ma semplicemente di sfruttare la grande capacità esistente tra il piano di massa inferiore (effettivo elettrodo inferiore) e una metallizzazione al di sopra del piezoelettrico, esterna all'elettrodo superiore vero e proprio. La superficie molto più grande rispetto a quella della membrana è garantita dal fatto che la dimensione scelta per il dispositivo singolo è di $4 \times 4 \text{ mm}$. Questo ha semplificato anche la geometria del contatto inferiore dal momento che si è andati a realizzare un vero e proprio piano di massa, senza l'utilizzo di ulteriori maschere.

4.3.1 Scelta del materiale

L'unica accortezza che è stato necessario prendere in questa fase è relativa alla scelta del materiale da utilizzare per realizzare il film di massa, dal momento che sopra di esso sarà necessario crescere il film piezoelettrico. Si è quindi valutato quale materiale permettesse una buona crescita del Nitruro di Alluminio (AlN) senza creare problemi al risonatore ed alla membrana (come ad esempio stress, perdite elettriche, attenuazioni eccessive o scarsa qualità e di conseguenza costanti piezoelettriche di valore troppo basso). Le possibili scelte sono dunque ricadute su Al , Mo o Pt , scartando a priori ad esempio l' Au , ovviamente non per l'elevata conducibilità, ma per l'eccessiva densità che avrebbe causato perdite eccessive al risonatore. Ulteriori considerazioni

sulla scelta del materiale saranno fatte in maniera approfondita nel paragrafo relativo alla crescita dell'AlN.

4.3.2 Sputtering del Metallo

La crescita del metallo è stata effettuata mediante *sputtering* con i parametri indicati in tabella 4.2 per quanto riguarda il caso dell'elettrodo in Alluminio. E' stato generato dunque un unico film di metallo al di sopra dello strato di Nitruro di Silicio sulla faccia del wafer ancora non trattata.

Tabella 4.2: Crescita dell' Al mediante Sputtering.

Potenza RF	200 Watt
Pressione	3 mTorr
Temperatura substrato	piatto raffreddato
GAS	Ar 90 sccm puro al 99.999%
Target	Al puro al 99.999%
Rate	100Å/min

Per quanto riguarda la crescita del Molibdeno, anch'essa è avvenuta tramite sputtering. I parametri di crescita vengono riportati nella tabella (4.3). L'impianto utilizzato per la crescita dei metalli è un *MRC8620* dell'Istituto di Acustica O.M. Corbino.

Tabella 4.3: Crescita del Mo mediante Sputtering.

Potenza RF	200 Watt
Pressione	3 mTorr
Temperatura substrato	piatto raffreddato
GAS	<i>Ar</i> 90 sccm puro al 99.999%
Target	Mo puro al 99.999%
Rate	90Å/min

4.4 Crescita del Nitruro di Alluminio

Quello descritto in questo paragrafo rappresenta il passo tecnologico più importante e se vogliamo più delicato, cioè la crescita del materiale piezoelettrico, che appunto rappresenta il cuore dei dispositivi elettroacustici. Dalla qualità di questo materiale dipende l'intensità e l'efficienza del segnale acustico che viene generato da quello elettrico e viceversa.

Infatti i valori delle costanti piezoelettriche del materiale influenzano l'intensità del coefficiente di accoppiamento elettromeccanico e l'efficienza dei dispositivi realizzati.

Nel caso in esame il materiale piezoelettrico utilizzato è il Nitruro di Alluminio, il quale viene cresciuto come materiale policristallino, mediante rf sputtering, come ampiamente riportato in letteratura [16] [17] [19] [20] [15] [23].

Ogni grano componente il policristallo ha un reticolo cristallino a base esagonale e precisamente cristallizza secondo la disposizione reticolare della

Wurtzite con una simmetria chiamata $P6_3mc$. La cella unitaria dell'AlN, riportata in Figura 4.5, consiste in un parallelepipedo a base romboedrica con gli angoli ottusi di 120° e parametri reticolari: $a = b = 0.3113 \text{ nm}$, $c = 0.4981 \text{ nm}$ [13]. Ogni atomo di Al è legato ad altri 4 atomi di N e, viceversa, ogni atomo di N è legato ad altri 4 atomi di Al . La disposizione dei due elementi nella cella unitaria indica la direzione e il verso dell'asse c , come riportato in figura (4.5).

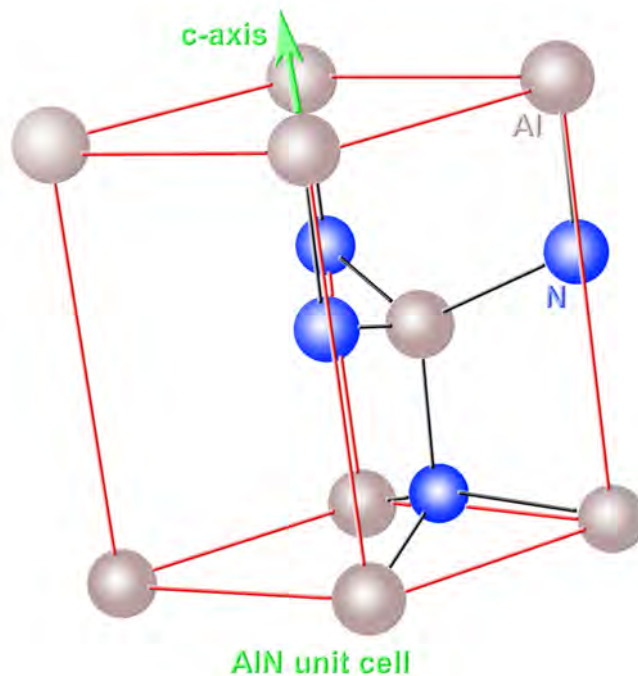


Figura 4.5: Cella unitaria del Nitruro di Alluminio.

Nel caso del nostro dispositivo ad onde acustiche di volume è fondamentale avere un Nitruro di Alluminio con i grani orientati (002), cioè con l'asse c parallelo alla normale alla superficie del substrato, con verso uscente da questo, dato che, solo con questa disposizione è possibile avere la massima

eccitazione per questi tipi di onde. Dal momento che l'orientazione cristallina dell'AlN subisce profonde variazioni, secondo i valori dei parametri di crescita e secondo il materiale sul quale viene cresciuto, è stato necessario effettuare numerose prove e diverse considerazioni [18].

Nel presente lavoro sono state utilizzate due diverse tecniche di crescita del Nitrato di Alluminio, utilizzando un impianto di sputtering MRC 8620: rf reactive diode sputtering e rf reactive magnetron sputtering. Il primo metodo consiste nell'applicare una radiofrequenza (12.53 MHz) tra il target di Alluminio, che funge da catodo e il substrato (anodo), che ionizza l'Azoto immesso, mediante dei flussimetri, nella camera di crescita. Gli ioni di Azoto vengono accelerati verso il target, entrano in collisione con quest'ultimo e staccano degli atomi di Alluminio. Gli ioni di Alluminio e Azoto reagiscono tra loro generando le molecole di Nitrato di Alluminio, le quali raggiungono il substrato e si depositano su di esso, creando dapprima dei centri di enucleazione, i quali successivamente si espandono sulla superficie, generando il film voluto.

La seconda tecnica è simile alla prima, ma con la differenza che viene applicato un campo magnetico perpendicolare alla superficie del target, mediante l'inserimento di un magnete sul retro del target stesso. Questo campo genera una componente trasversale per l'accelerazione degli ioni, i quali si muovono ora secondo una traiettoria elicoidale. In questo caso si utilizzano miscele di gas composte da Azoto e Argon. L'utilizzo di questa tecnica permette di avere rate di crescita più alti e stress minori rispetto alla prima [14].

E' chiaro dunque come l'orientazione del materiale sia una caratteristica

fondamentale per il corretto funzionamento del dispositivo e quindi un fattore fondamentale per ottenere buone proprietà piezoelettriche. Non è però l'unica caratteristica che è importante ottimizzare nella fase di crescita del materiale. Quest'ultimo deve infatti avere anche buone caratteristiche meccaniche e dielettriche, con particolare attenzione al coefficiente di accoppiamento elettromeccanico (K^2) e allo stress residuo nel materiale. Il primo è opportuno che abbia un valore il più grande possibile, nei limiti del materiale stesso, il secondo è opportuno che venga minimizzato.

I parametri che devono essere controllati per ottenere una buona crescita del materiale in questione sono diversi ed è importante che siano gestiti contemporaneamente in maniera corretta. Dunque la fase di ottimizzazione è una fase molto complicata che richiede molto tempo e numerose prove. Ad ogni prova effettuata deve seguire una fase di caratterizzazione, la quale consiste, in un primo momento di un'ispezione visiva al microscopio ottico, per valutare lo stato più macroscopico del materiale (fratture ecc.), e successivamente nell'uso di tecniche che possano indagare effettivamente le qualità e i parametri fisici del materiale. Le tecniche che sono state più utilizzate sono l'ispezione al microscopio elettronico a scansione (SEM), la misura della costante d_{33} che verrà descritta più avanti e la diffrazione a raggi X (XRD) [23]. Quest'ultima ha permesso di confrontare l'intensità dei picchi di diffrazione e le Rocking curves dei diversi campioni.

I parametri principali che devono essere valutati correttamente durante l'operazione di sputtering sono i seguenti: potenza della radiofrequenza, pressione alla quale viene effettuato il processo, concentrazione dei gas utilizzati e la temperatura alla quale è mantenuto il substrato. Ne esistono altri di mi-

nore, ma non trascurabile rilevanza come la distanza tra target e substrato e il vuoto di back ground, che deve avere valori molto bassi (dell'ordine di $10^{-7} Torr$) per garantire una bassa presenza di ossigeno.

Principalmente possiamo dire che il valore della pressione influenza parecchio l'orientazione di crescita del materiale, se infatti questa è troppo alta sarà impossibile ottenere un'orientazione (002) dal momento che gli atomi arriverebbero alla superficie del substrato con un'energia troppo bassa, questo va d'accordo con la strategia per minimizzare lo stress, infatti per ottenere uno stress basso, uno degli accorgimenti è quello di mantenere la pressione bassa. Anche il flusso di gas e la concentrazione dei gas utilizzati influiscono in maniera importante alla scelta dell'orientazione preferenziale di crescita del materiale. La potenza e la temperatura sono dei parametri che devono essere mantenuti abbastanza alti per ottenere una elevata mobilità degli atomi adsorbiti alla superficie del substrato, garantendo a quest'ultimi di mantenere un'energia sufficiente, e per ottenere un rilassamento del materiale alla fine del processo è consigliabile eseguire un trattamento di *annealing* sotto vuoto a temperature abbastanza elevate ($\simeq 500^{\circ}C$).

Di fondamentale importanza è inoltre la scelta del materiale su cui deve essere cresciuto il film piezoelettrico, come accennato nel paragrafo precedente. Infatti, compatibilmente con l'architettura del dispositivo, il materiale (metallo in questo caso) da scegliere, deve far sì che il dispositivo finale mantenga basse le perdite di inserzione (attenuazione), abbia un fattore di qualità (Q) sufficientemente alto, abbia un buon accoppiamento elettromeccanico ed ovviamente, nel caso specifico, una buona conducibilità. Da non trascurare è ovviamente lo stress che si potrebbe generare per un'eccessiva differenza tra

i coefficienti di espansione termica dei due materiali, che per un processo di crescita a caldo sarebbe un fattore assolutamente non trascurabile.

E' noto dalla letteratura che il metallo, per ottimizzare le caratteristiche elettroacustiche di una struttura TFBAR, deve avere una bassa densità, una bassa resistività, e soprattutto un'elevata impedenza acustica (≈ 1.5 volte quella del piezoelettrico) [21].

Le prove di crescita sono dunque state effettuate utilizzando come metallo i materiali disponibili in laboratorio quali Alluminio e Molibdeno, che comunque sono materiali con bassa resistività, che permettono di ottenere fattori di qualità abbastanza buoni, in particolare nel caso del Molibdeno, anche se, secondo la letteratura, il miglior candidato sarebbe stato il *Rutenio* [21], [22].

4.4.1 Parametri ed Ottimizzazione

I substrati utilizzati per la caratterizzazione sono stati ottenuti tagliando dei wafer di Silicio monocristallino, orientato (001) con diametro di 3" e spessore di 340 μm , in campioni quadrati con lato di 2 cm ciascuno, sui quali è stato depositato per evaporazione termica un film di Alluminio con uno spessore di 100 nm. Prima della deposizione i campioni sono stati puliti mediante solventi organici in ultrasuoni e poi inseriti nella camera di crescita, la quale è stata sottoposta ad una fase preliminare di degassamento ad alta temperatura. Una fase di presputtering ha preceduto la deposizione in modo da eliminare il sottile strato di ossido presente sul target. Dopo il processo il campione ha subito una fase di annealing termico, alla temperatura di circa 500 °C per un'ora.

La crescita dell'AlN è stata ottimizzata prevalentemente su Alluminio, considerando come parametri di processo: la concentrazione di N_2 in Argon ($\%N_2$) espressa in percentuale di *sccm* nel flusso totale, la pressione durante la crescita p espressa in *mTorr* e il flusso totale F espresso in *sccm*. I valori dei parametri sono stati scelti in modo che la loro distribuzione all'interno dell'intervallo di interesse fosse uniforme. Per la concentrazione di N_2 sono stati scelti i valori 20, 40, 60 %, per la pressione i valori 2, 3.7, 5.4 *mTorr* e per il flusso i valori 30, 60, 90 *sccm*.

Tutti gli esperimenti condotti sono riportati in Tabella 4.4, per ognuno dei quali è indicato anche il valore della FWHM della rocking curve corrispondente. Come si può vedere il valore minimo della FWHM è stato ottenuto con l'esperimento 12 e quindi questi parametri di crescita, riportati in Tabella 4.5, sono stati utilizzati nella realizzazione dei dispositivi.

Applicando ora un metodo di regressione si può modellizzare il processo di crescita dell'AlN mediante una funzione quadratica, i coefficienti della quale si possono trovare con un metodo di regressione a tre dimensioni con 10 parametri [24]. Ponendo:

$$x_1 = \frac{\%N_2 - 40}{20} \quad x_2 = \frac{p - 3.7}{1.7} \quad x_3 = \frac{F - 60}{30} \quad (4.1)$$

si ottengono tre variabili comprese nell'intervallo $[-1, 1]$ e applicando la regressione ai risultati degli esperimenti e ad una funzione quadratica di secondo grado che contiene anche i termini misti, si ottiene il modello per il processo considerato, che vale:

Tabella 4.4: Esperimenti.

Esperimento	$\%N_2$	p (<i>mTorr</i>)	F (<i>sccm</i>)	$FWHM$
1	20	2	30	4.74
2	20	3.7	60	4.32
3	20	5.4	90	3.98
4	20	5.4	30	5.34
5	40	2	60	4.79
6	40	3.7	90	-
7	40	3.7	30	4.07
8	40	5.4	60	4.73
9	60	2	90	9.72
10	60	2	30	6.68
11	60	3.7	60	3.91
12	60	5.4	90	3.58

Tabella 4.5: Parametri di sputtering ottimizzati per la crescita dell'AlN su film di Alluminio.

Potenza RF	500 <i>W</i>
Pressione	5.4 <i>mTorr</i>
Temperatura substrato	400 °C
Composizione del gas	60% di N_2 , 40% di Ar puri al 99.999%
Rate del flusso di gas	90 <i>sccm</i>
Target	Al puro al 99.999% con diametro di 6"
Distanza target-substrato	80 <i>mm</i>
Rate di crescita	0.6 $\mu m/h$
Pressione background	$< 1 \cdot 10^{-7}$ <i>Torr</i>

$$\begin{aligned}
 y = & 3.334 + 0.188x_1 - 0.03x_2 - 0.935x_3 + 0.78x_1^2 + 1.425x_2^2 - 0.199x_3^2 \\
 & + 0.364x_1x_2 - 0.949x_1x_3 - 0.596x_2x_3
 \end{aligned}
 \tag{4.2}$$

Da questo si deduce che il parametro più influente per la crescita è la pressione, dato che compare al secondo ordine per un coefficiente grande rispetto agli altri ed essendo positivo esprime il fatto che all'aumentare della pressione si ha un aumento della FWHM del film cresciuto, risultato questo in accordo con la letteratura. Gli altri due parametri hanno influenza minore: un aumento del flusso determina una diminuzione della FWHM, mentre un aumento della concentrazione di N_2 ne determina un aumento. Quest'ultimo

è un risultato inaspettato, dato che in letteratura, il più delle volte, ad un aumento della concentrazione di N_2 viene associata una diminuzione della FWHM [26]. È da notare che tutti gli altri parametri di crescita, diversi da concentrazione di N_2 , pressione e flusso, come ad esempio la temperatura e la potenza rf hanno un'elevata influenza sulla FWHM, come si vede dall'elevato valore del termine noto. I termini misti rappresentano le interazioni di secondo ordine tra i parametri considerati.

4.4.2 Test di piezoelettricità

Per misurare la piezoelettricità dei film di AlN è stato utilizzato uno strumento, progettato e realizzato dal Dr. Vladimir Anismkin, ricercatore presso l'Istituto di Radioingegneria ed Elettronica di Mosca.

Lo strumento, rappresentato schematicamente in figura 4.6, riceve in ingresso il segnale proveniente da un generatore di impulsi, necessario per far oscillare una ceramica piezoelettrica presente all'interno dello strumento, e l'uscita viene visualizzata su un oscilloscopio. Il generatore produce un treno di impulsi di periodo T e larghezza τ . La ceramica piezoelettrica è stata scelta in modo tale che vengano prodotte solo onde longitudinali. Quest'ultima mette in vibrazione la sonda che di conseguenza imprime una successione di impulsi meccanici al film da testare. Tra i due elementi è opportuno introdurre del liquido che garantisca un buon accoppiamento meccanico, ad esempio una piccola goccia d'acqua.

Se il film è piezoelettrico, al suo interno si produce un campo elettrico e quindi una differenza di potenziale che viene prelevata in uscita dall'oscilloscopio.

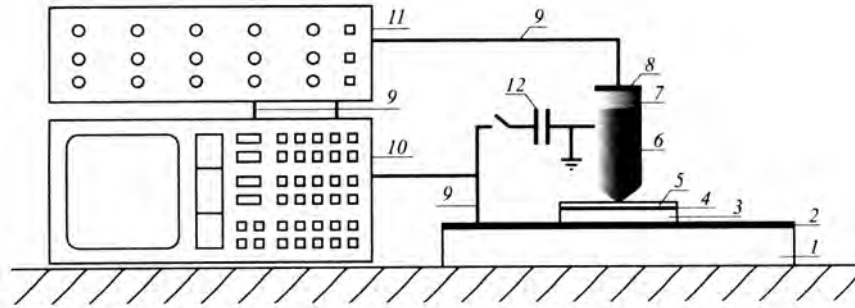


Figura 4.6: Test di piezoelettricità. 1) Supporto in resina; 2) foglio metallico (rame); 3) substrato; 4) metallizzazione; 5) film piezoelettrico da testare; 6) sonda; 7) ceramica piezoelettrica; 8) elettrodo metallico; 9) cavi coassiali di collegamento; 10) oscilloscopio; 11) generatore di impulsi; 12) condensatore.

Poichè il campo elettrico viene generato solamente da onde di tipo longitudinale, la sola componente del tensore delle costanti elastiche che contribuisce alla risposta è la d_{33} . Mediante l'oscilloscopio si rivela il campo elettrico tra il foglio metallico (2) e la massa e si effettuano le letture di quattro valori di tensione ottenute inserendo o meno una capacità in parallelo ed utilizzando un film di riferimento di cui sia nota la costante piezoelettrica d_{33} :

1. V_1 , valore massimo (o minimo) della risposta, relativa al film da testare, con la capacità (12) non collegata;
2. V_2 , valore massimo (o minimo) della risposta, relativa al film da testare, con la capacità (12) collegata;
3. V_1^r , valore massimo (o minimo) della risposta, relativa al film di riferimento, con la capacità (12) non collegata;

4. V_2^r , valore massimo (o minimo) della risposta, relativa al film di riferimento, con la capacità (12) collegata;

La costante d_{33} del materiale da testare, si ottiene dunque dalla seguente relazione

$$d_{33} = \frac{V_1 V_2 (V_1^r - V_2^r)}{V_1^r V_2^r (V_1 - V_2)} d_{33}^r \quad (4.3)$$

in cui d_{33}^r è la costante piezoelettrica relativa al film di riferimento.

La misura della costante d_{33} è possibile se sono soddisfatte alcune condizioni:

1. lo spessore del substrato non deve essere troppo grande (meno di $500\mu m$);
2. la resistività del substrato deve essere sufficientemente bassa (meno di $10\Omega m$);
3. tra il film da testare e il substrato ci deve essere un film metallico.

4.5 Realizzazione dell'elettrodo superiore

In questo caso non essendoci problemi relativi alla crescita di altri materiali, si può utilizzare in teoria un qualsiasi metallo, tenendo sempre presente le caratteristiche necessarie per un buon funzionamento del risonatore. Dunque per la buona conducibilità e la bassa densità, è stato utilizzato l'Alluminio.

4.5.1 Allineamento e Litografia

Per realizzare la geometria opportuna è stata effettuato un processo di litografia utilizzando la maschera N° 1. Di fondamentale importanza è stato ottenere

un buon allineamento con le strutture realizzate in precedenza sulla faccia inferiore del wafer. Per fare questo è stato necessario l'utilizzo di un mask aligner adatto, che, grazie alla presenza di ottiche posizionate sulla parte inferiore del substrato, ha permesso di allineare la maschera degli elettrodi con le strutture già presenti, utilizzando i marker disegnati su entrambe le maschere proprio per questo scopo.

4.5.2 Sputtering dell' Alluminio e Lift-off

Una volta effettuato tutto il processo di litografia, si è proceduto con la deposizione mediante sputtering di un film di 1000\AA di alluminio per realizzare quindi le strutture con la tecnica del *Lift-off*. I parametri utilizzati per la deposizione sono gli stessi del precedente processo di deposizione di *Al*, e quindi riportati in tabella 4.2. L'unica differenza è stata quella di creare un buon contatto termico con il piatto raffreddato dello sputtering, per evitare il surriscaldamento del resist e quindi problemi durante il processo di *Lift-off*.

4.6 Realizzazione della membrana

Quest'ultima fase, necessaria per la realizzazione completa del dispositivo, prevede lo scavo del substrato di silicio, con un processo di etching chimico. Come detto nei paragrafi precedenti è possibile procedere con i due diversi tipi di etching. Entrambi i processi sono stati effettuati e vengono di seguito descritti.

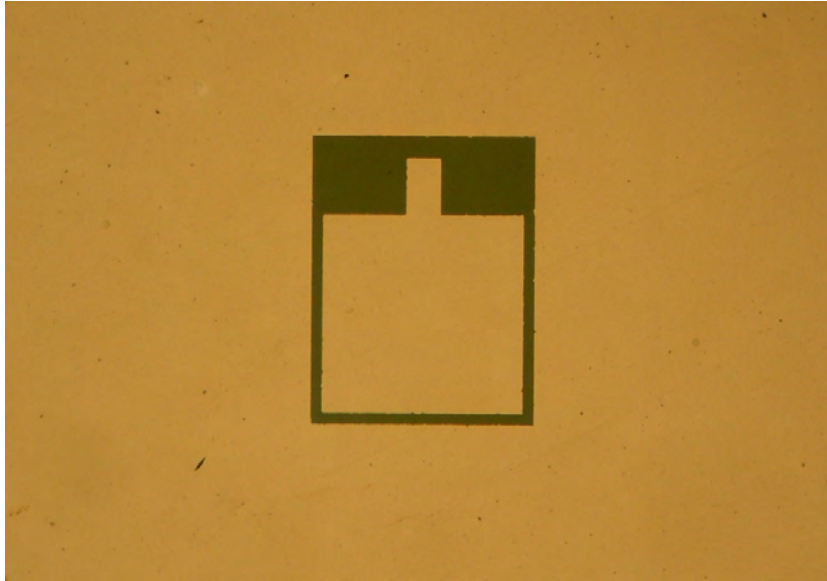


Figura 4.7: Immagine al microscopio ottico dell'elettrodo realizzato.

4.6.1 Wet etching

Il processo consiste nell' immersione di un substrato in una soluzione chimica liquida che attacchi le regioni esposte del campione.

I tempi con cui questo attacco avviene e i profili che si ottengono dipendono da molti fattori: il tipo di substrato, lo specifico eccitante chimico, la concentrazione e la temperatura, che deve essere mantenuta stabile durante tutto il processo.

In generale questi processi sono di tipo *isotropo*, cioè il *rate* di attacco non dipende dall'orientazione del substrato, mentre nel caso del silicio l'attacco avviene secondo delle direzioni ben precise dettate dalla posizione dei piani cristallini del materiale.

Per l'etching anisotropo del silicio possono essere utilizzate diverse soluzioni, come ad esempio KOH, EDP, TMAH, o altre. La differenza tra queste, che

sono le tre soluzioni più usate, consiste nella selettività, nei rate di attacco e nelle temperature di utilizzo.

La soluzione utilizzata nel lavoro presentato è stata il KOH, che comunque rimane un delle sostanze più diffuse. Per questa soluzione il rate di attacco è proporzionale a

$$e^{-g/KT}$$

dove K è la costante di Boltzmann, T è la temperatura e g è un valore proporzionale al quadrato dell'energia di attivazione E_a . Poichè per i piani $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ e $\langle 111 \rangle$ le energie di attivazione valgono rispettivamente 0.59, 0.61 e 0.70, la velocità di attacco è fortemente dipendente dalla direzione del piano sul quale avviene l'attacco (vedi figura 4.8). Di seguito vengono riportati gli angoli che i principali piani cristallografici formano tra di loro:

$$\phi_1 = \arccos \frac{1}{\sqrt{3}} = 54,74^\circ \quad (\text{angolo tra il piano } \langle 100 \rangle \text{ e } \langle 111 \rangle)$$

$$\phi_2 = \arccos \frac{1}{\sqrt{2}} = 45^\circ \quad (\text{angolo tra il piano } \langle 100 \rangle \text{ e } \langle 110 \rangle)$$

$$\phi_3 = \arccos \sqrt{\frac{2}{3}} = 35,26^\circ \quad (\text{angolo tra il piano } \langle 110 \rangle \text{ e } \langle 111 \rangle)$$

L'angolo ϕ_1 corrisponde esattamente all'inclinazione dello scavo realizzato e progettato nel dispositivo.

Inoltre, come già accennato, la velocità di attacco è influenzata anche dalla concentrazione della soluzione e dalla temperatura. Tali dipendenze sono mostrate rispettivamente nelle figure 4.9 e 4.10, [3].

Prima di poter effettuare il processo è stato necessario trovare un modo per evitare che la soluzione di KOH , a causa della sua aggressività nei confronti degli altri materiali presenti sul substrato (Al e AlN), potesse distruggere le strutture realizzate. Per questo è stato usato un supporto, realizzato

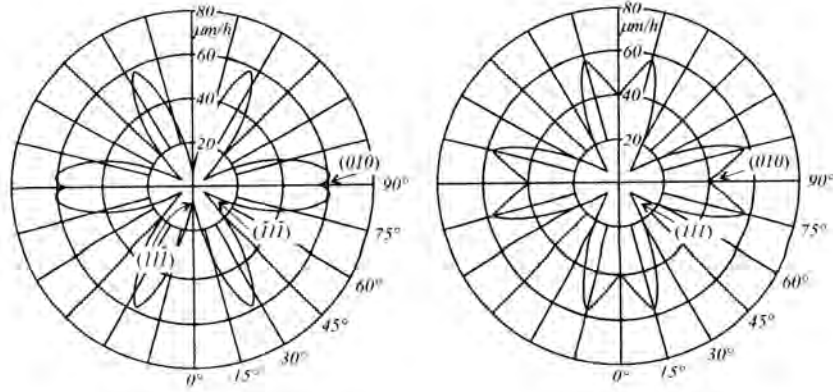


Figura 4.8: Velocità di attacco di una soluzione al 50% di KOH a 78° in funzione della direzione, per wafer di silicio $\langle 100 \rangle$ e $\langle 110 \rangle$.

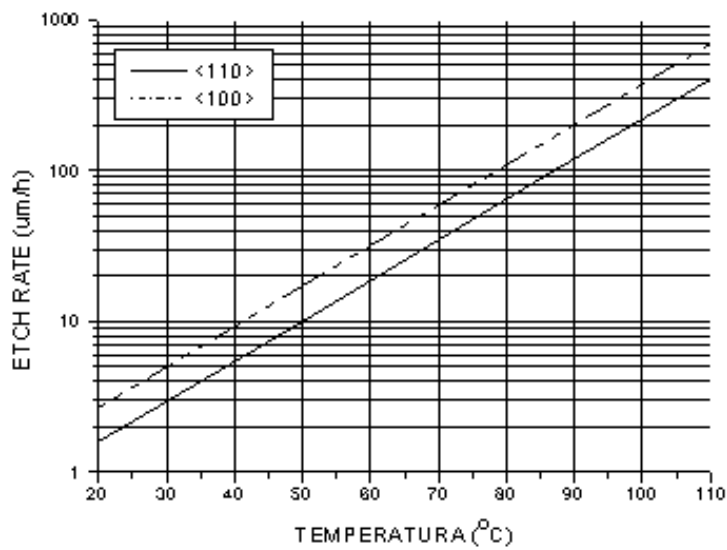


Figura 4.9: Velocità di attacco di una soluzione al 20% di KOH in funzione della temperatura.

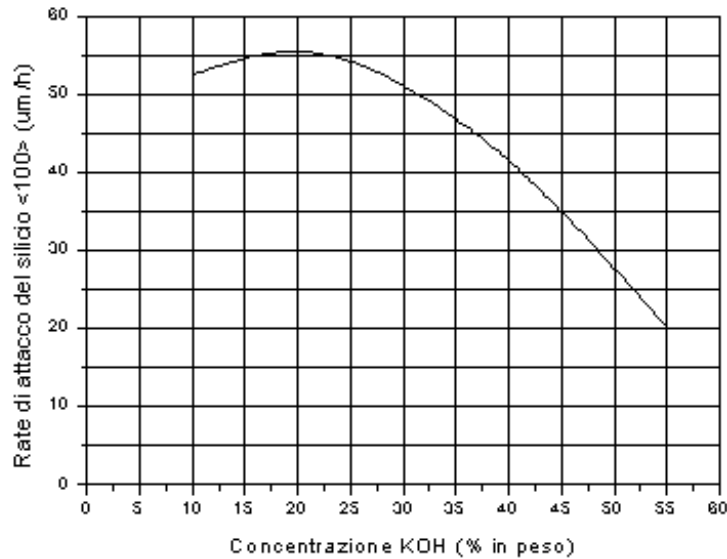


Figura 4.10: Velocità di attacco di una soluzione di KOH a temperatura di 72° in funzione della concentrazione.

in teflon *ad hoc* per contenere wafer da $3''$, con il quale si è potuta proteggere la superficie contenente i vari layer depositati, senza che la soluzione potesse bagnarli.

L'attacco più precisamente è avvenuto in soluzione di KOH al 23% alla temperatura costante di 80° , immergendo completamente il contenitore all'interno della soluzione, contenuta a sua volta in un cilindro di vetro riscaldato da un flusso di acqua a temperatura controllata.

La durata del processo è stata di circa le 6 ore e 30 minuti, dal momento che lo spessore del wafer di silicio è di $340\mu\text{m}$ e il rate di attacco è poco più di $50\mu\text{m}/h$. Al termine di questo tempo la soluzione è venuta a contatto con lo strato di nitrato di silicio, che viene attaccato dal KOH con rate del tutto trascurabili rispetto a quelli del silicio ed il processo è stato terminato.

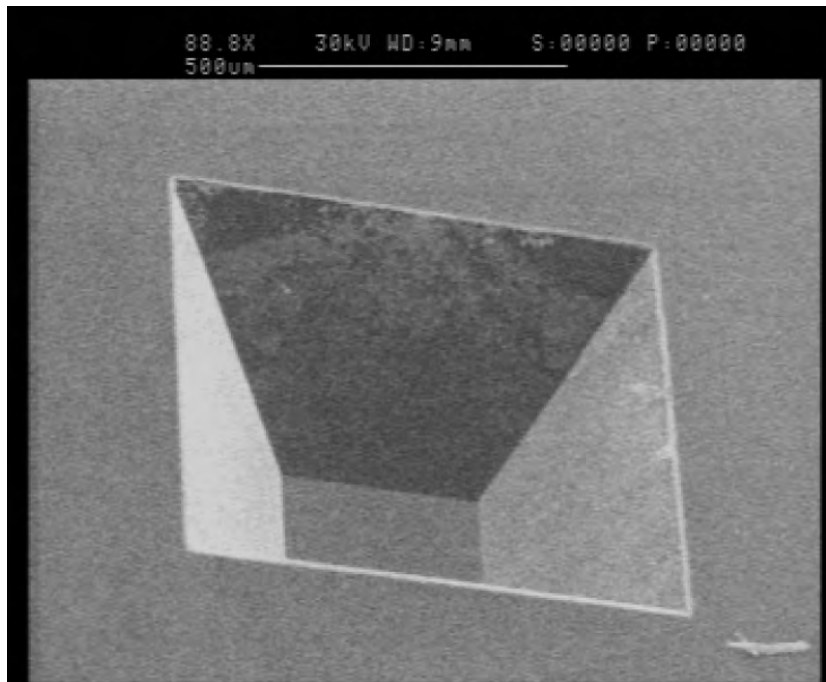


Figura 4.11: Foto al SEM dello scavo realizzato nel Silicio.

4.6.2 Dry Etching

Questa è un'altra tecnica che consente di creare geometrie all'interno del volume di un film, sfruttando però la reattività di vapori e specie chimiche all'interno di appositi ambienti in cui precedentemente viene creato il vuoto. Questo processo può essere suddiviso in due gruppi, secondo l'utilizzo e la tecnica adottata:

- Vapor Etching
- Plasma Etching

Il *Vapor Etching* viene principalmente usato per la pulizia delle superfici di strutture micromeccaniche e prima dell'operazione di impaccettamento

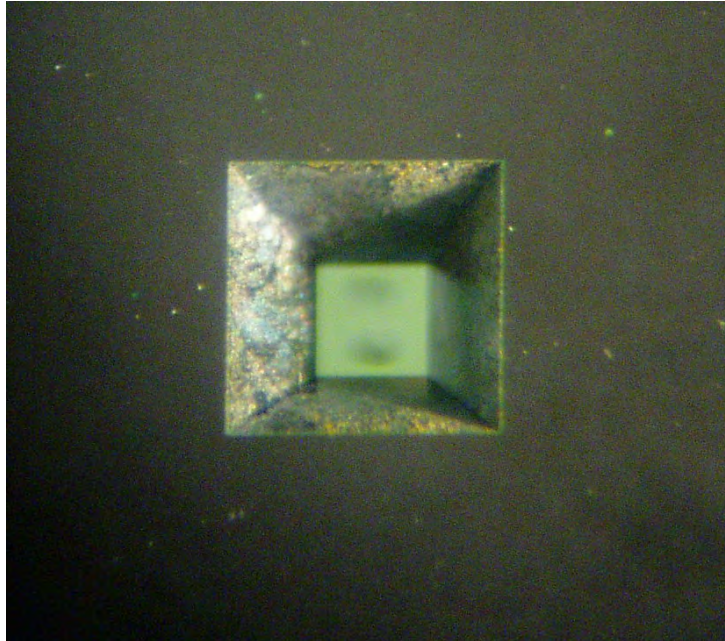


Figura 4.12: Foto al microscopio ottico dello scavo realizzato nel Silicio.

di componenti. Uno dei vapori più utilizzati nei processi micromeccanici è il gas difloruro di xenon (XeF_2), altamente selettivo per il silicio.

il *Plasma Etching* invece viene utilizzato per la vera e propria realizzazione di microstrutture e si basa sulla ionizzazione, in ambiente a pressione molto bassa, di un gas (plasma) tramite una scarica elettrica. Le particelle di gas ionizzato, dirette verso il materiale, creano un vero e proprio bombardamento della superficie e reagendo chimicamente con quest'ultima, rendono gli atomi volatili, permettendo che siano rimossi dalla pompa del vuoto.

Riducendo la pressione dell'ambiente in cui avviene il processo, il rate di etching aumenta e diviene più direzionale, in quanto viene diminuita la possibilità di scattering delle molecole del gas aumentando di conseguenza la velocità. Per bassi limiti di pressione, e quindi per alti gradi di direzionalità,

il processo prende il nome di *reactive ion etching* (RIE).

Questo processo è stato quindi utilizzato per la realizzazione dello scavo nel Silicio, con particolare accortezza nell'ottenere delle pareti molto verticali. In questo caso il tipo di processo prende il nome di DEEP-RIE ed è stato eseguito presso l'Istituto di Fotonica e Nanotecnologie del C.N.R. di Roma. Il processo ha visto una rapida alternanza di 2 gas (intervalli di pochi secondi) per un numero molto elevato di cicli. Un primo gas (C_4F_8) è stato utilizzato per attaccare il Silicio, un secondo gas (SF_6) è stato invece utilizzato per creare uno strato passivante sulle pareti dello scavo, in modo da mantenerle il più verticale possibile.

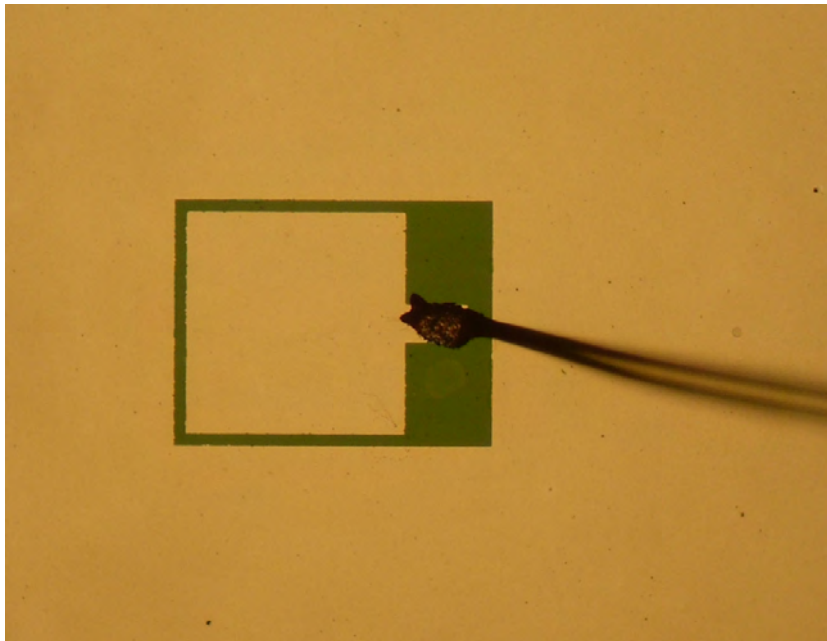


Figura 4.13: Immagine al microscopio ottico dell'elettrodo con la saldatura ad ultrasuoni.

4.7 Misure sui dispositivi realizzati

Al termine della fase di realizzazione, i dispositivi ottenuti sono stati montati su dei supporti TO39 per poter essere misurati con un Network Analyzer.

Sono state effettuate delle misure del modulo e della fase dei parametri di scattering, più precisamente, essendo un dispositivo ad una porta, è stato misurato il parametro S_{11} . Di seguito riportiamo i risultati delle misure per due diversi dispositivi misurati (disp1 e disp2).

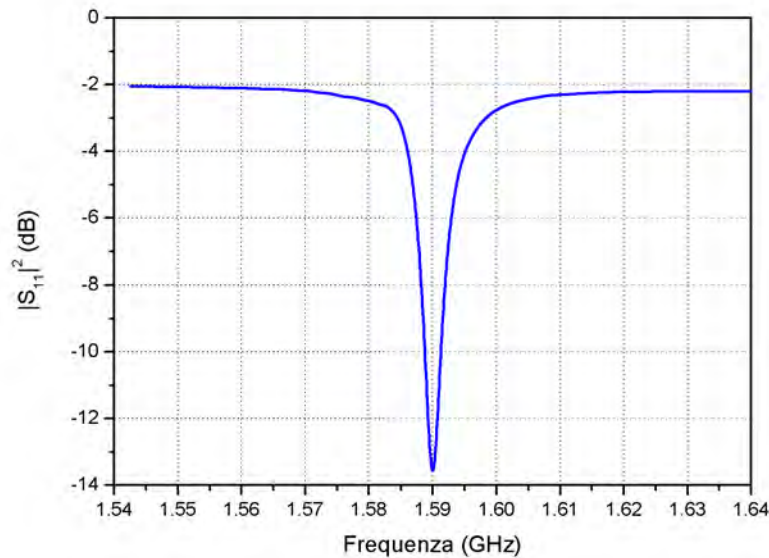


Figura 4.14: Misura del modulo del parametro S_{11} (disp1).

Le frequenze di funzionamento dei due dispositivi sono molto vicine tra loro, $f = 1.589$ e $f = 1.593$, inoltre, per il dispositivo numero 1 si è misurato un fattore di merito $Q = 706$, mentre per il dispositivo numero 2 si è misurato un valore $Q = 133$.

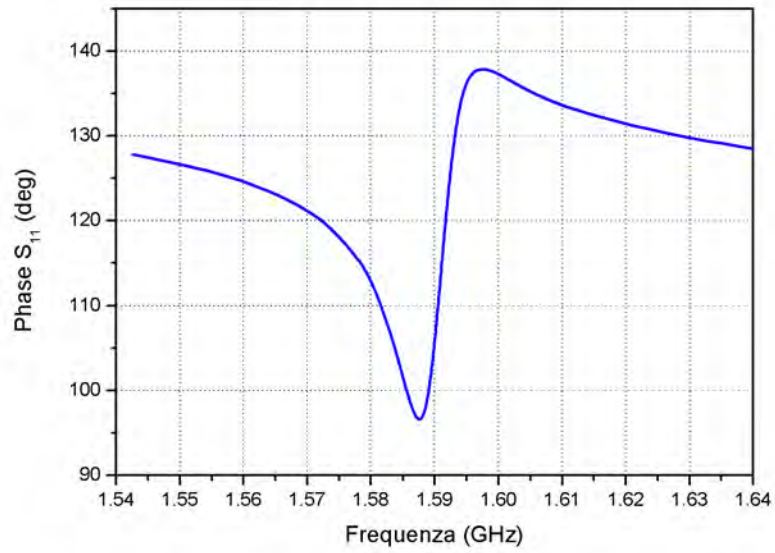


Figura 4.15: Misura della fase del parametro S_{11} (disp1).

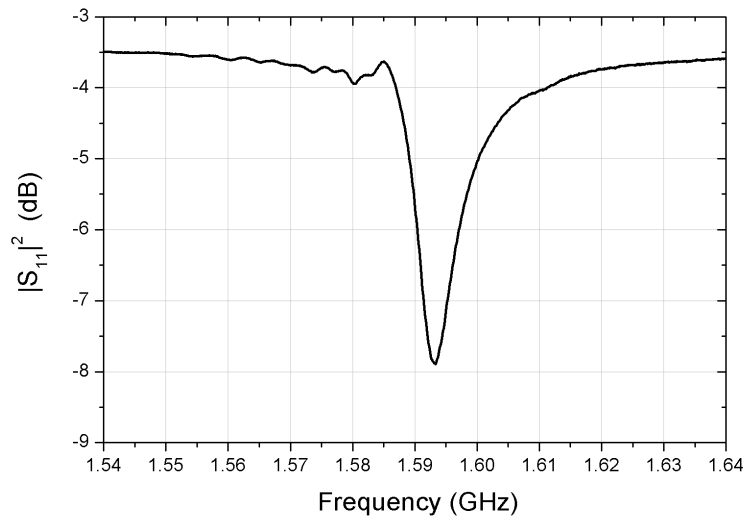


Figura 4.16: Misura del modulo del parametro S_{11} (disp2).

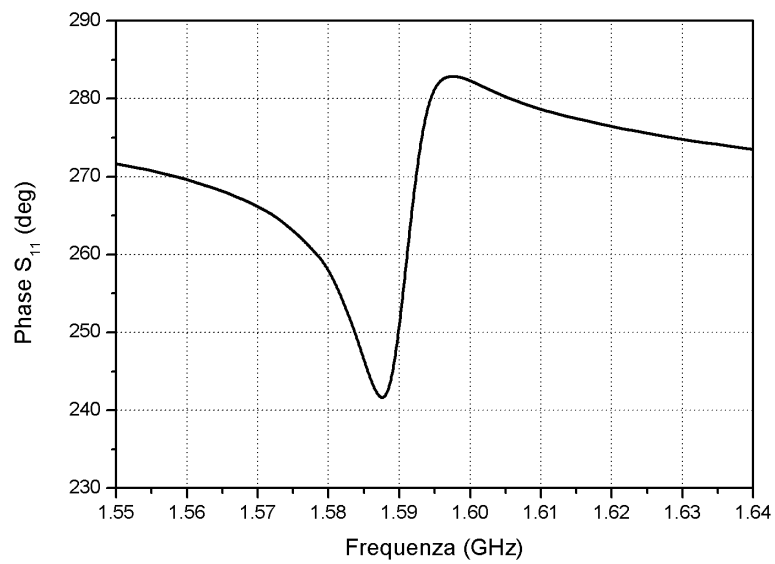


Figura 4.17: Misura della fase del parametro S_{11} (disp2).

Capitolo 5

TFBAR come sensori di gas

Il grande numero di aree di applicazione nel campo dei sensori ha in generale portato ad una grande attività di ricerca per lo sviluppo di diversi tipi di sensori. I sensori basati su trasduzione elettro acustica, sia BAW sia SAW, hanno dimostrato di essere performanti nella misura di parametri fisici, come forza, accelerazione, pressione, grandezze elettriche e magnetiche ecc. o grandezze chimiche e biochimiche come gas, vapori e concentrazioni di ioni in ambiente gassoso e liquido [7].

Il sensore chimico più comunemente utilizzato, basato su onde acustiche, è la microbilancia al quarzo (QCM), che è costituita da un risonatore piezoelettrico, solitamente una piastra di quarzo, ricoperto da membrane chimicamente interattive (CIM). L'assorbimento e il desorbimento degli analiti da parte della membrana crea una variazione di massa nella CIM, la quale è rilevabile come uno spostamento della frequenza di risonanza del dispositivo. Per questo motivo questi dispositivi sono anche chiamati sensori micro-gravimetrici.

Le prestazioni delle QCM, la cui frequenza di funzionamento è limitata a

poche decine di MHz , è ampiamente superata nel caso dell'uso di dispositivi SAW (risonatori o linee di ritardo), dove le più alte frequenze di risonanza, dell'ordine dei GHz , insieme con la presenza di meccanismi di interazione che non coinvolgono solamente l'effetto di massa, ma anche effetti di tipo elastico, viscoelastico, elettrico ecc. danno origine a segnali di uscita più ampi, condizione fondamentale per migliorare la sensibilità del dispositivo.

Limitando adesso l'attenzione solamente ai sensori QCM, è possibile assumere che la risposta ad una variazione di massa, in termini di variazione di frequenza assoluta, aumenta con il quadrato della frequenza di funzionamento. Questo significa che la sensibilità delle microbilance al quarzo, la cui frequenza di funzionamento non supera i $30 \div 40 MHz$, limita le loro applicazioni lì dove la soglia di rilevazione dell'inquinante in concentrazione di pochi ppm non è sufficiente.

Per questo motivo è proposto l'uso di strutture TFBAR, dove dunque le frequenze di funzionamento possono essere estese all'intervallo dei GHz , aumentando le prestazioni dei sensori micro-gravimetrici. La sensibilità di massa di questi dispositivi è espressa come una variazione percentuale (Hz/MHz), dovuta all'aumento di $1ng/cm^2$ di massa per unità di area del dispositivo, funzionante in gas o in vuoto.

La relazione tra sensibilità di massa e le caratteristiche del sensore elettroacustico, così come la frequenza di funzionamento, la propagazione acustica nel materiale, lo spessore della piastra, ecc., dipende dal dispositivo acustico specifico preso in considerazione.

La regola generale principalmente utilizzata per la sensibilità di massa è che essa incrementi così come la massa effettiva per unità di area della piastra

Tabella 5.1: Sensibilità di massa per sei diversi tipi di sensori ad onde acustiche.

Device type	Sm example (Hz/MHz)(ng/cm^2)
QMC (quartz crystal microbalance)	0.014
SAW (surface acoustic wave)	0.20
STW (surface transverse wave)	0.125
FPW (flexural plate wave)	0.38
SH-APM (shear horizontal acoustic plate modes)	0.019
TFBAR* (thin film bulk acoustic resonator)	0.55

*value referred to a device operating at $1GHz$ for a plate $5.5 \mu m$ thick.

sensibile diminuisce. La tabella 5.1 riporta le sensibilità di massa valutate per sei diversi tipi di sensori, basati su trasduzione elettroacustica.

La sensibilità di massa (S_m) di un sensore piezoelettrico con area sensibile (A), frequenza di risonanza (f) e variazione di massa (Δ_m) che si va a creare sulla superficie del dispositivo causando uno spostamento in frequenza (Δf), può essere definita in questo modo:

$$S_m = \lim_{\Delta_m \rightarrow 0} \frac{\Delta f/f}{\Delta m/A} \quad (5.1)$$

In un risonatore TFBAR, il segnale del sensore (Δf) è correlato alla sensibilità di massa (S_m) ed alla densità di massa superficiale:

$$\Delta f = -S_m \frac{\Delta m}{A} \quad (5.2)$$

con la sensibilità di massa (S_m) che può essere scritta come:

$$S_m = -\frac{v_p}{2\rho_p h^2} = -\frac{2f^2}{\rho_p v_p} = -\frac{2f^2}{Z_A} \quad (5.3)$$

con v_p, ρ_p, h, Z_A rispettivamente velocità acustica, densità e spessore della struttura risonante ed impedenza acustica ($Z_A = v_p \rho_p$). Risulta evidente da queste formule come, elevate frequenze di risonanza (dunque spessori inferiori di materiale piezoelettrico), basse densità o elevate velocità acustiche, forniscono la base per realizzare un sensore con elevate prestazioni, come è proprio nel caso della scelta del Nitruro di Alluminio.

I sensori TFBAR presentano inoltre una struttura robusta e miniaturizzata; le tecnologie coinvolte nella loro fabbricazione, come visto in questo lavoro, sono completamente compatibili con quelle utilizzate sul Silicio per la realizzazione dei circuiti integrati, cosa che rende possibile una integrazione monolitica di array di TFBAR con oscillatori ed amplificatori elettronici per la gestione dei segnali.

L'applicazione di queste strutture progettate e realizzate è stata indirizzata alla realizzazione di sensori chimici di diverse grandezze, condizionati però dalla scelta della membrana interagente. Scegliendo un film di palladio è stato possibile costituire un sensore per *l'Idrogeno* e utilizzando delle porfirine è stato possibile realizzare un sensore di *Monossido di Carbonio* ed *Etanolo*. Si è inoltre provato ad utilizzare delle membrane particolari costituite da *Nanotubi di Carbonio*, testati con sostanze chimiche quali acetone, etilacetato e toluene.

5.1 Meccanismo di adsorbimento

In generale per trasformare un trasduttore generico in un sensore chimico è necessario associare quest'ultimo con uno strato di materiale capace di catturare le molecole dall'ambiente. Il film di materiale (CIM - Chemical Interactive Material), depositato su un' opportuna area del dispositivo, definisce le proprietà del sensore, in quanto, l'efficienza del sensore dipenderà fortemente dalla capacità della membrana di catturare le molecole del gas con una certa efficienza e una certa selettività, in relazione al tipo di molecole da rilevare. La capacità di catturare molecole da parte del CIM è regolata dal fenomeno dell'adsorbimento, il quale provoca delle variazioni nel materiale in termini di massa, di proprietà elastiche, viscoelastiche ed elettriche. Nel caso dei TFBAR le grandezze a cui la struttura risonante è sensibile sono principalmente la massa e l'elasticità.

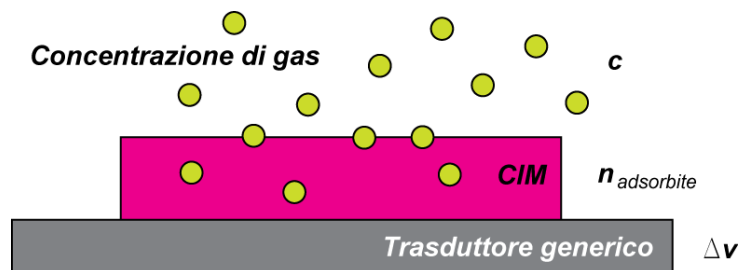


Figura 5.1: Schema di principio di un sensore generico di gas.

L'adsorbimento è un fenomeno in cui molecole o atomi formano un legame chimico o instaurano un'interazione di tipo fisico (attraverso forze di Van der Waals), all'interfase, spesso solido-liquido o solido-gassoso. L'adsorbimento è un processo in cui le molecole adsorbite perdono in parte i loro gradi di libertà traslazionali, non vibrazionali e rotazionali, legandosi alla superficie.

D'altra parte il fenomeno si può verificare sia all'interno del materiale sia sulla superficie di esso. Se l'assorbimento avviene solo alla superficie si parla più specificatamente di adsorbimento. Se l'assorbimento avviene entro la materia (per cui una sostanza è incorporata e trattenuta in un'altra) si parla di assorbimento. Dunque le interazioni possono essere, rispettivamente, specifiche o di solubilità.

Nel primo caso, mentre la solubilità non coinvolge i siti di interazione alcuni materiali di rivestimento possono essere provvisti di siti specifici di interazione, in questo caso esiste un numero limitato di siti di interazioni possibili, e la relazione tra il numero di molecole e la concentrazione tende alla saturazione. Dunque la relazione tra il Δn e c può essere modellizzata dall'isoterma di Langmiur, di seguito descritta. Per quanto riguarda le interazioni di solubilità, possiamo dire che i materiali di rivestimento presentano una interazione di solubilità con gli analiti presenti nella fase gassosa. L'interazione è rappresentata dal coefficiente di partizione il quale è definito come il rapporto tra la concentrazione in fase gassosa e nel materiale assorbente. La relazione tra Δn e c è regolata dalla legge di Henry, anch'essa descritta di seguito.

L'adsorbimento può essere di tipo fisico (legami di Van der Waals) o di tipo chimico (legami covalenti). L'adsorbimento di tipo fisico ha dei valori di ΔH di circa 20 kJmol^{-1} , mentre l'adsorbimento di tipo chimico ha dei valori di ΔH dieci volte superiori, intorno a 200 kJmol^{-1} . L'adsorbimento può essere classificato, secondo gli stati della materia, in omogeneo (se interessa fasi diverse ma aventi lo stesso stato, ad es. entrambe allo stato liquido, per esempio acqua-esanolo) o eterogeneo (se interessa stati differenti della

materia: solido-liquido, liquido-gas, gas-solido).

5.1.1 Equazioni dell'adsorbimento

Di seguito sono riportate e descritte le equazioni dei diversi tipi di adsorbimento citati fin'ora. Nelle espressioni seguenti a indica l'attività, K la costante di dissociazione dell'analita dalla superficie di adsorbimento, θ è la frazione di superficie ricoperta dall'analita.

Adsorbimento di Henry

È la forma di adsorbimento più semplice, usata soprattutto per i gas. Tutte le interazioni sono considerate trascurabili, i coefficienti di attività unitari e la frazione di adsorbimento γ_B molto piccola. Si può considerare il coefficiente di attività del soluto per soluzioni concentrate; per soluzioni diluite l'attività è approssimata alla concentrazione del soluto.

$$a = K' \cdot \theta \quad (5.4)$$

Nel caso in cui i coefficienti stechiometrici non sono in rapporto 1 : 1 si parla di adsorbimento di Freundlich, con la seguente equazione:

$$a = K' \cdot \theta^{\frac{1}{z}} \quad (5.5)$$

Adsorbimento di Langmuir

L'isoterma di Langmuir descrive sistemi semplici che si avvicinano alle condizioni il più ideali possibili. L'adsorbimento secondo Langmuir si basa su quattro condizioni: l'attività può essere sostituita con la concentrazione

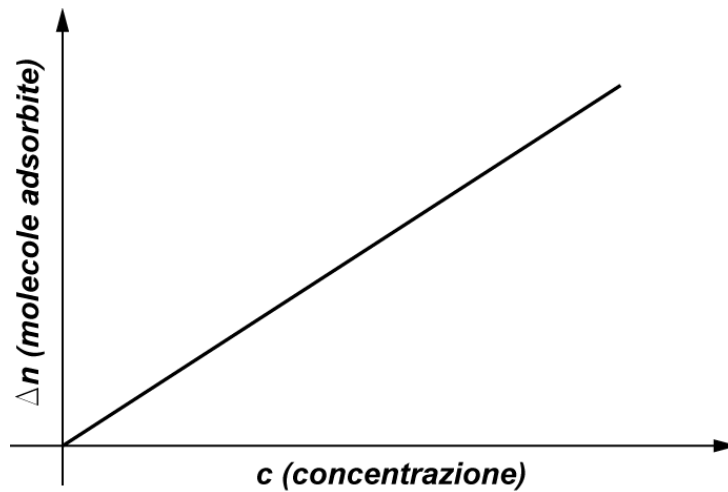


Figura 5.2: Andamento dell' Isoterma di Henry.

(soluzione diluita); l'adsorbimento non può procedere oltre il ricoprimento di un monostrato; i siti si equivalgono tutti (ossia hanno tutti la stessa entalpia di adsorbimento) e la superficie è assunta come uniforme (cioè risulta perfettamente piana su scala microscopica, questo è dovuto al fatto che altrimenti non ci sarebbe equivalenza dei siti); l'interazione adsorbato-adsorbato è considerata trascurabile rispetto all' interazione adsorbato-superficie. L'equazione dell'isoterma di Langmuir è descritta dalla seguente espressione:

$$\theta = \frac{\Gamma}{\Gamma^0} = \frac{c}{c + K'} \quad (5.6)$$

oppure in termini di c

$$c = K' \frac{\theta}{1 - \theta} \quad (5.7)$$

dove Γ^0 è l'eccesso superficiale massimo e si assume costante nel tempo, K' è la costante di dissociazione, θ è il grado di occupazione dei siti di

adsorbimento disponibili:

$$\theta = \frac{n_{tot} - n_{slz}}{n_{tot}} \quad (5.8)$$

La costante di dissociazione K' si considera costante nell'intervallo di analisi e varia con la temperatura secondo la legge:

$$K' = K'_0 \cdot \exp\left(\frac{A}{RT}\right) \quad (5.9)$$

dove A e K'_0 sono costanti che hanno carattere entalpico ed entropico rispettivamente.

Nel caso in cui i rapporti stechiometrici tra la specie adsorbente e solvente non sono 1 : 1 la curva acquista una forma sigmoideale e si parla di adsorbimento Langmuir Sigmoideale. L'espressione matematica è simile alla equazione di Langmuir anche se alcune variabili sono elevate a un coefficiente n (con $n=2,3,\dots$). Tale coefficiente deve essere uguale sia per la specie che viene adsorbita (B_{ad}) che per il solvente adsorbito (A_{ad}) sulla superficie adsorbente.

$$a = K' \left(\frac{\theta}{1 - \theta} \right)^{\frac{1}{z}} \quad (5.10)$$

Adsorbimento di Van der Walls

L'equazione di Van der Walls descrive un sistema in cui vi sono interazioni tra solvente e soluto. L'equazione descrive questa interazione con due termini aggiuntivi rispetto la precedente:

$$\exp(\theta\beta) \quad e \quad \exp\left(\frac{\theta}{1 - \theta}\right) \quad (5.11)$$

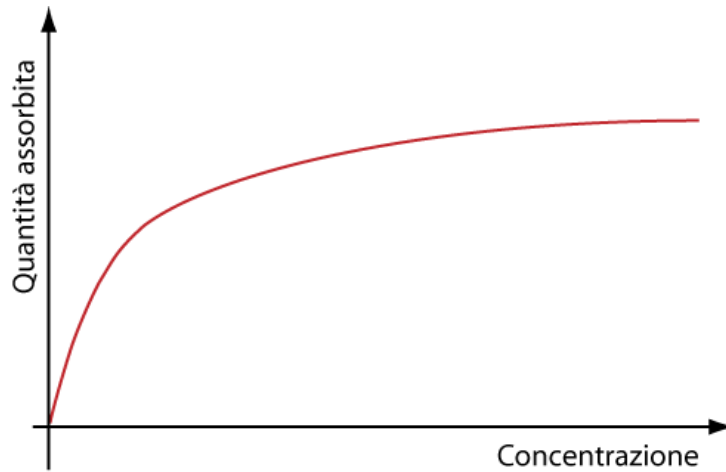


Figura 5.3: Andamento dell' Isoterma di Langmuir.

Il primo di questi termini descrive l'interazione tra due molecole adsorbite. L'interazione può essere dovuta a forze attrattive o repulsive, che agiscono proporzionalmente alla concentrazione e alle dimensioni della molecola adsorbenda (effetto sterico). Per esempio due molecole adsorbenti possono interagire presso lo stesso sito adsorbente, competendo per l'adsorbimento su tale sito o per l'adsorbimento su di un sito vuoto, stericamente impedito da molecole vicine. Il secondo termine è legato a forze repulsive o attrattive nell'interazione tra molecole di solvente e di soluto adsorbite. Le molecole di soluto, per esempio, avranno una tendenza maggiore ad essere adsorbite ma troveranno molecole di solvente nei siti di adsorbimento con cui interagiranno. L'equazione completa è descritta dalla seguente formula:

$$a = K' \frac{\theta}{1 - \theta} \cdot \exp(\theta\beta) \cdot \exp\left(\frac{\theta}{1 - \theta}\right). \quad (5.12)$$

Processi di adsorbimento nelle Metalloporfirine

E' noto che l'isoterma di adsorbimento delle porfirine allo stato solido può essere descritta come somma di due diversi tipi di adsorbimento: quello specifico (Langmuir) e quello non-specifico (Henry). Nella figura 5.4 riportiamo l'andamento caratteristico dell'adsorbimento nelle porfirine, e nella figura 5.5 è schematizzata la struttura tipica delle porfirine e il tipo di interazioni superficiali che possono avvenire.

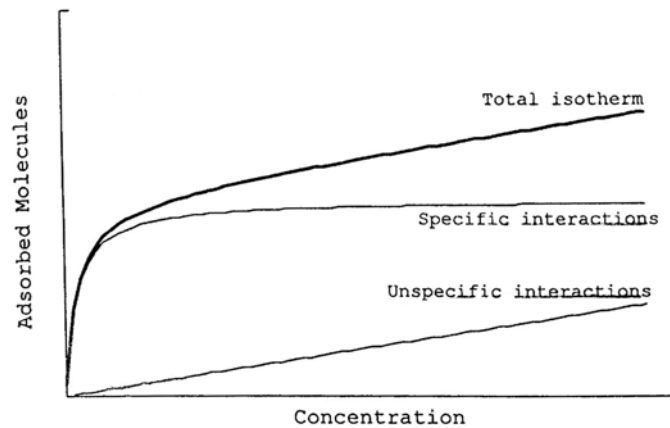


Figura 5.4: Andamento dell'Isoterma di adsorbimento nelle Porfirine.

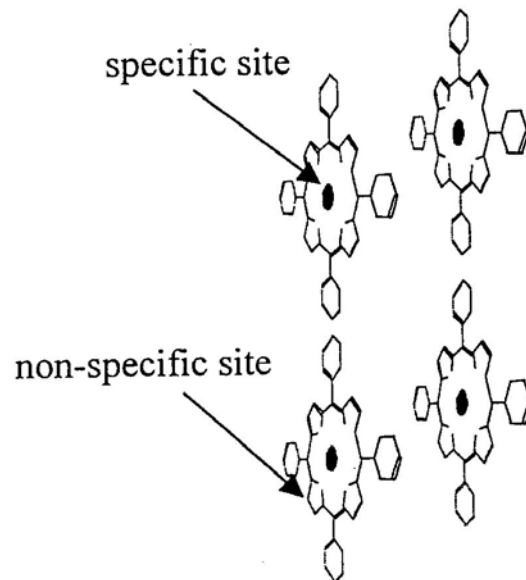


Figura 5.5: Modalità di adsorbimento nelle Porfirine.

5.2 Misure sui TFBAR come sensori di H_2

La presenza delle membrane di cui si è appena parlato causa una variazione iniziale della frequenza di risonanza del TFBAR e, nel momento in cui il film sensibile viene ad interagire con il gas da misurare, si verifica un'ulteriore variazione della frequenza di risonanza in quantità proporzionale alle molecole adsorbite e quindi alle concentrazioni del gas, rendendo possibile la misura della concentrazione in base allo shift in frequenza [8].

Per poter effettuare le misure con l'Idrogeno è stato utilizzato come materiale sensibile il Palladio (Pd) ed inoltre è stato necessario architettare un sistema di misura per poter esporre la parte inferiore del dispositivo TFBAR al gas da misurare. Il sensore è stato così posizionato su di un supporto TO39 nel cui centro è stato realizzato un foro in corrispondenza della membrana.

Tutto questo è stato necessario poichè, per utilizzare i TFBAR come sensori, si è scelto di depositare le diverse CIM sulla parte inferiore, cioè sul lato dove è stato effettuato lo scavo del Silicio, in modo da poter mantenere la superficie con i contatti elettrici in un ambiente isolato da quello esposto al gas, in previsione anche della possibilità di realizzare l'elettronica di controllo sullo stesso substrato. Da quanto detto i vantaggi di questa struttura risultano evidenti soprattutto nel caso in cui l'ambiente in cui è posizionato il sensore possa essere aggressivo e quindi danneggiare i materiali che costituiscono il risonatore. Inoltre la necessità di questa configurazione è stata dettata dal fatto che per depositare film conduttivi, proprio come in questo caso, evitando cortocircuiti sarebbe stato necessario un processo tecnologico più complicato per posizionare il materiale solo sulla regione attiva, evitando contatti con il metallo circostante.

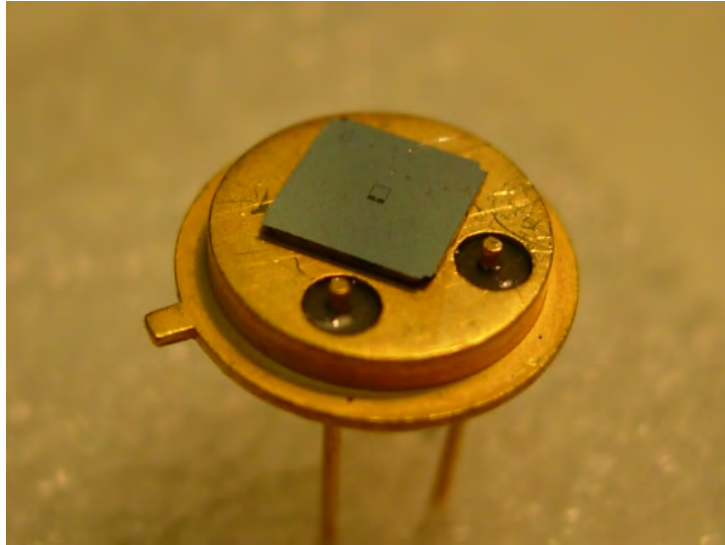


Figura 5.6: Dispositivo montato su supporto TO39.

Questo sistema ha permesso di depositare il Pd (CIM) sul dispositivo già montato, rendendo semplice la misura della frequenza di risonanza prima e dopo la deposizione rimanendo nelle medesime condizioni di misura. Il Pd è stato depositato mediante evaporazione termica attraverso il foro, ovviamente sulla parte inferiore della membrana. Il parametro S_{11} del TFBAR, misurato in modulo e fase usando un Network Analyzer HP8753 A, è riportato in figura 5.7 prima e dopo la deposizione di uno spessore di 15 nm di Pd . Lo spostamento in frequenza del picco di risonanza (di 18 MHz) è in accordo con lo spostamento atteso utilizzando l'approssimazione di Sauerbrey-Lostis, che viene di seguito illustrata.

Assumendo che lo spessore della membrana chimicamente interattiva sia sufficientemente sottile in relazione alla lunghezza d'onda (λ), lo spostamento Δf della frequenza di risonanza f_0 , prodotto dalla massa Δm dell'analita adsorbito, può essere determinata con l'approssimazione di Sauerbrey-Lostis,

considerando che:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = -\frac{\Delta m}{m_0} \quad (5.13)$$

essendo $m_0 = \rho_p S d$ la massa del risonatore, con ρ_p , S e d le sue rispettive densità, superficie e spessore e $f_0 \approx v_p/2d$, con v_p velocità dell'onda acustica.

La variazione percentuale di frequenza prodotta dalla massa dell'analita adsorbito per unità di superficie ($\Delta m/S$) è:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = -\frac{1}{(\rho_p d) \cdot (\Delta m/S)} \quad (5.14)$$

ed il relativo spostamento di frequenza:

$$\Delta f = -\frac{v_p}{2\rho_p d^2} \cdot \left(\frac{\Delta m}{S}\right). \quad (5.15)$$

Il sensore è stato dunque sottoposto a cicli di adsorbimento e desorbimento di diverse concentrazioni di H_2 in N_2 , alternando con cicli di N_2 puro, con un flusso costante di 150 *sccm*.

La risposta del sensore TFBAR è stata rilevata utilizzando il Network Analyzer impostato in maniera da agganciare il picco della frequenza di risonanza, corrispondente al punto di flesso della curva di fase. I dati sono stati acquisiti tramite un PC con opportuno software LABVIEW; il banco di misura ha previsto inoltre l'utilizzo di alcuni flussimetri e un controllore (figura 5.8).

La risposta del sensore è risultata reversibile e ripetibile come si può osservare nella figura 5.9 dove è riportata la risposta nel tempo per una concentrazione di 30 *ppm*.

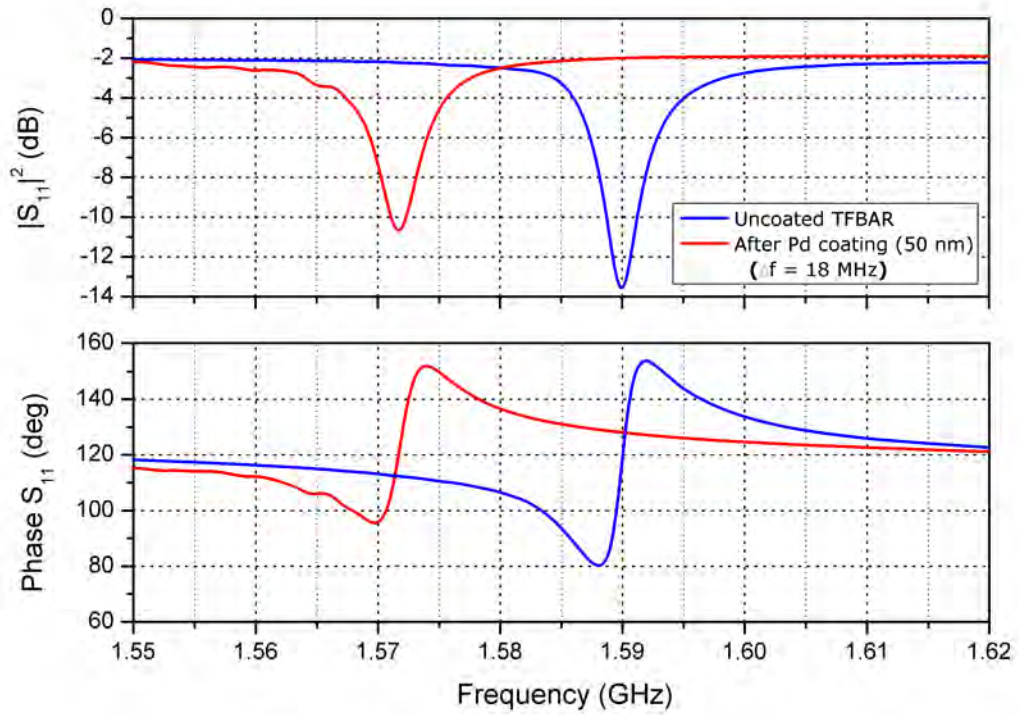


Figura 5.7: Risposte in frequenza prima e dopo la deposizione di Palladio.

Nella figura 5.10 è riportata la curva di risposta per un intervallo di concentrazione dell' H_2 compreso tra 0 e 70 ppm.

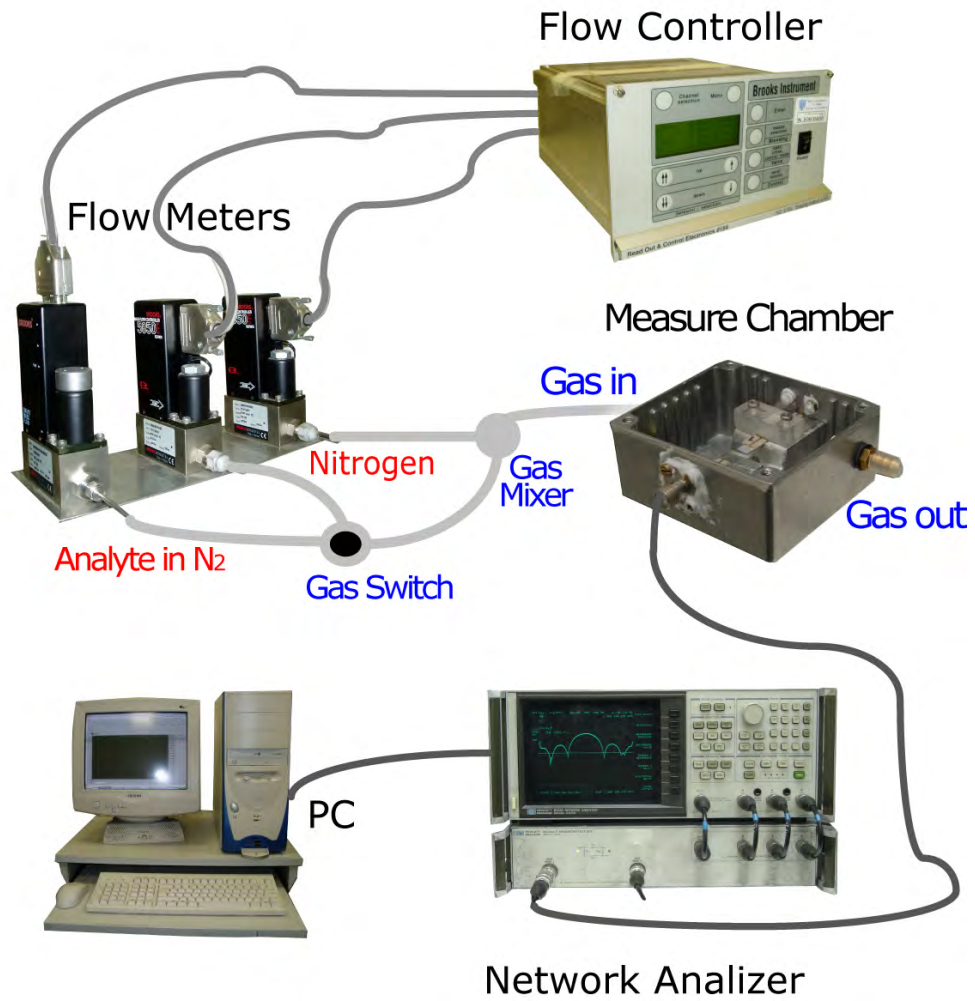


Figura 5.8: Banco utilizzato per effettuare le misure sui sensori di gas.

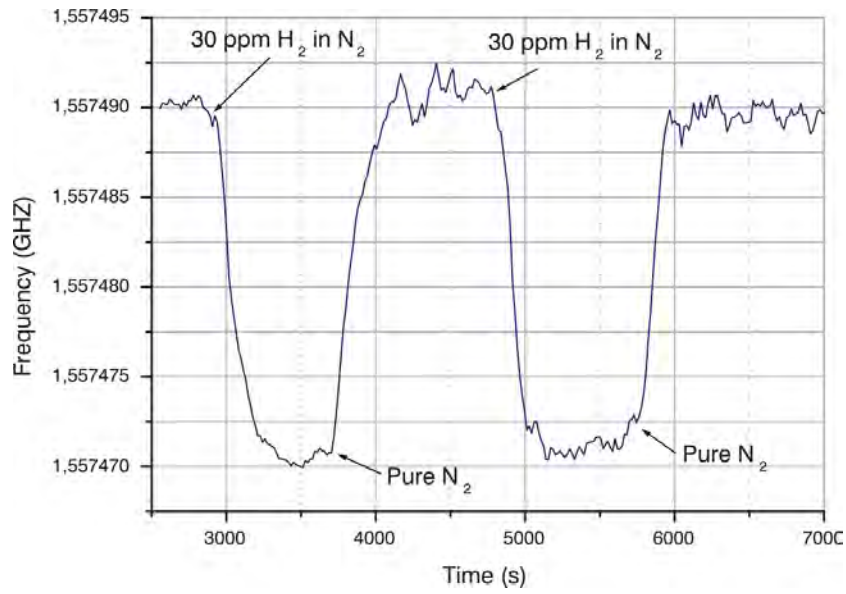


Figura 5.9: Risposta nel tempo del sensore di idrogeno.

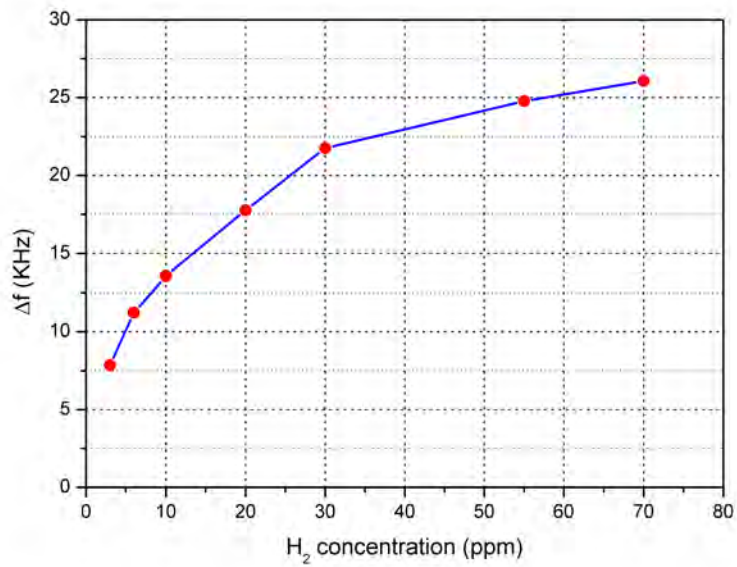


Figura 5.10: Curva di risposta del sensore di idrogeno.

5.3 Misure sui TFBAR come sensori di CO ed Etanolo

In una seconda esperienza [9],[10] è stato depositato sulla superficie della membrana un diverso materiale sensibile capace di interagire con le molecole di Monossido di Carbonio (CO) ed Etanolo. Come materiale interagente (CIM) è stato scelto un tipo di metalloporfirina le cui caratteristiche sono tali da consentire una buona interazione con le molecole dei gas citati; il tipo di materiale scelto è stato dunque una CoTPP (Co-tetra-fenil-porfirina), la quale è stata depositata sulla parte inferiore della membrana con un processo di evaporazione termica eseguito a temperature molto basse e con rate di deposizione estremamente lenti, per evitare il danneggiamento del materiale.

In questa esperienza per permettere l'adsorbimento da parte della CIM, il dispositivo TFBAR è stato montato all'estremità di una microstriscia, in modo da lasciare la membrana libera di oscillare. E' dunque stata realizzata una camera di misura ad hoc per contenere il dispositivo e permettere l'ingresso e la fuoriuscita dei flussi di gas (5.11).

Per la caratterizzazione del sensore sono state effettuate delle misure prima e dopo la deposizione della Co-TPP, ricavando il parametro S_{11} del TFBAR, in ampiezza e fase utilizzando il Network Analyzer. La figura 5.12 riporta l'andamento di queste grandezze prima e dopo la deposizione di uno strato di 36 nm di Co-TPP. Lo scostamento riscontrato, di 10.5 MHz è in accordo con le previsioni effettuate utilizzando l'approssimazione di Sauerbrey-Lostis.

Le misure sono state effettuate sottoponendo il dispositivo a cicli di adsorbimento e desorbimento di Etanolo e CO, con differenti concentrazioni

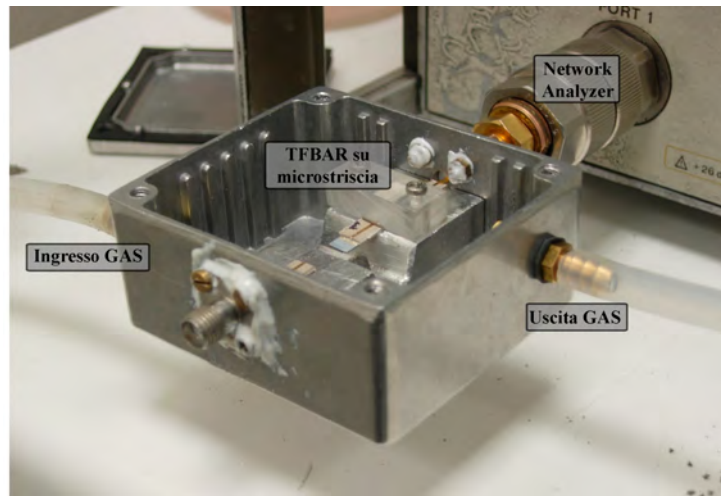


Figura 5.11: Camera di misura.

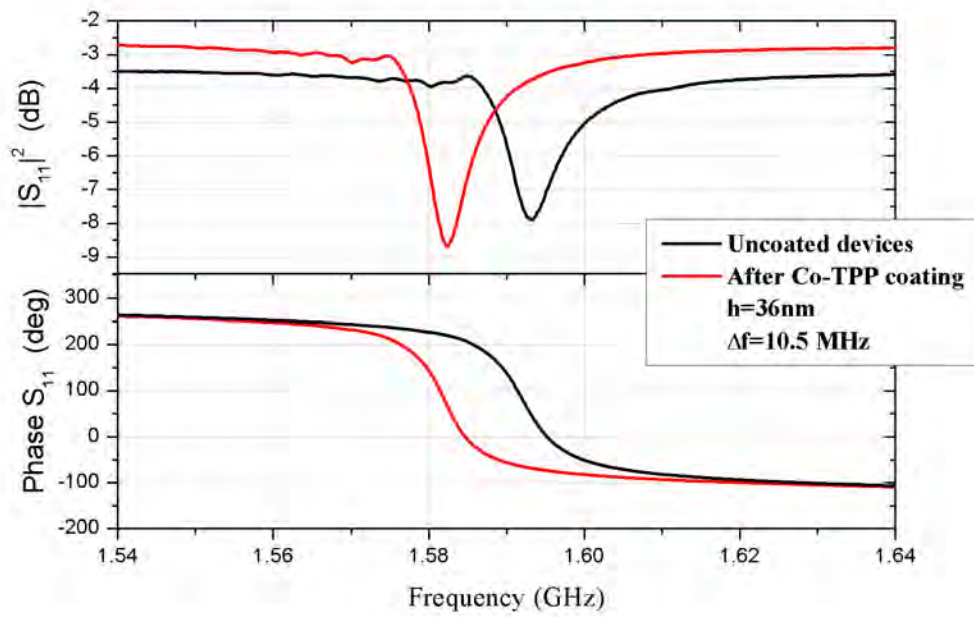


Figura 5.12: Risposte in frequenza prima e dopo la deposizione della Co-TPP.

in N_2 con un flusso costante di 250scm . La risposta del dispositivo è stata monitorata utilizzando il Network Analyzer, agganciando il picco della frequenza di risonanza corrispondente con il punto di flesso della curva di fase ed utilizzando lo stesso tipo di banco di misura allestito nell'esperienza descritta nel paragrafo precedente (figura 5.8).

La risposta nel tempo per una concentrazione di 1905ppm di etanolo, riportata in figura 5.13, mostra la ripetibilità e la rapidità della risposta. Le figure 5.14 e 5.15 mostrano le curve di risposta per le diverse concentrazioni misurate per entrambi i gas.

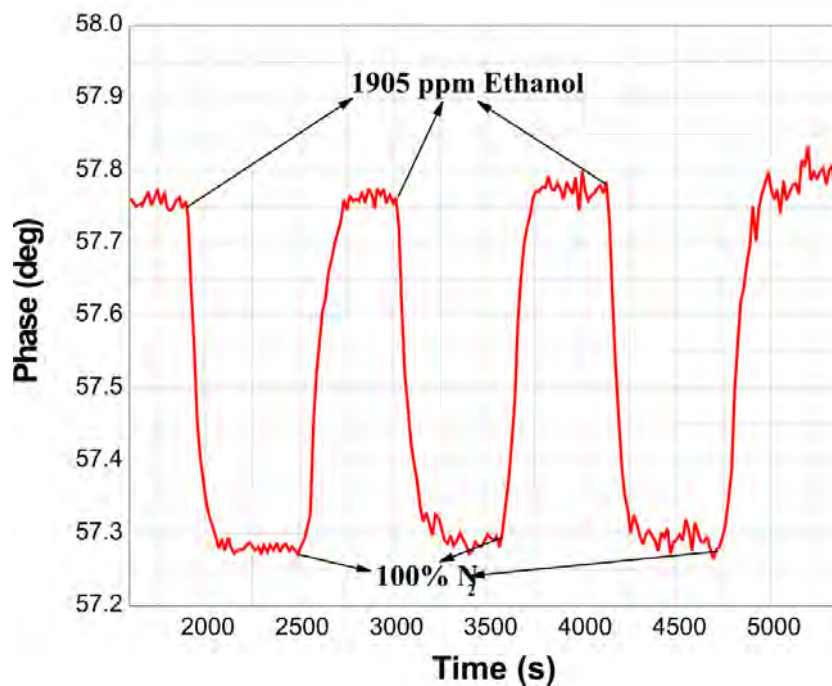


Figura 5.13: Risposta nel tempo del dispositivo TFBAR.

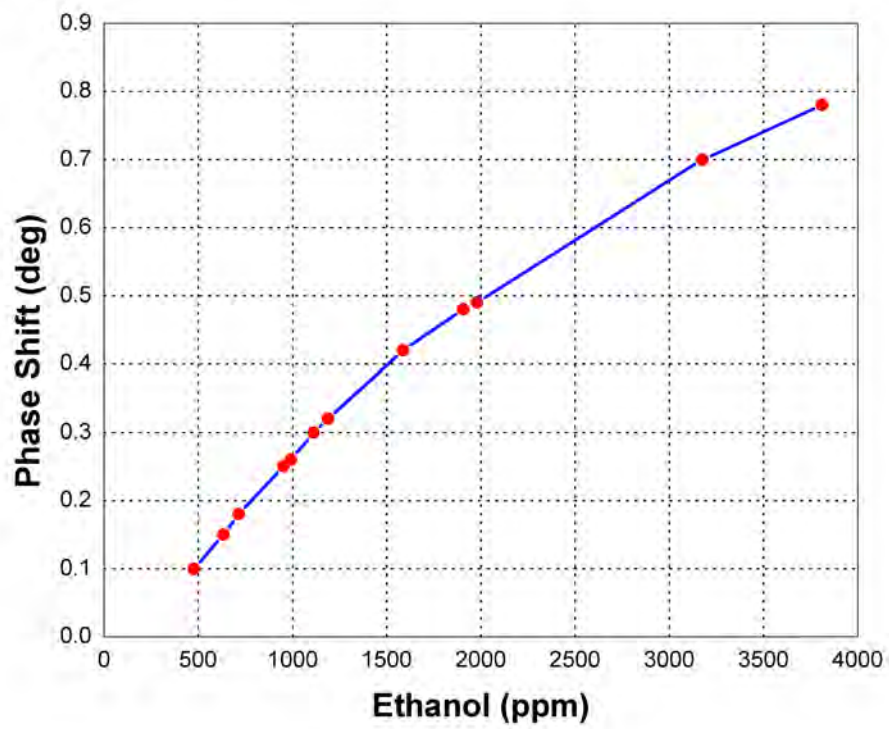


Figura 5.14: Curva di risposta per l'etanolo.

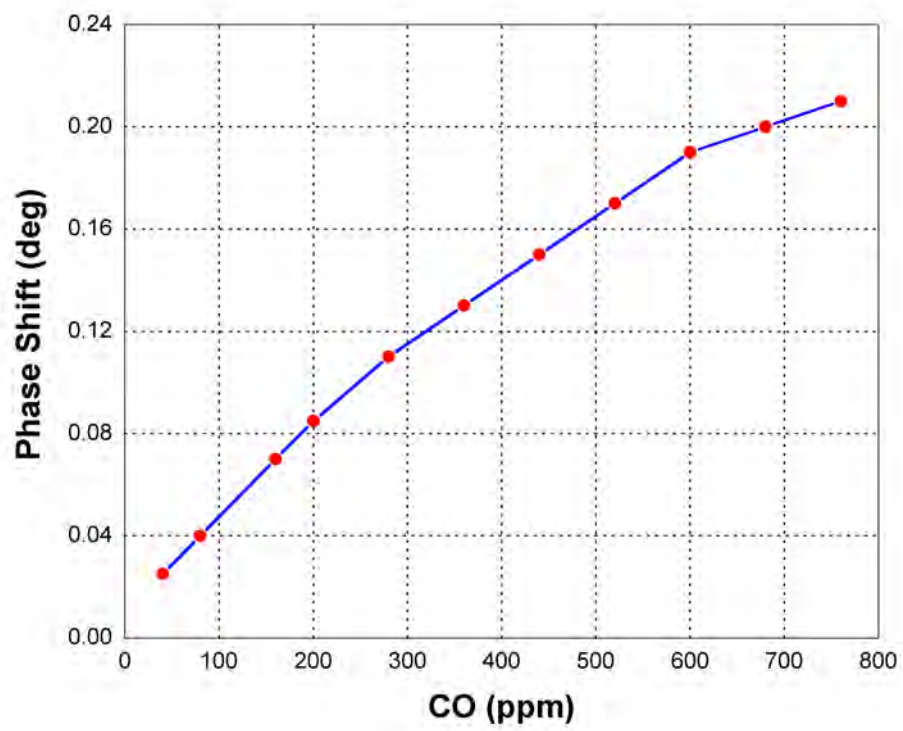


Figura 5.15: Curva di risposta per il CO.

5.4 Misure sui TFBAR come sensori di vapore con Nanotubi di Carbonio

Un' applicazione più innovativa è stata portata avanti insieme ad un gruppo di ricerca dell'ENEA di Brindisi, per nuove applicazioni sempre nel caso della sensoristica [11], [12]. In questo ambito sono state utilizzate membrane sensibili costituite da strati nanocompositi di Single-Walled Carbon Nanotubes (SWCNTs), depositati sulla superficie della membrana risonante tramite la tecnica Langmuir-Blodgett. Lo spessore del film utilizzato è di $28nm$ ed è stato ottenuto con la sovrapposizione di 10 monolayer. Questa deposizione ha causato una diminuzione della frequenza di risonanza di $17.6MHz$. Per effettuare le misure è stata predisposta un'apposita camera di misura contenente il dispositivo TFBAR, con la possibilità di introdurre aria secca come riferimento e come portatore dei vapori, generati facendo gorgogliare l'aria secca nei diversi liquidi, con un flusso costante pari a $1500ml/min$.

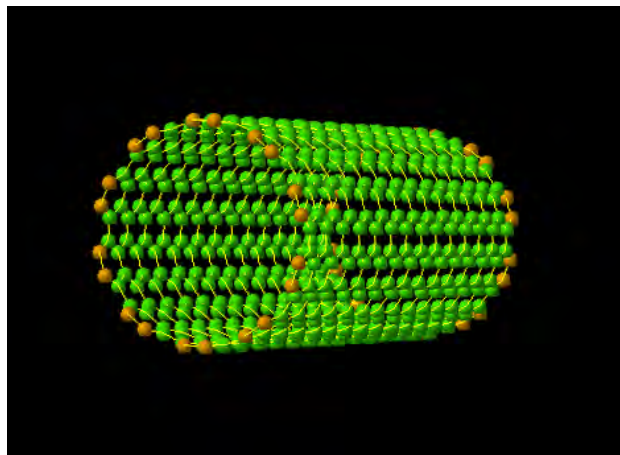


Figura 5.16: Struttura Single Wall Carbon Nanotubes.

Le misure sono state effettuate a temperatura ambiente con tempi di esposizione al vapore fissati a $10min$, seguiti da un tempo di recupero pari a $30min$. La caratterizzazione della risposta del dispositivo è stata dunque monitorata osservando il parametro S_{21} con un Network Analyzer e successivamente con un circuito appositamente progettato per la lettura della frequenza di oscillazione.

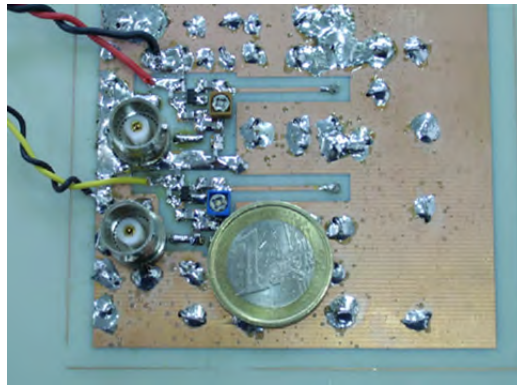


Figura 5.17: Circuito oscillatore realizzato per i dispositivi TFBAR.

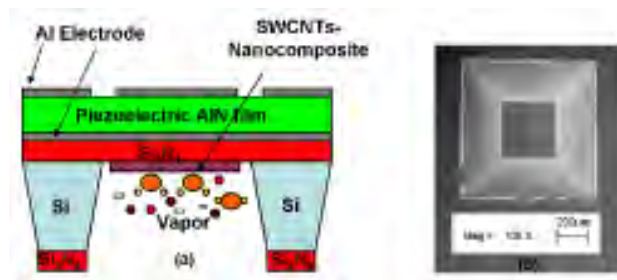


Figura 5.18: Figura schematica del sensore di gas.

Di seguito riportiamo le risposte del sensore all'Acetone nel caso di lettura del segnale tramite Network Analyzer e tramite circuito oscillatore dedicato.

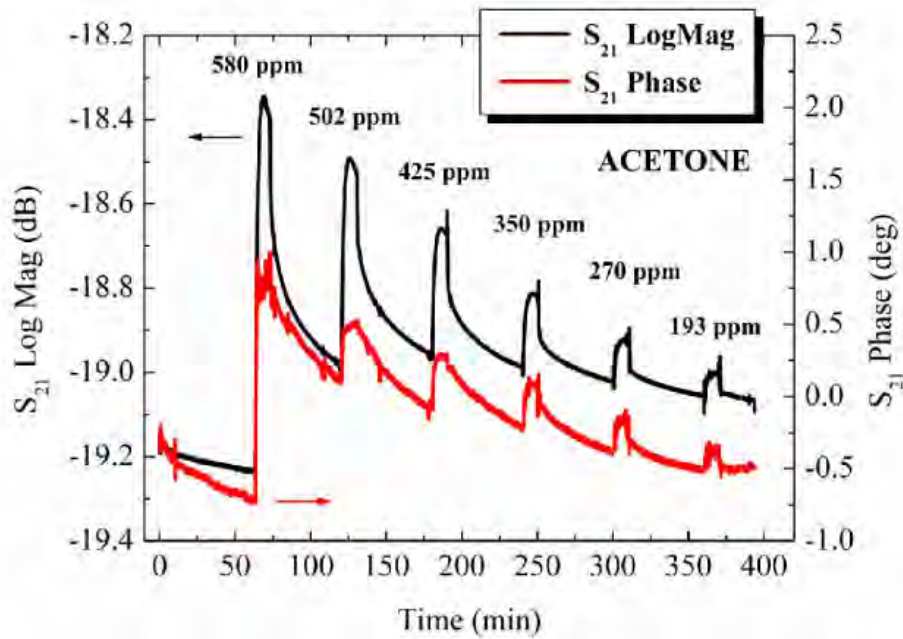


Figura 5.19: Risposta nel tempo del sensore TFBAR a diverse concentrazioni di acetone, misurata con network analyzer.

Inoltre riportiamo altre misure effettuate esponendo il sensore a vapori di Etanolo, Toluene e Etilacetato. I valori di sensibilità ottenuti per questo tipo di sensore sono di 12KHz/ppm nel caso dei vapori di Acetone e 17KHz/ppm nel caso dei vapori di Etilacetato.

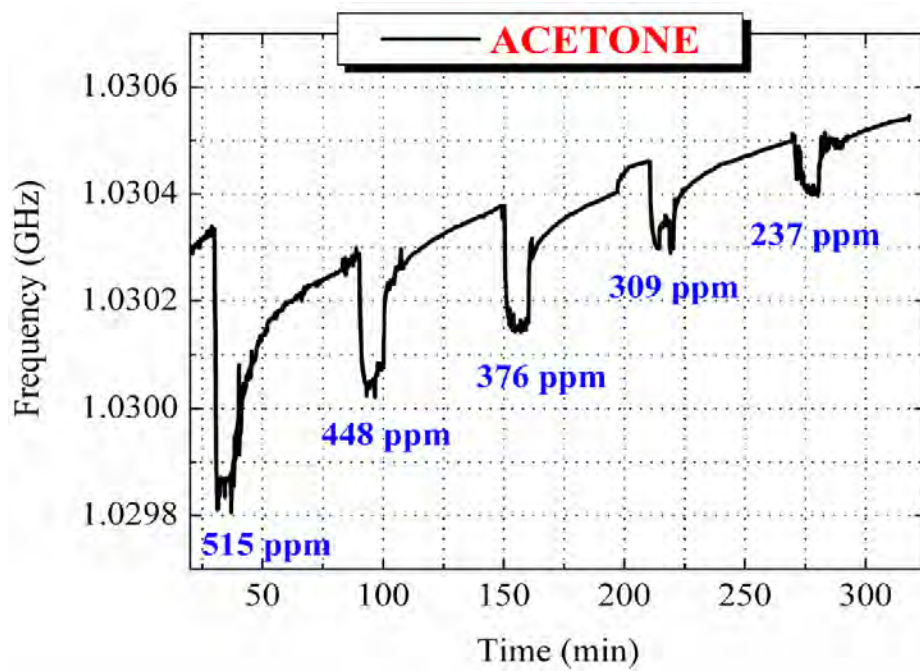


Figura 5.20: Risposta nel tempo del sensore TFBAR con circuito oscillatore a diverse concentrazioni di acetone.

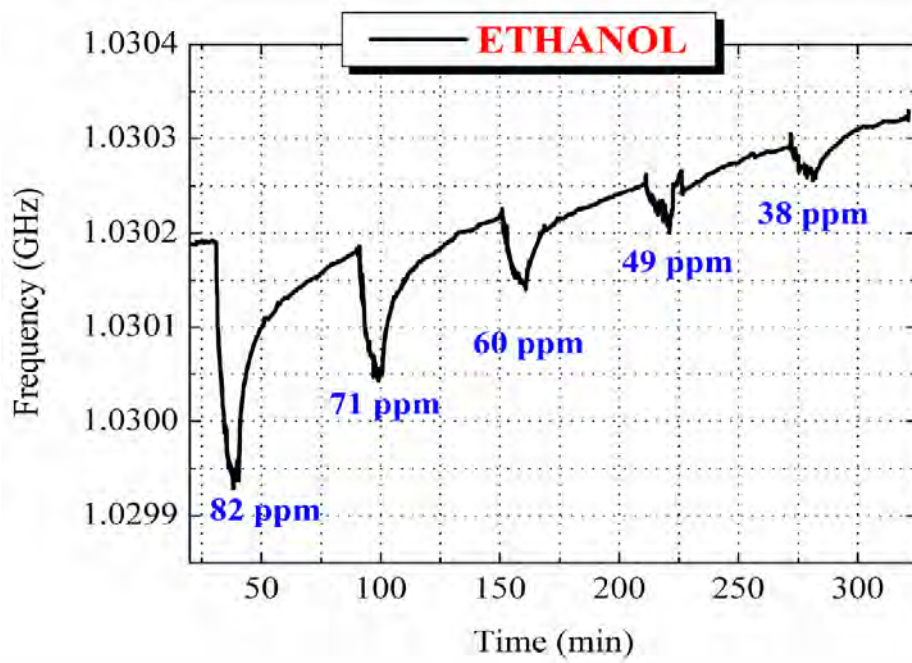


Figura 5.21: Risposta nel tempo del sensore TFBAR a diverse concentrazioni di etanolo, misurata con circuito oscillatore.

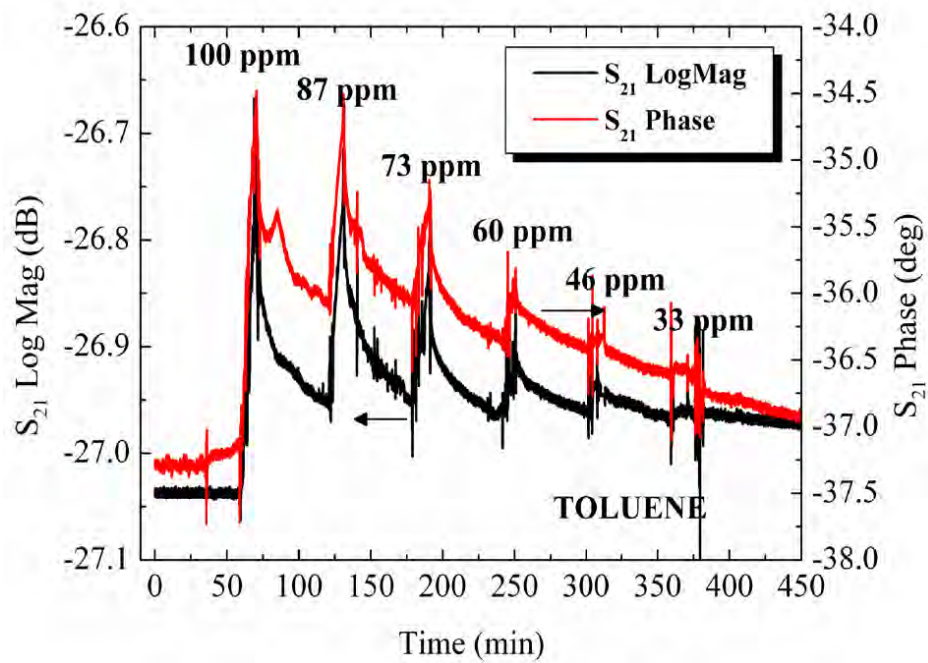


Figura 5.22: Risposta nel tempo del sensore TFBAR a diverse concentrazioni di Toluene, misurata con network analyzer.

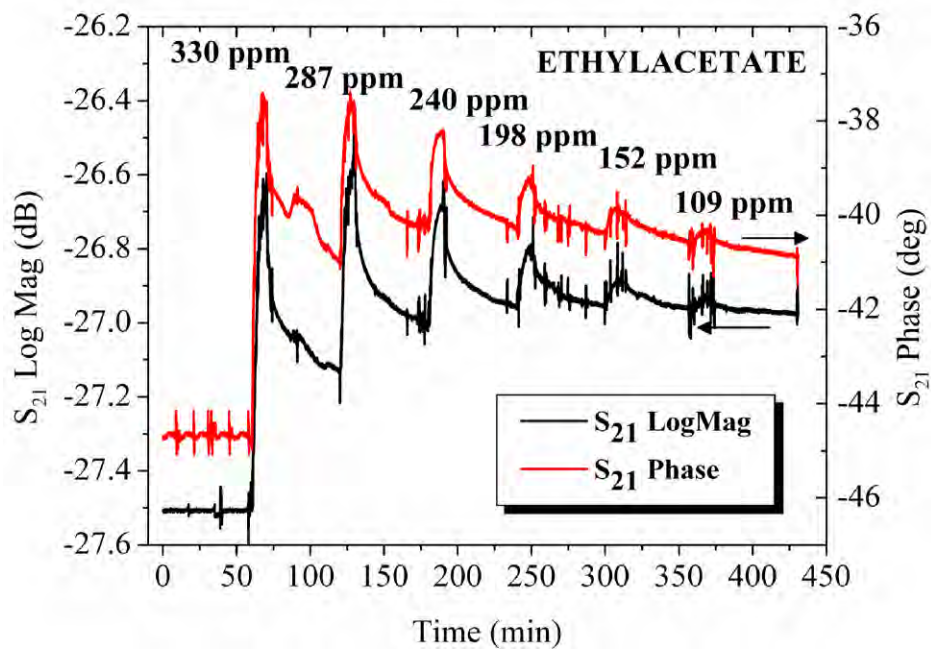


Figura 5.23: Risposta nel tempo del sensore TFBAR a diverse concentrazioni di Etilacetato, misurata con network analyzer.

Capitolo 6

Progetto di TFBAR con tecniche di microlavorazione superficiale

I problemi che si sono incontrati nel progetto appena descritto riguardano principalmente la realizzazione della membrana, che risulta comunque un processo molto lungo e delicato, e la necessità della presenza di un materiale che serva da sostegno alla membrana e da stop-etch per il processo di attacco del silicio, il quale causa una perdita di prestazioni del risonatore soprattutto in termini di frequenza.

Per questo si è pensato ad un nuovo tipo di risonatore, realizzato lavorando solamente su di una superficie del wafer di Silicio, evitando di appesantire la struttura e di aumentare la lunghezza d'onda di lavoro. E' sempre necessario realizzare un isolamento acustico, ma questo è possibile farlo tramite l'utilizzo di uno strato sacrificale o tramite tecniche particolari di etching

reattivo isotropo del Silicio.

Il lavoro principale di questa fase è stato concentrato sull'ottimizzazione e sulla ricerca dei processi necessari alla realizzazione della struttura sospesa. Le prove effettuate sono state numerose ed hanno occupato gran parte del tempo a disposizione, e di conseguenza la realizzazione del dispositivo finale, dedicato alla caratterizzazione, è ancora in corso d'opera.

Le possibilità di realizzare un risonatore in questo modo, in effetti sono diverse, ma di seguito descriviamo il modo in cui si è scelto di impostare il nuovo progetto.

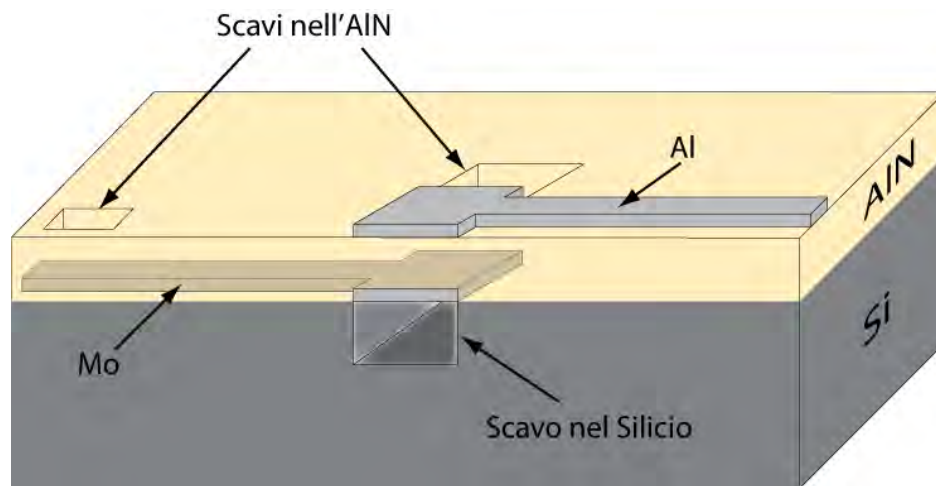


Figura 6.1: Schema 3D del nuovo TFBAR in sezione.

6.1 Descrizione del progetto

Ovviamente la struttura principale del risonatore è la medesima del progetto precedente, ma lo scopo principale è stato quello di evitare la presenza di materiali al di sotto dell'elettrodo inferiore in modo da mantenere lo spessore

abbastanza piccolo e ottenere, a parità di spessori dell'AlN, frequenze molto più elevate, come visto nelle simulazioni effettuate nel paragrafo 3.3.2.

Per ottenere una struttura con queste caratteristiche, che in un ultimo passo tecnologico potesse diventare una struttura sospesa, si sono dovuti fare i conti con le compatibilità relative alla crescita e agli attacchi (sia wet sia dry) dei diversi materiali, per poter scegliere alla fine quelli adatti.

Questa fase dunque ha occupato parecchio tempo, per via delle numerose prove che si sono dovute effettuare.

Un'ulteriore scelta che ha complicato un pò il progetto è stata la decisione di realizzare un contatto elettrico diretto con l'elettrodo all'interfaccia *AlN/Si*, a differenza del precedente risonatore realizzato.

Lo schema di progetto prevede la realizzazione di un elettrodo inferiore con una ben precisa geometria che consente di definire l'area attiva del risonatore e una piazzola per effettuare la saldatura ad una distanza stabilita. Dopodichè è necessario effettuare la crescita del materiale piezoelettrico, ottimizzando ulteriormente i parametri in modo da ridurre al minimo lo stress residuo del materiale.

Segue dunque la realizzazione dell'elettrodo superiore, allineando la geometria con quella dell'elettrodo realizzato in precedenza e garantendo anche in questo caso la definizione dell'area del risonatore e dell'area dedicata alle saldature.

A questo punto bisogna trovare il modo di accedere al Silicio sottostante l'area attiva del risonatore, per poterlo liberare dal substrato.

Per eseguire quest'operazione è necessario praticare delle aperture nell'AlN per scoprire, in un caso il Silicio, e nell'altro il metallo dell'elettrodo

inferiore per liberare la piazzola di saldatura.

Successivamente, senza danneggiare nè il materiale piezoelettrico e il metallo sul risonatore, nè il metallo dell'elettrodo all'interfaccia, si è previsto di utilizzare un attacco che possa eliminare il Silicio sottostante la struttura, per liberarla definitivamente.

6.2 Materiali e tecniche utilizzate

6.2.1 Elettrodo inferiore e crescita del TiN e del Pt

Per la fabbricazione degli elettrodi è stata realizzata una nuova maschera nella quale sono state inserite delle strutture risonanti di forma quadrata da 50/100/150/200 μm di lato, con le apposite piste di collegamento e le piazzole per le connessioni elettriche. Le differenti superfici dei risonatori sono state disegnate di diverse dimensioni per poter effettuare uno studio sul fattore di qualità (Q) dei futuri dispositivi. Inoltre si è pensato di disegnare questa maschera in modo da poter realizzare con la stessa anche gli elettrodi superiori, disegnando le strutture in maniera simmetrica e provvedendo ovviamente alla realizzazione di appositi marker utili all'allineamento delle due geometrie metalliche (6.2).

Una prima problematica è stata rappresentata dal fatto che il film metallico di cui sarà costituito l'elettrodo deve essere scelto in modo da garantire una buona crescita del film piezoelettrico, cosa di cui si è parlato ampiamente in precedenza.

Senza trascurare il fatto che il metallo da scegliere deve essere un materiale resistente ai tipi di attacchi sviluppati per l'AlN.

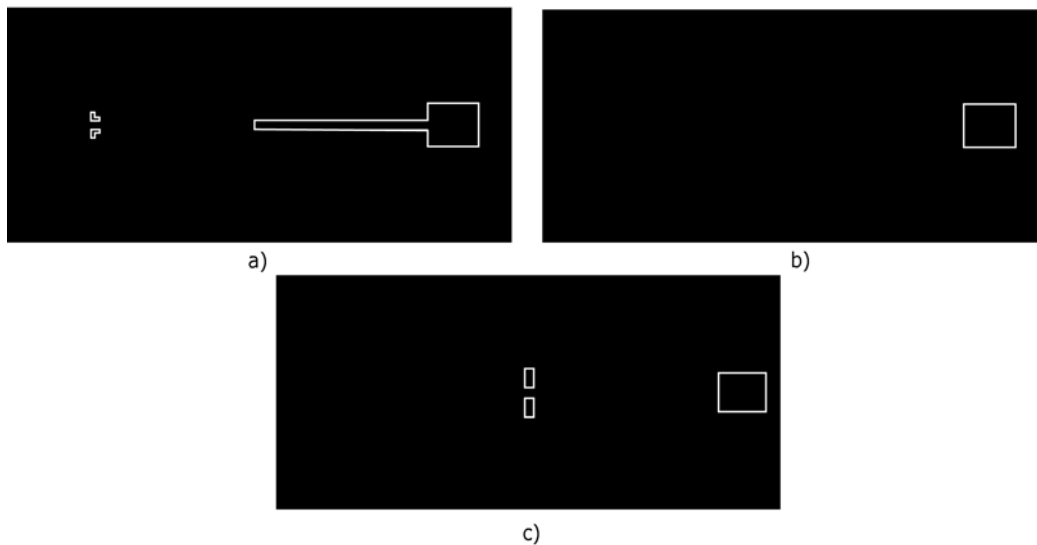


Figura 6.2: Maschere realizzate per il processo: a) Maschera per elettrodo inferiore e superiore e relativi marker di allineamento; b) Maschera per rinforzo dell'elettrodo inferiore; c) Maschera per attacchi di AlN e Si.

Per poter conciliare le due problematiche si è deciso di utilizzare il *Molibdeno*, provvedendo però a realizzare dei rinforzi per le piazzole di saldatura che saranno esposte nel processo di attacco del materiale piezoelettrico.

Numerose prove hanno portato alla ricerca di un materiale conduttivo ma resistente agli attacchi dell'AlN e sono descritti nei paragrafi seguenti. Il materiale scelto è il *Nitruro di Titanio*, un materiale molto robusto per il quale si sono dovute effettuare diverse prove di crescita per ottenere un film con una buona conducibilità. Inoltre per la realizzazione di questi rinforzi è stato necessario realizzare un'altra maschera per poter depositare questo film metallico solo sulle aree da proteggere.

Il film metallico protettivo è stato cresciuto mediante sputtering e le nu-

merose prove effettuate sono state seguite da una fase di caratterizzazione incentrata principalmente su misure di conducibilità elettrica e resistenza agli attacchi chimici. I parametri ottimizzati vengono di seguito riportati in tabella 6.1 [30],[31],[32],[33].

Tabella 6.1: Crescita del TiN mediante Sputtering.

Potenza RF	200 Watt
Pressione	3 mTorr
Temperatura substrato	piatto raffreddato
Composizione del gas	10% di N_2 , 90% di Ar puri al 99.999%
Rate del flusso di gas	90 <i>sccm</i>
Target	Ti puro al 99.999%
Rate	25Å/min

Il processo per la fabbricazione dell'elettrodo e del suo rinforzo è stato effettuato in entrambi i casi con una litografia e un lift-off, è anche per questo che le potenze di sputtering in gioco sono sempre state mantenute basse.

I parametri di crescita del Molibdeno sono gli stessi della tabella 4.3.

Una possibile soluzione a questo problema sarebbe l'utilizzo di un elettrodo inferiore in Platino (6.2), dal momento che risulta resistente agli attacchi sia wet sia dry del Nitrato di Alluminio e garantisce una buona crescita del materiale piezoelettrico.

Tabella 6.2: Crescita del Pt mediante Sputtering.

Potenza RF	250 Watt
Pressione	5 mTorr
Temperatura substrato	piatto senza raffreddamento
Composizione del gas	Ar puro al 99.999%
Target	Pt puro al 99.999%
Rate	215Å/min

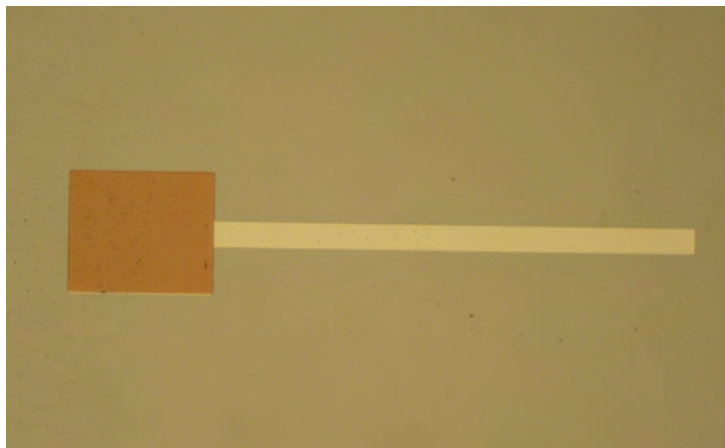


Figura 6.3: Immagine al microscopio ottico dell'elettrodo inferiore in Mo e del rinforzo in TiN.

6.2.2 Crescita del Nitruro di Alluminio

Per il momento i parametri previsti per la crescita del materiale piezoelettrico, per questo nuovo progetto, sono gli stessi discussi nel paragrafo 4.4. Nel futuro si prevede un'ulteriore ottimizzazione della crescita di questo materiale su film di Molibdeno, con particolare attenzione allo stress (particolarmente

dannoso per questo tipo di struttura), tentando una crescita a freddo, in modo da eliminare tutti gli stress residui della struttura, dovuti ai diversi coefficienti di espansione termica dei materiali.

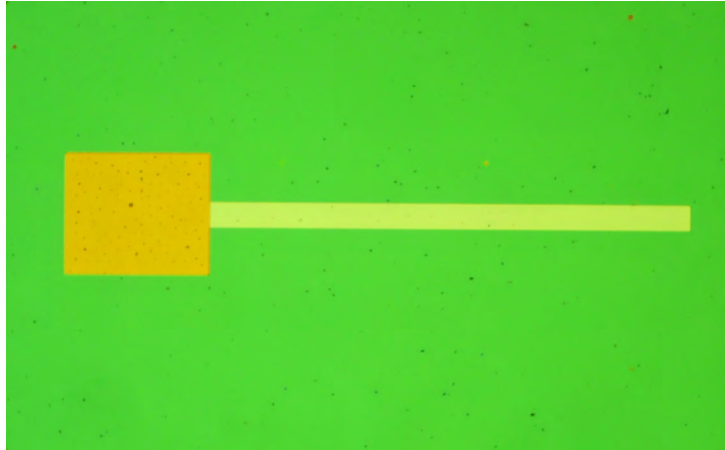


Figura 6.4: Immagine al microscopio ottico della struttura dopo la crescita dell'AlN.

6.2.3 Elettrodo superiore

Nella fabbricazione di questo elettrodo si è dovuto tenere presente il fatto che, durante l'attacco del Silicio e in particolare dell'AlN, il metallo costituente l'elettrodo sarebbe rimasto esposto all'ambiente esterno e di conseguenza danneggiato. E' dunque necessaria una maschera protettiva ed il materiale scelto è il *Nichel*, del cui utilizzo se ne parlerà nella sezione relativa. Dunque per la rimozione della maschera di Nichel dopo il suo utilizzo sarà necessario effettuare un attacco chimico, che sicuramente non andrà a danneggiare l'elettro inferiore perchè protetto dal TiN a sua volta resistente, ma potrebbe danneggiare quello superiore. Per questo si è scelto di usare come

metallo l'Alluminio, dal momento che è compatibile con l'attacco chimico del Nichel. Nel paragrafo successivo verrà spiegata in dettaglio la scelta e la deposizioni della maschera protettiva.



Figura 6.5: Immagine al microscopio ottico della struttura dopo la realizzazione dell'elettrodo superiore in Al.

6.2.4 Preparazione delle maschere protettive

Il rapporto tra i rate di attacco del materiale mascherante e il materiale da attaccare deve essere, come detto, più basso possibile, nelle condizioni di etching desiderate. Inoltre la realizzazione della maschera deve essere tecnologicamente compatibile con gli altri processi e la sua rimozione non deve danneggiare gli altri materiali che compongono il dispositivo. Nel presente caso sono stati testati come mascheranti il Nichel e l'Alluminio stesso, il primo come mascherante vero e proprio, il secondo per testare la resistenza del materiale.

Il potere mascherante dei due materiali è stato messo a confronto per i processi di etching anisotropo dell'AlN e isotropo del Silicio.

Entrambi i metalli si sono dimostrati molto resistenti all'etching isotropo del Silicio (parametri riportati in Tabella 6.4), risultando praticamente intaccabili. Da questa considerazione abbiamo quindi la certezza che l'elettrodo superiore in Alluminio non sarebbe stato danneggiato dall'etching del Silicio, ma il discorso purtroppo è differente nel caso dell'attacco dell'AlN.

Infatti passando ora alle considerazioni sull'etching dell'AlN (parametri riportati in Tabella 6.4), dalle prove effettuate si è visto che il Nichel ha un rate di attacco decisamente inferiore a quello dell'Alluminio, infatti il Nichel reagisce poco con le fluorine e inoltre il prodotto della reazione è una sostanza non volatile, la quale si deposita sulla superficie durante il processo e contribuisce al potere mascherante del Nichel stesso. Mediante delle foto al microscopio elettronico è stato possibile anche osservare lo stato della superficie dei due metalli dopo l'etching, mentre quella dell'Alluminio presenta delle punte dovute alla natura policristallina del materiale e alla natura anisotropa dell'etching mediante fluorine sui grani orientati (111) [34], [35].

Una conseguenza del minore rate di attacco del Nichel è la possibilità di utilizzare spessori più sottili rispetto all'Alluminio, con il vantaggio di avere deposizioni e fotolitografie più facili da realizzare.

Possiamo dire che in questo processo è stato utilizzato sia il Nichel cresciuto per evaporazione termica, sia quello cresciuto tramite sputtering. Sebbene il primo abbia un rate di attacco minore (6 nm/min), rispetto al secondo (10 nm/min), è stato scelto come mascherante il secondo, perchè la crescita

mediante sputtering permette di avere spessori dei film maggiori, rispetto alla tecnica di evaporazione. Nella tabella 6.3 vengono riportati i parametri di crescita del Nichel.

Tabella 6.3: Crescita del Ni mediante Sputtering.

Potenza RF	300 Watt
Pressione	3 mTorr
Temperatura substrato	piatto senza raffreddamento
Composizione del gas	Ar puro al 99.999%
Rate del flusso di gas	60 <i>sccm</i>
Target	Ni puro al 99.999%
Rate	0.9 μ /h

Sono infine state fatte delle prove di rimozione del Nichel con wet etching e delle prove di compatibilità con i materiali presenti nella struttura. La soluzione utilizzata è costituita nel seguente modo: $3FeCl_3 : 10H_2O$, e si è dimostrato completamente compatibile con il Silicio, con il Nitruro di Alluminio, con il Nitruro di Titanio e con l'Alluminio. Su questi stessi materiali sono state fatte delle prove di compatibilità all'attacco wet del Nitruro di Alluminio. Si è pensato di fare dei test anche su questo tipo di attacco in modo da poterlo utilizzare, ad esempio, per eliminare eventuali residui di AlN sul fondo degli scavi, o anche in modo da velocizzare il processo con un attacco misto dove possibile.

Non si è potuto decidere di effettuare il processo completo con questo tipo di etching dal momento che, essendo un attacco isotropo non permette

di ottenere le pareti degli scavi verticali, ma genera un sottoattacco dannoso alla struttura del nostro dispositivo.

L'attacco in questione è costituito da una soluzione per 50ml di H_2O di 2g di $NaOH$ e 18g di $K_3Fe(CN)_6$, e le prove di compatibilità sono state positive solamente nel caso del TiN e del Nichel, che si dimostra anche in questo caso un'ottimo mascherante, senza trascurare la possibilità di utilizzare come materiali mascherante un film di $PMMA$, completamente resistente all'attacco.

In conclusione, ai fini del processo da effettuare, dalle informazioni ottenute fino adesso, possiamo dire che per l'attacco, sia wet sia dry come vedremo nel paragrafo successivo, del Nitruro di Alluminio sarà necessario usare una maschera protettiva di Nichel. Per quanto riguarda invece l'attacco del Silicio, prima di effettuarlo, potrebbe anche essere rimosso il Nichel lasciando la struttura senza necessità di protezione, data la compatibilità dimostrata.

6.2.5 RIE del Nitruro di Alluminio e del Silicio

Il Nitruro di Alluminio è stato attaccato utilizzando i parametri riportati in Tabella 6.4, [24], [34], [35]. Questo processo consiste in un etching anisotropo quasi completamente fisico, infatti il processo ha luogo a pressioni relativamente basse e a potenze alte. Questa situazione determina un libero cammino medio degli ioni abbastanza alto, i quali hanno la possibilità di accelerare per un tempo lungo e raggiungere velocità di impatto sulla superficie del substrato molto elevate. Ciò determina uno scambio di energia molto alta, tra gli ioni che arrivano alla superficie e gli atomi del substrato, i quali vengono

strappati e portati via dal flusso di gas [14] [25]. Con questa tecnica è stato possibile ottenere delle strutture con pareti verticali e superfici lisce.

Tabella 6.4: Parametri di etching per Nitruro di Alluminio e Silicio.

MATERIALE	AlN	Si
P rf (W)	200	84
T substrato	raffreddato	raffreddato
p gas ($mTorr$)	15	80
miscela ($sccm$)	25 CF_4 : 5 O_2	54 SF_6 : 6 O_2
flusso ($sccm$)	30	60
etch rate Y (nm/min)	20	750
etch rate X (nm/min)	≈ 0	666
p background ($Torr$)	$< 1 \cdot 10^{-7}$	$< 1 \cdot 10^{-7}$

Per l'etching del Silicio si può definire un fattore di qualità anisotropo dato dalla formula [27], [28]:

$$A = 1 - \frac{X}{Y} \tag{6.1}$$

dove X e Y sono rispettivamente la profondità di attacco laterale e verticale. In questo processo si ha un fattore di qualità pari a 0.11. Il profilo di etching e il fattore di qualità sono controllabili mediante la concentrazione di ossigeno nella miscela di gas. Utilizzando una maschera metallica, si verifica un moderato etching anisotropo quando il contenuto di Ossigeno è compreso tra il 20% e il 50%, mentre raggiunge il suo massimo con il 50% di Ossigeno. Per

una concentrazione di Ossigeno inferiore al 20%, l'etching è essenzialmente isotropo, con un fattore di qualità $A = 0.5$ [28],[29].

Di seguito vengono riportate alcune immagini al microscopio ottico relative ai risultati ottenuti con le tecniche descritte.

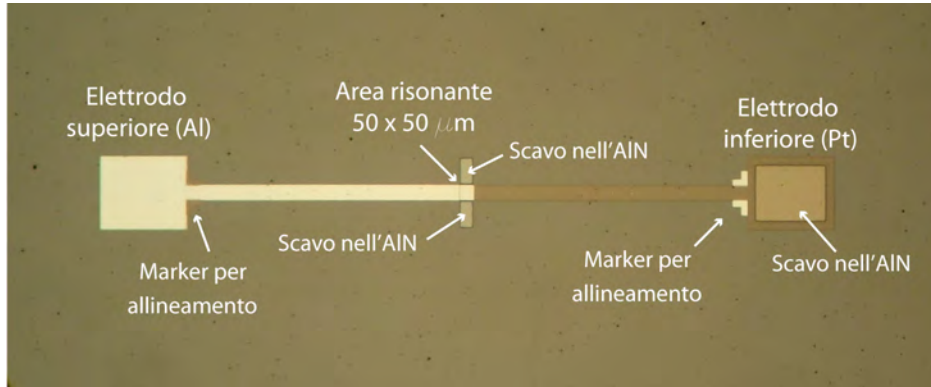


Figura 6.6: Immagine al microscopio ottico della struttura Pt/AlN/Al dopo il processo di attacco del Nitruro di Alluminio.

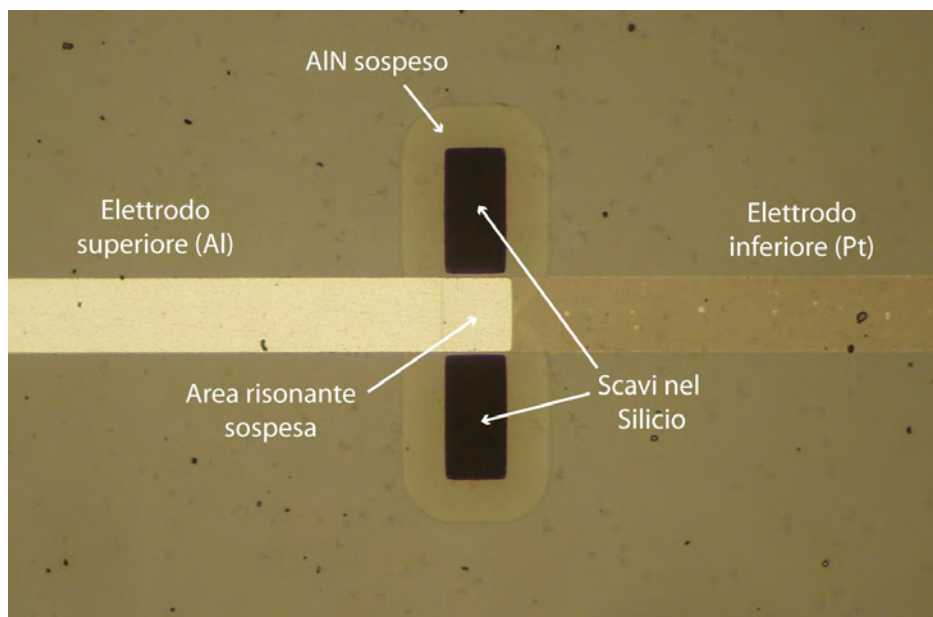


Figura 6.7: Immagine al microscopio ottico della struttura Pt/AlN/Al dopo il processo di attacco isotropo del Silicio.

Conclusioni

Nel lavoro presentato è stato descritto il progetto, la modellizzazione e le singole fasi tecnologiche che è stato opportuno sviluppare e mettere a punto per la realizzazione di un sensore elettro-acustico a film sottile.

E' stato quindi simulato il comportamento in frequenza della struttura risonante TFBAR, con il metodo classico del circuito equivalente di Mason, e si è cercato di ottenere maggiori informazioni utilizzando anche il metodo agli elementi finiti (FEM). Con le simulazioni è stato messo in evidenza il legame che la frequenza di risonanza ha, non solo con lo spessore del film piezoelettrico, ma più precisamente con lo spessore dell'intera struttura che viene messa in risonanza e le caratteristiche dei materiali presenti, indagando anche i meccanismi legati alle perdite meccaniche dei materiali.

Sono state ampiamente illustrati il progetto e le fasi di realizzazione del risonatore insieme con le fasi di ottimizzazione della crescita dei materiali utilizzati, con particolare attenzione ed interesse al materiale piezoelettrico (AlN), ottenuto con un elevato grado di orientazione cristallina preferenziale su film di Alluminio.

Il dispositivo fabbricato è stato così utilizzato come sensore di diversi gas e vapori grazie all'utilizzo di varie sostanze chimicamente interagenti, poste sulla membrana risonante, con diverse tecniche, e le misure riportate hanno

dimostrato le buone potenzialità di questo tipo di sensori elettroacustici.

E' infine stato proposto un nuovo tipo di struttura, attualmente in via di sviluppo, capace di migliorare ulteriormente le prestazioni, proponendo un metodo di realizzazione meno invasivo e più compatibile con eventuali altre strutture presenti sul substrato. Tutto questo non esclude la realizzazione futura di matrici di sensori integrati su un unico "die" di silicio, che contenga anche una propria elettronica dedicata all'oscillazione dei risonatori. Si sta inoltre indagando il campo dei filtri RF per realizzare filtri e reti di filtri ad alta frequenza utilizzando i dispositivi TFBAR proposti.

Appendice A

E' riportato di seguito il listato in MATLAB utilizzato per le simulazioni.

```
clear all
f=3.7e+9:1e5:4.4e+9; (range di frequenza in esame)
w=2.*pi.*f; (pulsazione)
d=1e-06; (spessore piezo)
da=2e-07; (spessore elettrodo)
db=2e-07; (spessore elettrodo)

dc=1e-0106; (spessore membrana SiN / SiO2)
rho=3260; (densità piezo)
rhoa=2700; (densità elettrodo Al)
rhob=2700; (densità elettrodo Al)
rhoc=2650; (densità membrana SiN)
rhoc=2200; (densità membrana SiO2)

v=11354.43; (velocità piezo)
```

$v_a=6420.45$; (*velocità elettrodo Al*)

$v_b=6420.45$; (*velocità elettrodo Al*)

$v_c=8241.63$; (*velocità membrana SiN*)

$v_c=5973.43$; (*velocità membrana SiO2*)

$l=350e-6$; (*lato della membrana*)

$A=l^2$; (*area membrana*)

$Z=\rho \cdot v \cdot A$; (*impedenze meccanica piezo*)

$Z_a=\rho_{ho} \cdot v_a \cdot A$; (*impedenze meccanica elettrodo*)

$Z_b=\rho_{ho} \cdot v_b \cdot A$; (*impedenze meccanica elettrodo*)

$Z_c=\rho_{ho} \cdot v_c \cdot A$; (*impedenze meccanica membrana*)

$\epsilon_{33}=9.5e-11$; (*costante dielettrica AlN*)

$e_{33}=1.55$; (*costante piezoelettrica AlN*)

$h=e_{33}/\epsilon_{33}$; (*coefficiente trasduzione elettromeccanica*)

$C_0=(\epsilon_{33} \cdot A)/d$; (*capacità statica*)

Impedenze Serie (S) e Parallelo (P) dei vari materiali

$M_{1S}=j \cdot Z_a \cdot \tan(((w./v_a) \cdot d_a)/2)$; (*elettrodo*)

$M_{1P}=-j \cdot Z_a / (\sin((w./v_a) \cdot d_a))$; (*elettrodo*)

$M_{2S}=j \cdot Z_b \cdot \tan(((w./v_b) \cdot d_b)/2)$; (*elettrodo*)

$M_{2P}=-j \cdot Z_b / (\sin((w./v_b) \cdot d_b))$; (*elettrodo*)

$$\text{MEMS} = (j \cdot Z_c) \cdot \tan((w/vc) \cdot dc/2); \text{ (membrana)}$$

$$\text{MEMP} = -(j \cdot Z_c) / (\sin((w/vc) \cdot dc)); \text{ (membrana)}$$

Calcolo delle impedenze equivalenti

$$Z_2 = j \cdot Z \cdot \tan((w/v) \cdot d/2); \text{ (piezo)}$$

$$Z_3 = -(j \cdot Z) / (\sin((w/v) \cdot d)); \text{ (piezo)}$$

$$Z_1 = ((M1S \wedge 2 + 2 \cdot M1S \cdot M1P) / (M1S + M1P));$$

$$ZD = (\text{MEMS} \cdot \text{MEMP}) / (\text{MEMS} + \text{MEMP}); ZE = ZD + \text{MEMS}; ZF = ZE + M2S;$$

$$ZG = (ZF \cdot M2P) / (ZF + M2P); ZH = ZG + M2S; ZI = ZH + Z_2;$$

$$ZL = Z_1 + Z_2; ZM = (ZI \cdot ZL) / (ZI + ZL); ZN = ZM + Z_3;$$

$$Z_6 = ZN / (h \wedge 2 \cdot C_0 \wedge 2);$$

Impedenza equivalente del risonatore

$$Z_{eq} = ((1 - j \cdot Z_6 \cdot w \cdot C_0) / (w \wedge 2 \cdot (C_0 \wedge 2) \cdot Z_6)); Z_i = (\text{imag}(Z_{eq})');$$

$$Y_i = (\text{imag}(1/Z_{eq})');$$

$$Y_m = (\text{abs}(Y_i)); Z_m = (\text{abs}(Z_i)); f_t = f'; C_t = (C_0 \cdot w)';$$

Grafico di Y e Z

$$\text{plot}(f, Z_i, f, Y_i);$$

Salvataggio dati

```
save 1_frequenza.dat ft -ascii -tabs;  
save 2_Ammetenza_imag_mod.dat Ym -ascii -tabs;  
save 3_Impedenza_imag_mod.dat Zm -ascii -tabs;  
save 4_Impedenza_imag.dat Zi -ascii -tabs;  
save 5_Ammetenza_imag.dat Yi -ascii -tabs;  
save 6_Capacità_pulsazione.dat Ct -ascii -tabs;
```

Appendice B

Nitruro di Alluminio

densità 3260

Hex 6mm

$$\mathbf{c} = \begin{pmatrix} 3.450 & 1.250 & 1.200 & 0 & 0 & 0 \\ 1.250 & 3.450 & 1.200 & 0 & 0 & 0 \\ 1.200 & 1.200 & 3.950 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1.180 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1.180 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1.100 \end{pmatrix}.$$

Matrice delle costanti elastiche.

$$\mathbf{d} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & -4.800 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -4.800 & 0 & 0 \\ -0.580 & -0.580 & 1.550 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Matrice delle costanti piezoelettriche.

$$\epsilon = \begin{pmatrix} 8.000 & 0 & 0 \\ 0 & 8.000 & 0 \\ 0 & 0 & 9.500 \end{pmatrix}.$$

Matrice delle costanti dielettriche.

Alluminio

densità 2700

$$\mathbf{c} = \begin{pmatrix} 1.112 & 0.591 & 0.591 & 0 & 0 & 0 \\ 0.591 & 1.113 & 0.591 & 0 & 0 & 0 \\ 0.591 & 0.591 & 1.113 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0.261 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0.261 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0.261 \end{pmatrix}.$$

Matrice delle costanti elastiche.

$$\epsilon = \begin{pmatrix} 1.000 & 0 & 0 \\ 0 & 1.000 & 0 \\ 0 & 0 & 1.000 \end{pmatrix}.$$

Matrice delle costanti dielettriche.

Nitruro di Silicio

densità 2650

$$\mathbf{c} = \begin{pmatrix} 1.800 & 0.330 & 0.330 & 0 & 0 & 0 \\ 0.330 & 1.800 & 0.330 & 0 & 0 & 0 \\ 0.330 & 0.330 & 1.800 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0.735 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0.735 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0.735 \end{pmatrix} .$$

Matrice delle costanti elastiche.

$$\epsilon = \begin{pmatrix} 7.500 & 0 & 0 \\ 0 & 7.500 & 0 \\ 0 & 0 & 7.500 \end{pmatrix} .$$

Matrice delle costanti dielettriche.

<i>Materiale</i>	<i>tanδ</i>
<i>Al</i>	0.0002
<i>AlN</i>	0.002
<i>SiN</i>	0.0005

Parametri utilizzati per valutare le perdite dei materiali.

Bibliografia

- [1] Daniel Royer, Eugène Dieulesaint. *Elastic Waves in Solids*. Springer, 2000.
- [2] Joel F. Rosenbaum. *Bulk Acoustic Wave Theory and Devices*. Artech House, 1988
- [3] Stephen D. Senturia. *Microsystem Design*. 2000
- [4] Charles Kittel *Introduzione alla Fisica dello Stato Solido* . 1993
- [5] J.D. Ferry *Viscoelastic Properties of Polymers* third ed., John Wiley & Sons, 1980.
- [6] T. Pritz *The Poisson's Loss Factor of Solid Viscoelastic Materials* Journal of Sounds and Vibration, 2007.
- [7] H. Baltes, W. Göpel, J. Hesse *Sensors Update Vol. II*. 1996
- [8] M. Benetti, D. Cannatà, A. D'Amico, F. Di Pietrantonio, V. Foglietti, E. Verona *Thin Film Bulk Acoustic Wave Resonator (TFBAR) Gas Sensor* . Proceedings of the IEEE

- International Ultrasonics Symposium, Montréal (Canada), August 23-27, 2004, p. 1581.
- [9] M. Benetti, D. Cannatà, F. Di Pietrantonio, V. Foglietti, A. Magagnano, E. Verona *Chemical Sensor Based on Thin Film Bulk Acoustic Wave Resonator (TFBAR)* . Proceedings of the AISEM, Firenze (Italy), February 15 - 17, 2005.
- [10] M. Benetti, D. Cannatà, F. Di Pietrantonio, V. Foglietti, E. Verona *Microbalance Chemical Sensor based on Thin Film Bulk Acoustic Resonator* . Applied Physics Letters, 2005.
- [11] M. Penza, P. Aversa, G. Cassano, E. Serra, D. Suriano, W. Wlodarski, M. Benetti, D. Cannatà, F. Di Pietrantonio, and E. Verona *Vapor sensor using thin film bulk acoustic resonator coated by carbon nanotubes-based nanocomposite layer* . Sensors and Microsystems Proceedings of the 12th Italian Conference (AISEM) Napoli(Italy), 2007.
- [12] M. Penza, P. Aversa, G. Cassano, D. Suriano, W. Wlodarski, M. Benetti, D. Cannatà, F. Di Pietrantonio, and E. Verona *Thin film bulk acoustic resonator gas sensor functionalized with nanocomposite Langmuir-Blodgett layer of carbon nanotubes* . Electron Device Letters, 2007.
- [13] R. K. Willardson, and E. R. Weber, Gallium nitride (gan)i. in *Semiconductors and Semimaterial*, J.I. Pankove and T.D. Moustakas, Eds. Academic Press,1998.

- [14] B. Chapman *Glow discharge Processes*, Wiley, 1980.
- [15] K. Kusaka, D. Taniguchi, T. Hanabusa, K. Tominaga *Influence of sputtering pressure on the microstructure evolution of AlN thin films prby reactive sputtering* . Thin solid films, Vol. 261, pp. 148-153, 1995.
- [16] H.P. Löbl, M. Klee, O. Wunnicke, R. Kiewitt, R. Dekker, E.v. Pelt *Piezo-electric AlN and PZT films for micro-electronic applications* . IEEE Ultrasonic Symposium, 1999.
- [17] J.X. Zhang, H. Cheng, Y.Z. Chen, A. Uddin, Shu Yuan, S.J. Geng, S. Zhang *Growth of AlN films on (100) and si(111) substrate by reactive magnetron sputtering* . Surface & Coating Technology, Vol. 198, pp. 68-73, 2005.
- [18] G.F. Iriarte, J. Bjurström, J. Westlinder, F. Engelmark, I.V. Katardjiev *Synthesis of c-axis oriented AlN thin films on metal: Al, Mo, Ti, TiN and Ni* . IEEE Ultrasonic Symposium, 2002.
- [19] K. Kusaka, D. Taniguchi, T. Hanabusa, K. Tominaga *Effect of sputtering gas pressure and nitrogen concentration on crystal orientation and residual stress in sputtered AlN flms* . Vacuum, Vol. 66, pp. 441-446, 2002.
- [20] Chao-Jen Ho, Tai-Kang Shing and Pin-Chou Li *Preferred orientation control and characterization of AlN thin films*

- using reactive sputtering* . Tamkang Journal of science and engineering, Vol. 7, No. 1, pp. 1-4, 2004.
- [21] T. Yokoyama, T. Nishihara, S.Taniguchi, Y. Satoh, M. Iwaki, M. Ueda, T. Miyashita *New Electrode Material for Low-loss and High-Q FBAR Filters* . IEEE Ultrasonic Symposium, 2004.
- [22] Cheng-Liang Huang, Kok-Wan Tay, Long Wu *Aluminum nitride films deposited under various sputtering parameters on molybdenum electrodes*. Solid-state electronics, Vol. 49, pp. 219-225, 2005.
- [23] M. Benetti, D. Cannatà, F. Di Pietrantonio, E. Verona, A. Generosi, B. Paci and V. Rossi Albertini *Growth and characterization of piezoelectric AlN thin films for diamond-based Surface Acoustic Wave devices* . Thin solid films, Vol. 497, pp. 304-308, 2006.
- [24] F. Di Pietrantonio *Microdispositivi elettroacustici per applicazioni sensoristiche: progettazione e tecnologie di realizzazione* . P.H.D. Thesis, Università degli studi di Roma Tor Vergata, 2007.
- [25] R. Itatani, *Physics of reactive plasmas for material tailoring*. . Plasma and Ions 1, 37-34, 1998.
- [26] Y. Kajikava, S. Noda and H. Komiyama *Comprehensive perspective on the mechanism of preferred orientation in reac-*

- tive sputter deposited nitrides*. . Journal of Vacuum Science Technology, A 21, 6, pp. 1943-1954, 2003.
- [27] M. Elwenspoek, *Etching Technology*. UETP-MEMS, 1993.
- [28] M. Zhang, J.Z. Li, I. Adesia and E.D. Wolf *Reactive ione etching for submicron structure of refractory metal silicides and polycides*. Journal of Vacuum Science Technology, B 1, 4, pp. 1037-1042, 1983.
- [29] J.C. Arnold and H.H. Sawin *Charging of pattern during plasma etching*. Journal of Applied Phisics, 70, 10, pp. 5314-5317, 1991.
- [30] Y.L. Jeyachandran, Sa.K. Narayandass, D. Mangalaraj, Sami Areva, J.A. Mielczarski *Properties titanium nitride films prepared by direct current magnetron sputtering*. Material Science & Ingegneering, A 445-446, pp. 223-236, 2007.
- [31] W.J. Meng, G.L. Eesley and H. Yanagisawa *Growth and mechanical anisotropy of TiN thin films*. Thin Solid Films, 271, pp. 108-116, 1995.
- [32] Y. Ando, I. Sakamoto, I. Suzuki, S. Maruno *Resistivity and structural defect of reactively sputtered TiN and HfN films*. Thin Solid Films, 343-344, pp. 246-249, 1999.
- [33] M. Kawamura, K. Kumagai, Y. Abe, K Sasaki and H. Yanagisawa *Characterization of TiN films prepared by rf sputter-*

- ing using metal and compound targets. Vacuum, 51, 3, pp. 377-380, 1998.*
- [34] M. Benetti, A. D'Amico, D. Cannatà, F. Di Pietrantonio, E. Verona *Diamond resonator technology for mass change based chemical sensors..* In Proceedings of the Micro System Technoogy, Munchen, 2005.
- [35] M. Benetti, D. Cannatà, F. Di Pietrantonio, E. Verona *Guided lamb waves in AlN free strip* . Proceedings of the IEEE International Ultrasonics Symposium, New York, 2007.
- [36] A.J. Slobodnik, E.D. Conway, R.T. Delmonico *Microwave Acoustics Handbook* 1973.
- [37] Barbara Dziurdzia, Jerzy Krupka, Wojciech Gregorczyk *Measurements of Relative Permittivity and Dielectric Loss Tangent of Fodel Dielectric with a Split-Post Resonator*

RINGRAZIAMENTI

Ringrazio l'Ingegnere Enrico Verona che ha dato un contributo molto importante alla mia formazione ed è stato in tutti questi anni un supporto sempre valido, avendomi dato la grande opportunità di essere inserito presso l'istituto di Acustica O.M. Corbino del CNR e aver potuto lavorare e maturare una buona esperienza nei suoi laboratori.

Ringrazio il Professore Arnaldo D'Amico che mi ha formato durante il periodo universitario, che è sempre stato un riferimento importante e soprattutto che mi ha dato la possibilità di essere inserito nel mondo della ricerca scientifica.

Un particolare ringraziamento ai miei colleghi ed amici Massimiliano Benetti e Fabio Di Pietrantonio, che mi hanno sempre sostenuto nei momenti di difficoltà e con i quali è stato possibile portare avanti progetti interessanti e sviluppare nuove idee.

Un ultimo ringraziamento, non meno importante, a mia madre che ha reso possibile tutto questo.