

POLITECNICO DI MILANO

Facoltà di Ingegneria dell'Informazione
Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Elettronica



MAGNETOMETRI MEMS TRIASSIALI: SVILUPPO DI ELETTRONICA DI ATTUAZIONE E LETTURA E STUDIO DI PROBLEMATICHE DI OFFSET

Relatore: Prof. Giacomo LANGFELDER

Correlatori: Ing. Giacomo LAGHI
Ing. Paolo MINOTTI

Tesi di Laurea Magistrale di
Cristiano Rocco MARRA
matr. 800617

Anno Accademico 2014/15

Abstract italiano

Il presente lavoro di tesi magistrale, svolto presso il Laboratorio di Sensori e Rivelatori del Dipartimento di Elettronica, Informazione e Bioingegneria del Politecnico di Milano, si è focalizzato sui magnetometri triassiali a forza di Lorentz realizzati in tecnologia MEMS.

La forza di Lorentz risultante dall'applicazione di una corrente in una struttura mobile, ne causa uno spostamento proporzionale al campo magnetico esterno, misurabile tramite una lettura di tipo capacitivo.

Il lavoro svolto comprende il design di una scheda elettronica di pilotaggio e lettura di magnetometri triassiali a multiple spire, finalizzata al test *in operation* di questi dispositivi. Sono state inoltre studiate due delle non idealità che affliggono questo tipo di sensori, ovvero l'offset e il suo drift in temperatura, e si sono implementate soluzioni volte all'attenuazione di tali problematiche.

English abstract

The present Master Thesis work, carried out at Sensors and Detectors Laboratory of the Department of Electronics, Information and Bioengineering of Politecnico di Milano, focuses on triaxial Lorentz-force-based magnetometers in MEMS technology.

The Lorentz force, resulting from the application of a current in a movable structure, generates a displacement that can be capacitively read, permitting the magnetic field measure.

The thesis work includes the design of an electronic board for the driving and sensing of triaxial multiloop magnetometers, for in-operation tests purposes. Two non-idealities of the device were also deepened: the offset voltage and its temperature drift. Several compensation techniques for the attenuation of these issues were implemented and tested.

Indice

Abstract italiano	i
English abstract	ii
Introduzione	xiii
1 Magnetometri Lorentz ideali	1
1.1 Magnetometri a forza di Lorentz	1
1.1.1 Principio di funzionamento	1
1.1.2 Readout di tipo capacitivo	3
1.1.3 Modello meccanico e funzione di trasferimento	5
1.2 Magnetometri Lorentz a risonanza	9
1.2.1 Calcolo della sensitività	9
1.2.2 Rumore termomeccanico e campo minimo misurabile	10
1.2.3 Vantaggi, svantaggi e trade-off dell'utilizzo a risonanza	12
1.3 Funzionamento off-resonance	13
1.3.1 Amplificazione residua e banda	13
1.3.2 Confronto tra i due regimi di funzionamento	14
1.4 Magnetometri Lorentz a multiple spire	15
1.4.1 Magnetometri Z multiloop	15
1.4.2 Magnetometri X e Y multiloop	20
1.4.3 Magnetometro multiloop triassiale con ricircolo della corrente	23
1.5 Confronto con le tecnologie allo stato dell'arte	25
1.5.1 Hall Effect Sensors	26
1.5.2 Sensori AMR	26
1.5.3 Sensori MTJ	27
1.5.4 Figure Of Merit	28

2	Sviluppo di elettronica per magnetometri triassiali	30
2.1	Presentazione generale della PCB	30
2.2	Circuito di readout	31
2.2.1	Charge Amplifiers	31
2.2.2	Instrumentational Amplifier	34
2.2.3	Selezione dell'uscita	35
2.3	Circuito di driving	36
2.3.1	Circuito oscillatore	36
2.3.2	Generatore di corrente	41
2.3.3	Tecnica dell'on-off current switching	42
2.3.4	Selezione della modalità di driving	44
3	Non idealità dei magnetometri Lorentz: offset	48
3.1	Modellizzazione dell'offset	48
3.1.1	Offset elettrico	49
3.1.2	Offset meccanico	51
3.1.3	Effetto combinato delle due cause di offset	53
3.1.4	Offset nei magnetometri Lorentz multiloop	54
3.1.5	Contributo del feedthrough capacitivo e modello completo	56
3.1.6	Problematiche dovute alla presenza di offset	60
3.2	Tecniche di compensazione dell'offset	60
3.2.1	Compensazione per sottrazione	60
3.2.2	Compensazione dell'offset tramite sbilanciamento della tensione agli statori	65
3.2.3	Compensazione dell'offset tramite modulazione della tensione agli statori	68
4	Caratterizzazione scheda triassiale e misure di offset	70
4.1	Descrizione del setup sperimentale	70
4.1.1	Strumentazione elettronica	70
4.1.2	Generatore di campo magnetico	70
4.2	Misure su magnetometri triassiali	72
4.2.1	Misure di sensitività	72
4.2.2	Risposta ad una sfera di campo magnetico	76
4.2.3	Varianza di Allan	78

4.2.4	Misure di rumore	79
4.2.5	Confronto in termini di rumore tra le tecniche di compensazione dell'offset	83
5	Drift dell'offset e redesign del sensore	85
5.1	Comportamento della frequenza di risonanza in temperatura	85
5.1.1	Misure in camera climatica	85
5.1.2	Effetti dello stress assiale sull'andamento della f_0 in temperatura	87
5.1.3	Identificazione della sorgente di stress assiale	88
5.2	Redesign del sensore	90
5.2.1	Modello usato per le simulazioni	90
5.2.2	Design degli stress reliefs	91
5.2.3	Redesign dei link in polisilicio	96
	Conclusioni	98
	Bibliografia	100

Elenco delle figure

1.1	Schema di principio per il calcolo della forza di Lorentz in un conduttore.	1
1.2	Struttura base di un magnetometro MEMS a forza di Lorentz.	2
1.3	Schematizzazione di un magnetometro Lorentz sensibile a campi magnetici diretti lungo l'asse z.	3
1.4	Condensatore differenziale di lettura a piatti piani e paralleli: fotografia SEM(1.4a) e sua schematizzazione (1.4b).	4
1.5	Modello meccanico a parametri concentrati di un sistema MEMS. . .	6
1.6	Modulo della funzione di trasferimento di un MEMS al variare del fattore di qualità Q.	8
1.7	Zoom della funzione di trasferimento del MEMS da forza a spostamento in un intorno di f_0 . E' messa in evidenza la banda a -3dB, definita come metà della larghezza a metà altezza Δf del picco.	11
1.8	Zoom della funzione di trasferimento del MEMS nei pressi della frequenza di risonanza: si possono osservare le differenze in termini di banda e amplificazione tra l'operazione a f_0 e quella con un mismatch di 300 Hz.	14
1.9	Il grafico mette in mostra come la banda massima di sensing sia indipendente dal coefficiente di damping con driving off-resonance. . .	15
1.10	Spire per il ricircolo della corrente nel dispositivo, con conseguente amplificazione della forza di Lorentz	16
1.11	Zoom sui link che collegano le molle per un opportuno trasferimento della forza di Lorentz allo shuttle centrale	17
1.12	Nell'immagine viene mostrato un particolare di 3 spire sulle quali è evidente la deposizione del layer di alluminio.	17

1.13	Primi due modi della struttura con il tuning fork romboidale (a) I modo, movimento in antifase dovuto alla Forza di Lorentz (b) III modo, movimento in fase dovuto alla presenza di un'accelerazione. . .	18
1.14	Piatti bucati: schematizzazione del percorso delle molecole al loro interno 1.14a e fotografia al SEM 1.14b.	19
1.15	Strutture complete dei magnetometri Z a multiple spire, con elettrodi di lettura a parallel plates 1.15a e a piatti bucati 1.15b.	20
1.16	Schematizzazione del principio di funzionamento del magnetometro xy torsionale visto nel piano xy in 1.16a, e nel piano zy in 1.16b e 1.16c, rispettivamente a riposo e sotto l'azione di un campo magnetico esterno.	22
1.17	Rappresentazione della struttura torsionale 1.17a e fotografia SEM del dispositivo completo 1.17b	23
1.18	Struttura del risonatore di Tang con zoom sui comb fingers utilizzati per sense e drive.	24
1.19	Magnetometro triassiale con risonatore interno con ricircolo della corrente.	25
1.20	Principio di funzionamento di un magnetometro basato sull'effetto Hall.	26
1.21	Andamento della resistenza normalizzata al valore in assenza di campo al variare dell'angolo tra vettore magnetizzazione e verso della corrente.	27
1.22	Struttura base di un sensore MTJ.	28
2.1	Diagramma a blocchi rappresentante la struttura della scheda progettata, con le diverse modalità di driving e i tre canali di readout. . . .	31
2.2	Circuito di readout realizzato tramite due configurazioni a charge amplifiers.	32
2.3	Circuito di readout completo di filtro passa-alto di disaccoppiamento e INA.	34
2.4	Schematico rappresentante i tre canali di lettura e la modalità di selezione dell'uscita.	35
2.5	Schema a blocchi di un oscillatore.	36
2.6	Schema di principio degli stadi del circuito oscillatore, con rappresentazione del modello elettrico del risonatore MEMS.	37
2.7	Equivalenti elettrico del MEMS modificato con l'aggiunta della capacità di feedthrough.	38

2.8	Andamento di modulo e fase del guadagno d'anello in presenza o meno della capacità di feedthrough.	39
2.9	Schematico del circuito oscillatore completo.	40
2.10	Andamento del guadagno d'anello dopo l'introduzione del filtraggio passabasso.	41
2.11	Circuito generatore della corrente di pilotaggio.	42
2.12	Differenza tra i tempi di risposta del sistema filtrando (in verde) o meno (in blu) l'onda quadra.	43
2.13	Schematico del filtro Butterworth dell'ottavo ordine usato per filtrare l'onda quadra.	44
2.14	In figura sono illustrate le quattro tipologie di driving permesse.	45
2.15	Selezione della modalità di driving tramite switch.	45
2.16	Fotografia della scheda completa per il pilotaggio e la lettura di magnetometri Lorentz triassiali.	47
2.17	Schematico completo del circuito di pilotaggio e lettura dei magnetometri Lorentz triassiali.	47
3.1	Effetto dell'offset sulla retta di sensitività del magnetometro.	49
3.2	Modello resistivo del magnetometro nel caso ideale, con schematico dell'Howland current generator.	49
3.3	Modello resistivo del magnetometro nel caso reale, con quattro valori di resistenza delle molle.	50
3.4	Schematizzazione della cella differenziale ideale, con rotore esattamente equidistante dai due elettrodi fissi.	51
3.5	Schematizzazione della cella differenziale con rotore spostato di x_{os} rispetto alla posizione desiderata.	52
3.6	Tensione all'uscita dell'INA considerando $x_{os} = 10nm$ e $V_{sh} = 0V$	53
3.7	Modello resistivo valido per i magnetometri Lorentz multiloop torsionali. Le linee tratteggiate rappresentano schematicamente la posizione degli elettrodi fissi.	54
3.8	Modello resistivo semplificato del magnetometro XY e del singolo canale di readout.	55
3.9	Forma d'onda in uscita dall'INA del singolo canale, in caso di pilotaggio in corrente utilizzando il risonatore interno al modulo MEMS.	57

3.10	Modello circuitale semplificato, modificato per tenere conto degli effetti di accoppiamento capacitivo.	58
3.11	Modello Simulink completo di dispositivo e readout, includente le tre cause di offset descritte.	59
3.12	Schema di principio della tecnica di compensazione dell'offset tramite sottrazione.	61
3.13	Filtro Chebyshev del quarto ordine usato per estrarre una sinusoide dall'onda quadra di riferimento.	62
3.14	Schematico dello sfasatore puro.	62
3.15	Diagrammi di Bode di modulo e fase della funzione di trasferimento dello sfasatore puro.	63
3.16	Schematico e diagramma di Bode della fase dello sfasatore puro negativo.	63
3.17	Configurazione non invertente usata per regolare l'ampiezza della sinusoide di riferimento.	64
3.18	Schematico completo del circuito di sottrazione dell'offset.	64
3.19	Bilancio delle forze agenti sul rotore riportato nella posizione centrale tramite uno sbilanciamento delle tensioni di polarizzazione degli elettrodi fissi.	65
3.20	Simulazione dell'effetto di uno sbilanciamento delle tensioni di polarizzazione degli statori in un magnetometro Lorentz con $x_{os} = 5nm$ e $V_{sh,Apeak} = V_{sh,Bpeak} = 10mV$	66
3.21	A sinistra, andamento in scala lineare della tensione di sbilanciamento ottima al crescere dell'accoppiamento capacitivo. A destra, in scala logaritmica, effetto della variazione della x_{os} e della $V_{sh,peak}$	67
3.22	Passaggi fondamentali della tecnica di compensazione dell'offset tramite modulazione della tensione agli elettrodi fissi.	68
4.1	Schematizzazione della strumentazione elettronica utilizzata.	71
4.2	Generatore di campo magnetico utilizzato per le misure e PCB inserita al suo interno.	72
4.3	Rette rappresentanti le sensitività misurate dei tre magnetometri inclusi nel modulo triassiale, con offset compensato. Il campo magnetico, in ascissa, è generato per ciascun dispositivo lungo il suo asse di sense.	74
4.4	Sfera di campo magnetico generata.	76

4.5	Andamento del campo magnetico lungo i tre assi per la generazione della sfera.	77
4.6	Sfera di campo magnetico acquisita dal magnetometro triassiale, per diversi valori del raggio.	78
4.7	Individuazione dei diversi contributi di rumore sul grafico log-log della deviazione di Allan.	79
4.8	Deviazione di Allan del magnetometro Z a piatti bucati: in blu il rumore della sola elettronica, in rosso e in verde il rumore in presenza del MEMS rispettivamente con e senza corrente di pilotaggio.	80
4.9	Deviazione di Allan del magnetometro XY: in blu il rumore della sola elettronica, in rosso e in verde il rumore in presenza del MEMS rispettivamente con e senza corrente di pilotaggio.	81
4.10	Andamento della temperatura del sensore e corrispettivo drift dell'offset.	82
4.11	Deviazione di Allan del magnetometro XY al variare delle diverse tecniche di compensazione dell'offset.	83
4.12	Andamento della tensione in uscita dall'INA per campo nullo al variare dello sbilanciamento ΔV : è messa in evidenza la pendenza crescente della curva all'avvicinarsi del punto di ottimo.	84
5.1	Dipendenza della frequenza normalizzata dallo stress assiale in un risonatore clamped-clamped, senza includere gli effetti di "softening" del materiale.	88
5.2	Schematizzazione di una molla del magnetometro Z e degli stress generati dal mismatch dei coefficienti di espansione termica.	89
5.3	Modello di un clamped-clamped beam ancorato al substrato, usato per le simulazioni Comsol presentate in questo capitolo.	90
5.4	Vincoli dimensionali per il design degli stress relief.	91
5.5	Simulazione Comsol dell'andamento dello stress di Von Mises nel beam ad una temperatura di 330K.	92
5.6	Simulazione Comsol dell'andamento dello stress di Von Mises ad una temperatura di 330K nella struttura con <i>fillets</i>	93
5.7	Simulazione Comsol dell'andamento dello stress di Von Mises ad una temperatura di 330K nella struttura con <i>forking</i>	93
5.8	Simulazione Comsol dell'andamento dello stress di Von Mises ad una temperatura di 330K nella struttura con serpentina.	94

5.9	Simulazione Comsol dell'andamento dello stress di Von Mises ad una temperatura di 330K nella struttura con fori negli ancoraggi.	94
5.10	Simulazione Comsol dell'andamento dello stress di Von Mises ad una temperatura di 330K della struttura finale scelta.	95
5.11	Rappresentazione dello stress relief con serpentina, con relative dimensioni.	96
5.12	Rappresentazione dei link a serpentina in polisilicio, con relative dimensioni.	96

Elenco delle tabelle

1.1	Principali parametri di progetto del magnetometro multiloop sensibile a campi magnetici lungo l'asse z.	21
1.2	Confronto tra le tecnologie allo stato dell'arte e i magnetometri Lorentz. La FOM dei Lorentz è calcolata considerando una banda di sensing di 50 Hz.	29
4.1	Specifiche tecniche del generatore di campo magnetico.	71
4.2	Tensioni applicate agli elettrodi fissi dei dispositivi all'interno del modulo triassiale.	73
4.3	Risultati della compensazione dell'offset tramite sbilanciamento della tensione agli statori nel magnetometro triassiale.	73
5.1	Variazione in temperatura della f_0 del magnetometro Lorentz multiloop torsionale.	86
5.2	Variazione in temperatura della f_0 del risonatore di Tang incluso nel modulo MEMS triassiale	86
5.3	Variazione in temperatura della f_0 del magnetometro Lorentz multiloop sensibile ai campi lungo l'asse Z	87
5.4	Principali dimensioni del modello del clamped-clamped beam usato per le simulazioni agli elementi finiti	91
5.5	Risultati delle simulazioni Comsol in termini di variazione relativa percentuale della frequenza di risonanza per un $\Delta T = T_{\text{ref}} - T_1$. . .	95

Introduzione

I MEMS (*Micro Electro Mechanical Systems*) sono dispositivi micrometrici che, combinando principi elettrici e meccanici, sono in grado di effettuare misure di un vasto numero di grandezze fisiche come pressione, accelerazione, velocità angolare e campo magnetico. In aggiunta a questi *microsensori*, la tecnologia MEMS consente la realizzazione di un'ampia gamma di *microattuatori* come microvalvole, micropompe, microspecchi e microrisonatori.

Sensori e attuatori MEMS presentano il vantaggio di poter essere integrati sullo stesso chip contenente l'elettronica di lettura ed elaborazione, creando in questo modo sistemi a basso costo. Per questo motivo, oltre all'attenzione da parte mondo della ricerca scientifica, negli ultimi anni queste tecnologie hanno acquistato una crescente rilevanza a livello commerciale. Trainati dalle applicazioni nell'ambito dell'elettronica di consumo (smartphones, tablet e console per videogiochi), i dispositivi MEMS si sono affermati anche nel settore biomedico e in quello dell'automotive [1].

Il lavoro di tesi che segue, svolto presso il Laboratorio di Sensori e Rivelatori del dipartimento di Elettronica, Informazione e Bioingegneria del Politecnico di Milano, si è focalizzato sui magnetometri MEMS a forza di Lorentz. Questo tipo di sensori non è ancora presente sul mercato, al giorno d'oggi dominato dai sensori AMR, Hall e MTJ. Si vedrà quindi come, con l'utilizzo dei particolari accorgimenti che verranno presentati nel corso dei capitoli, i magnetometri Lorentz possano eguagliare ed andare oltre lo stato dell'arte. Inoltre, l'introduzione di questo tipo di dispositivi permetterebbe la realizzazione di IMU (*inertial measurement unit*) a 9 o 10 assi in un singolo chip (integrando un magnetometro triassiale con un giroscopio triassiale, un accelerometro triassiale ed eventualmente un sensore di pressione), per applicazioni di navigazione anche in assenza di segnale GPS.

Il capitolo 1 riporta una descrizione generale di questo tipo di sensori, con un focus sui vantaggi del driving *off resonance* e dell'implementazione di multiple spire per il ricircolo della corrente di pilotaggio. Verrà presentato infine un dispositivo

triassiale e quest'ultimo sarà confrontato in termini di prestazioni con le tecnologie che dominano il mercato.

Nel capitolo 2 invece, verrà descritta nel dettaglio la scheda elettronica di pilotaggio e lettura progettata per il testing *in-operation* dei dispositivi triassiali presentati in precedenza.

Nel capitolo 3 verrà presentata una delle non idealità di questi device, ovvero l'offset in uscita, problematica che può rendere difficile un utilizzo ottimale dei sensori progettati: per questo, verranno proposte tre diverse tecniche per compensarla.

Il capitolo 4 riporta una serie di misure effettuate con l'elettronica progettata, con una particolare attenzione all'effetto delle tecniche di compensazione dell'offset presentate precedentemente.

Il capitolo 5 infine propone un redesign del sensore volto ad attenuare il drift in temperatura dell'offset e ad apportare un generale miglioramento alle prestazioni generali del dispositivo.

Capitolo 1

Magnetometri Lorentz ideali

1.1 Magnetometri a forza di Lorentz

1.1.1 Principio di funzionamento

Come noto dall'elettromagnetismo, la *forza di Lorentz* agisce su una particella di massa m e carica q in moto con velocità \vec{v} in un sistema di riferimento solidale ad una sorgente di campo magnetico \vec{B} . Tale forza risulta pari a:

$$\vec{F}_L = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (1.1)$$

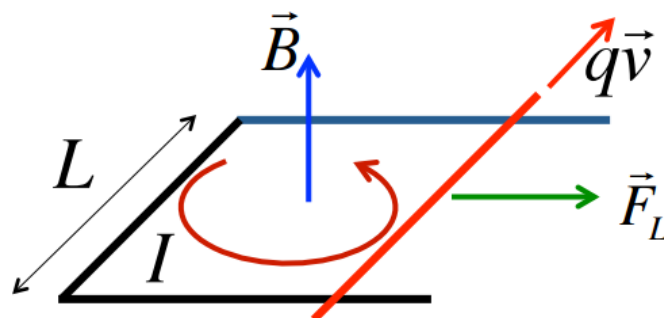


Figura 1.1 Schema di principio per il calcolo della forza di Lorentz in un conduttore.

Considerando una corrente I che scorre in un conduttore di lunghezza L , come in figura 1.1, si può scrivere il modulo della forza di Lorentz *totale* come:

$$F_L = \sum_i q \cdot v \cdot B = qvn \cdot ALB = J \cdot ALB = I \cdot L \cdot B \quad (1.2)$$

dove n è il numero di cariche per unità di volume, A è la sezione del conduttore e J è la densità di corrente totale.

In un dispositivo MEMS basato su tale forza [2] [3] [4], una corrente di driving I scorre in una struttura sospesa, ortogonalmente alla direzione del campo magnetico da misurare: questo determinerà una forza di Lorentz perpendicolare al piano individuato da \vec{B} e \vec{I} . A questo punto il moto indotto nella struttura può essere letto in modi diversi: tramite piezoresistori, tramite la variazione della frequenza di risonanza in appositi risonatori oppure, come nel caso in questione, con un readout di tipo capacitivo.

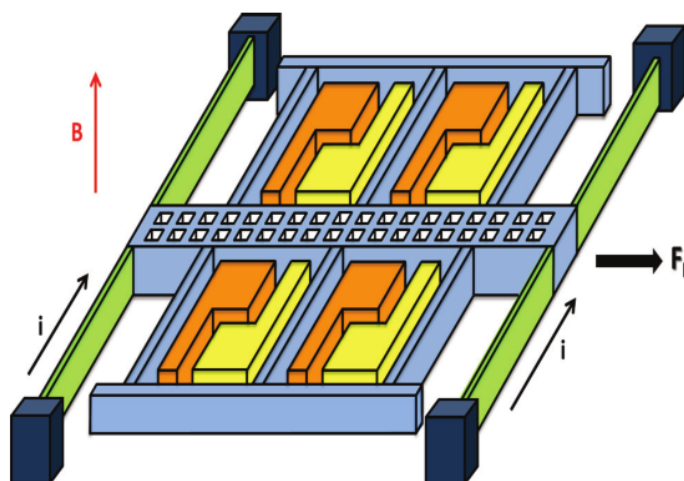


Figura 1.2 Struttura base di un magnetometro MEMS a forza di Lorentz.

Si può quindi pensare allo schema di principio rappresentato in figura 1.2. Il dispositivo è formato da quattro molle, ognuna delle quali ha un'estremità ancorata al substrato e l'altra ad una cornice mobile (*frame* o *shuttle*). A questo shuttle sono connessi anche i *rotori*, ovvero i piatti mobili del readout capacitivo, mentre gli elettrodi fissi (*statori*) sono posti in appositi spazi all'interno del frame. Questa particolare disposizione viene usata per trasdurre il segnale meccanico dato dallo spostamento dello shuttle in un segnale elettrico (la variazione di una capacità). Spetterà infine ad un'apposita elettronica (descritta nel capitolo 2) la lettura del segnale elettrico. Usando la 1.2 si può ricavare la forza totale agente sulla struttura, ma bisogna considerare il fatto che la forza non è tutta concentrata al centro delle

molle, ma distribuita su tutta la loro lunghezza: con buona approssimazione se ne può tenere conto andando a dividere il risultato della 1.2 per un fattore 2 [4]. Si definisce in questo modo una forza di Lorentz equivalente:

$$F_{L,eq} = \frac{1}{2} I(t) \cdot L \cdot B_z(t) \quad (1.3)$$

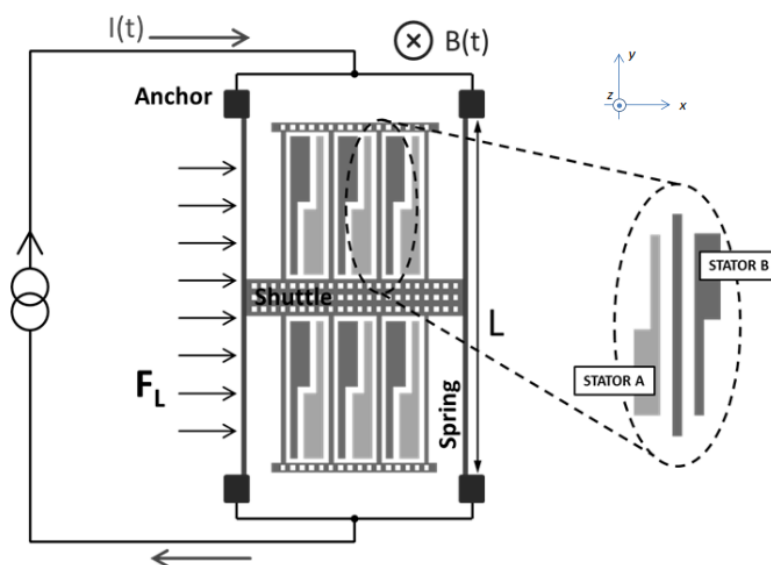


Figura 1.3 Schematizzazione di un magnetometro Lorentz sensibile a campi magnetici diretti lungo l'asse z .

Nella 1.3 $I(t)$ è la corrente totale tempo variante (tipicamente sinusoidale) che scorre nella struttura, mentre è stata considerata la sola componente z del campo magnetico in quanto si è immaginata la struttura adagiata sul piano xy e idealmente sensibile esclusivamente a forze dirette lungo x . La situazione appena descritta è riassunta in figura 1.3.

1.1.2 Readout di tipo capacitivo

Come appena discusso, la presenza di rotori collegati rigidamente al frame centrale permette di convertire gli spostamenti della struttura in variazioni di capacità. Lo schema più usato è quello a *condensatore differenziale*: il rotore si affaccia verso due diversi elettrodi fissi e il suo movimento provoca la diminuzione di una capacità e il corrispettivo aumento dell'altra. Ogni gruppo formato da due statori e un rotore è

detto *cella differenziale* ed è ripetuto un opportuno numero di volte all'interno del dispositivo.

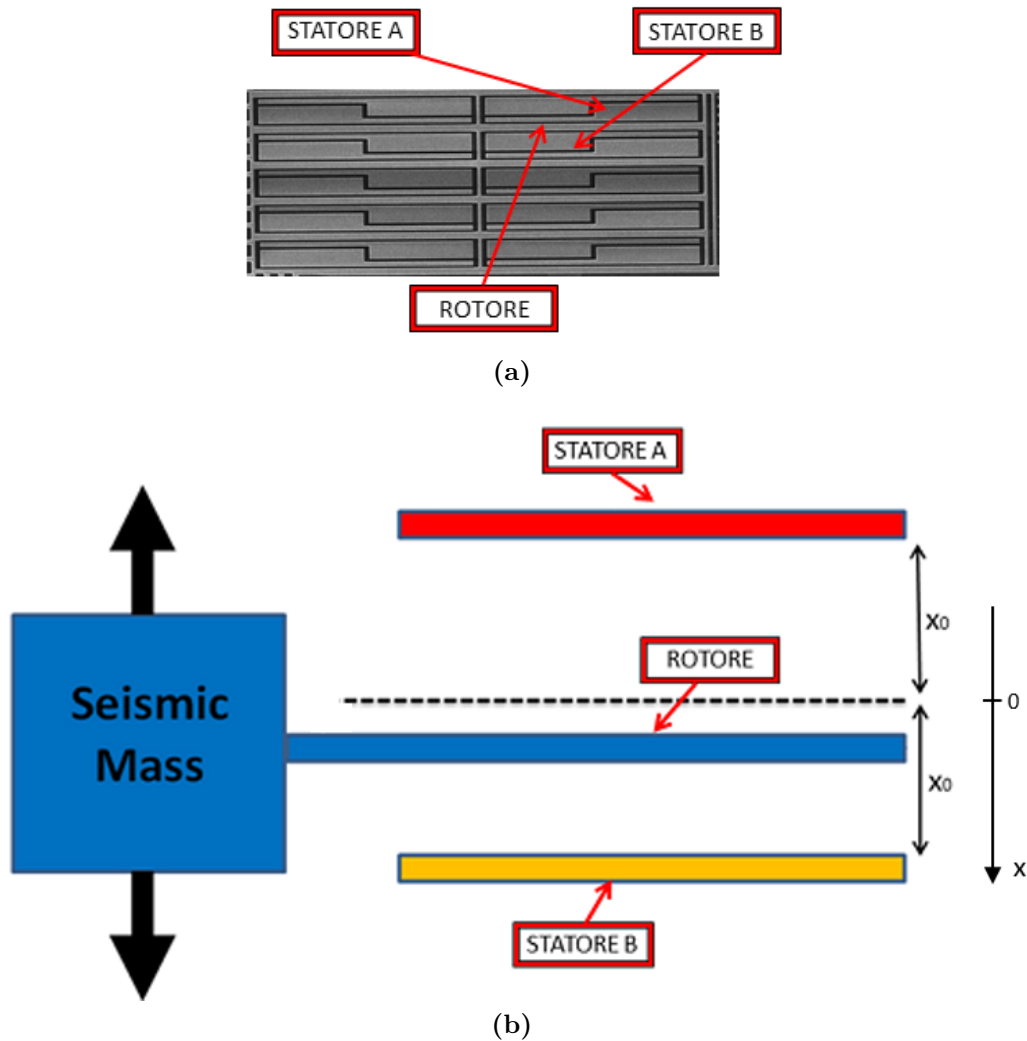


Figura 1.4 Condensatore differenziale di lettura a piatti piani e paralleli: fotografia SEM(1.4a) e sua schematizzazione (1.4b).

Ad esempio, la foto al microscopio SEM in figura 1.4a mostra 10 celle differenziali. La schematizzazione semplificata in figura 1.4b è invece d'aiuto per una trattazione analitica. Nella condizione di forza agente sul dispositivo nulla, idealmente il piatto mobile è equidistante dai due statori ($x = 0$). Risulta quindi immediato ricavare i valori delle due capacità C_1 (tra rotore e statore A) e C_2 (tra rotore a statore B):

$$C_1 = C_2 = C_0 = \frac{\epsilon_0 A}{x_0} \quad (1.4)$$

dove ϵ_0 è la costante dielettrica del vuoto, A la superficie di affacciamento tra le armature e x_0 è il gap tra rotore e statore a riposo.

Nel caso in cui è presente una forza esterna non nulla, la massa mobile subisce uno spostamento e quindi il rotore si muove verso uno statore allontanandosi dall'altro ($x \neq 0$). Ne risulta:

$$C_1 = \frac{\epsilon_0 A}{x_1} = \frac{\epsilon_0 A}{x_0 + x} \quad (1.5a)$$

$$C_2 = \frac{\epsilon_0 A}{x_1} = \frac{\epsilon_0 A}{x_0 - x} \quad (1.5b)$$

Per tenere conto contemporaneamente di entrambe le variazioni di capacità si definisce la *variazione di capacità differenziale*:

$$\Delta C_{\text{diff}} = C_2 - C_1 = \frac{\epsilon_0 A}{x_0 - x} - \frac{\epsilon_0 A}{x_0 + x} = \epsilon_0 A \left(\frac{2x}{(x_0 - x)(x_0 + x)} \right) \quad (1.6)$$

Allo scopo di semplificare lo sviluppo del denominatore si fa l'ipotesi (realistica) di piccoli spostamenti, ovvero $x \ll x_0$: in questo modo i termini contenenti x^2 risulteranno tutti trascurabili. Approssimando con uno sviluppo di Taylor al primo ordine, si ottiene:

$$\Delta C_{\text{diff}} = 2 \frac{\epsilon_0 A}{x_0^2} \cdot x = 2C_0 \cdot \frac{x}{x_0} \quad (1.7)$$

Generalmente il rotore è tenuto a massa, mentre gli statori sono polarizzati a tensioni DC uguali tra loro: questo causerà una variazione di carica su entrambi gli elettrodi fissi, che verrà letta da un'elettronica appositamente progettata.

1.1.3 Modello meccanico e funzione di trasferimento

La parte mobile di un MEMS è un sistema elastico che può essere modellizzato tramite un sistema *massa-molla-smorzatore* a parametri concentrati (1.5): si perde in questo modo il concetto di estensione e tridimensionalità e si considera tutta la massa concentrata in un unico punto. Si ipotizza inoltre che il sistema abbia un solo grado di libertà e che quindi la sua traiettoria possa essere descritta usando la sola coordinata x . Dalla seconda legge della dinamica newtoniana è noto che la risultante delle forze agenti sulla massa è pari a:

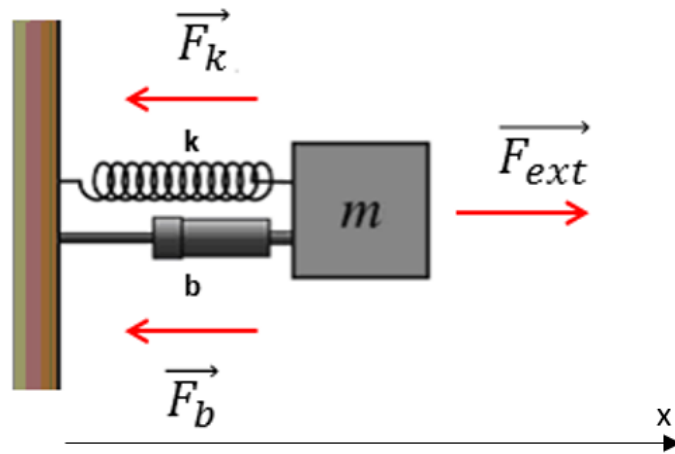


Figura 1.5 Modello meccanico a parametri concentrati di un sistema MEMS.

$$\vec{F}_{\text{tot}} = m\vec{\ddot{x}} \quad (1.8)$$

Per ricavare l'equazione del moto della struttura è necessario partire dal bilancio delle forze agenti sulla massa mobile. Come schematizzato in figura 1.5 le forze da considerare sono le seguenti:

- *Forza elastica della molla*, proporzionale allo spostamento tramite la sua rigidità elastica k :

$$F_k = -kx \quad (1.9)$$

- *Forza di attrito viscoso*, proporzionale alla velocità tramite il *coefficiente di damping* b :

$$F_b = -b\dot{x} \quad (1.10)$$

- *Forza esterna*, che dipende dal tipo di sensore e nel caso dei magnetometri in questione è la *Forza di Lorentz* calcolata in 1.3:

$$F_{\text{ext}} = F_L \quad (1.11)$$

- E' possibile che siano presenti contributi indesiderati alla forza esterna, come quello dovuto all'accelerazione:

$$F_{\text{acc}} = m \cdot a_{\text{ext}} \quad (1.12)$$

Nell'analisi che segue questa forza verrà trascurata, in quanto verranno presentati in seguito particolari accorgimenti nel design della struttura atti a minimizzare il suo contributo.

Il bilancio delle forze si scrive:

$$F_{\text{tot}} = F_k + F_b + F_{\text{ext}} \quad (1.13)$$

Rielaborando opportunamente l'espressione si può ottenere l'equazione differenziale che descrive il moto del sistema:

$$F_{\text{ext}} = F_{\text{tot}} - F_k - F_b = m\ddot{x} + b\dot{x} + kx \quad (1.14)$$

A questo punto si può passare dal dominio del tempo a quello di Laplace e usando le opportune proprietà della trasformata si può scrivere la 1.14 come:

$$F_{\text{ext}}(s) = ms^2X(s) + bsX(s) + kX(s) \quad (1.15)$$

L'equazione 1.15 si presta ad essere invertita in modo da ottenere la funzione di trasferimento tra forza applicata e spostamento:

$$T_{\text{FX}}(s) = \frac{X(s)}{F_{\text{ext}}(s)} = \frac{1}{ms^2 + bs + k} = \frac{1}{m} \frac{1}{s^2 + \frac{\omega_0}{Q}s + \omega_0^2} \quad (1.16)$$

L'equazione 1.16 è la classica equazione di un sistema risonante, rielaborata al fine di mettere in evidenza alcuni parametri caratteristici di questo tipo di sistemi, come la *frequenza di risonanza* ω_0 e il *fattore di qualità* Q :

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (1.17)$$

$$Q = \frac{\sqrt{km}}{b} = \frac{\omega_0 m}{b} \quad (1.18)$$

Per studiare la risposta del sistema a fronte di una forza esterna, si può calcolare il

modulo della funzione di trasferimento sostituendo $s = j\omega$:

$$|T_{\text{FX}}(j\omega)| = \frac{1}{m} \left| \frac{1}{\omega_0^2 + \frac{\omega_0}{Q}j\omega - \omega^2} \right| = \frac{1}{m} \frac{1}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \left(\frac{\omega_0}{Q}\omega\right)^2}} \quad (1.19)$$

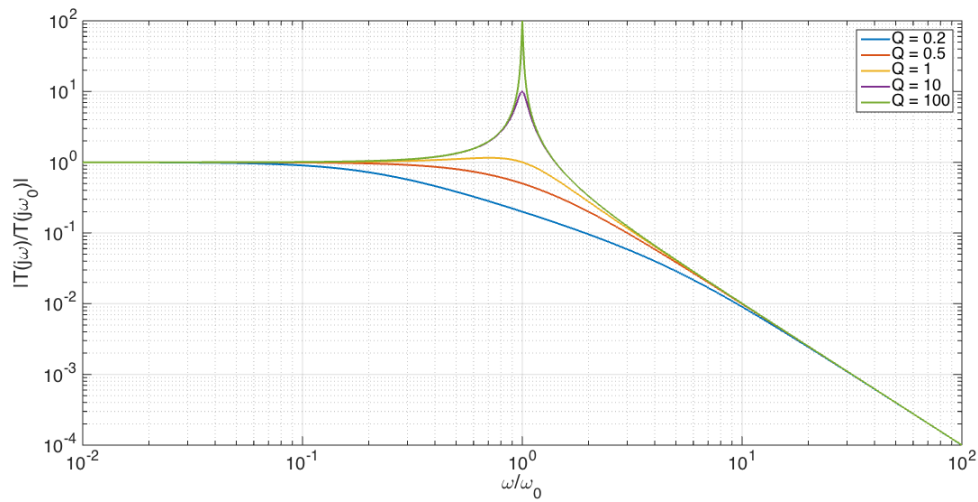


Figura 1.6 Modulo della funzione di trasferimento di un MEMS al variare del fattore di qualità Q .

Osservando la 1.6 si possono facilmente distinguere quattro regioni di funzionamento al variare della pulsazione:

- Per pulsazioni molto minori di quella di risonanza ($\frac{\omega}{\omega_0} \ll 1$) lo spostamento risulta circa proporzionale alla forza applicata:

$$\omega \ll \omega_0 \implies |T_{\text{FX}}(\omega)| \simeq \frac{1}{k} \quad (1.20)$$

Questa è la condizione di lavoro di alcuni accelerometri MEMS.

- Per pulsazioni molto maggiori rispetto a quella di risonanza la funzione di trasferimento attenua fortemente il segnale in ingresso, rendendo di fatto questa regione di funzionamento di scarso interesse. Si ha:

$$\omega \gg \omega_0 \implies |T_{\text{FX}}(\omega)| = \frac{1}{m\omega^2} \quad (1.21)$$

- Quando la pulsazione eguaglia ω_0 si opera a risonanza: lo spostamento in uscita è proporzionale alla forza e amplificato in ragione del fattore di qualità Q :

$$\omega = \omega_0 \implies |T_{\text{FX}}(\omega)| = \frac{Q}{k} \quad (1.22)$$

Si può antitrasformare e ricavare di conseguenza la relazione nel tempo (questo passaggio contiene un'approssimazione: antitrasformando solo il modulo della funzione di trasferimento, non si considerano gli sfasamenti, e quindi il fatto che lo spostamento è in quadratura con la forza):

$$x(t) = \frac{Q}{k} F_{\text{ext}}(t) \quad (1.23)$$

- per pulsazioni di lavoro $\omega = \omega_0 - \Delta\omega$ e $\Delta\omega \gg \Delta\omega_{\text{FWHM}}$ (ovvero la larghezza a metà altezza in frequenza del picco risonante), la funzione di trasferimento presenta ancora un guadagno, minore di quello a risonanza. Questa regione di lavoro con mismatch rispetto a risonanza sarà investigata più nel dettaglio nei paragrafi successivi.

1.2 Magnetometri Lorentz a risonanza

1.2.1 Calcolo della sensitività

Si consideri ancora la struttura base di figura 1.2, sensibile esclusivamente alla componente del campo magnetico diretto lungo l'asse z , quindi sia $B = B_z$. Nelle seguenti analisi, dove non strettamente necessario, sarà omessa la dipendenza dal tempo dei parametri.

Se il dispositivo è pilotato con una corrente AC alla frequenza di risonanza meccanica f_0 del primo modo traslazionale lungo l'asse x , la funzione di trasferimento tra forza e spostamento sarà, come detto, amplificata di un fattore Q rispetto al valore in continua. Si può scrivere, sfruttando la 1.3 e la 1.23:

$$x = \frac{Q}{2k} \cdot i \cdot B \cdot L \quad (1.24)$$

A questo punto, noto lo spostamento, è possibile calcolare la variazione di capacità ottenuta nelle celle differenziali. Per ogni singola cella si avrà, sostituendo la 1.24 nella 1.7:

$$\Delta C_{\text{diff}} = 2C_0 \cdot \frac{x}{x_0} = \frac{\epsilon_0 A}{x_0^2} \cdot \frac{Q}{k} \cdot iBL \quad (1.25)$$

Dove ϵ_0 è la costante dielettrica del vuoto e x_0 è il gap a riposo tra rotore e statore. Per ottenere la variazione di capacità complessiva che si presenterà al circuito di readout, basta moltiplicare ΔC_{diff} per il numero di celle differenziali N :

$$\Delta C = \frac{\epsilon_0 AN}{x_0^2} \cdot \frac{Q}{k} \cdot iBL \quad (1.26)$$

Il fattore di qualità Q si può esprimere secondo la 1.18. Per quanto riguarda invece il coefficiente di damping b , supponendo che sia rispettata l'ipotesi di *free molecular flow regime* [5], valida quando il cammino libero medio delle molecole è maggiore rispetto alle dimensioni caratteristiche della struttura (e tipicamente questo si verifica per pressioni del package comprese tra 0.1 ÷ 10 mbar), si può scrivere [4]:

$$b = 2b_{\text{area}}NA \quad (1.27)$$

Dove b_{area} è il coefficiente di damping per unità di area ed il fattore 2 è dovuto al fatto che ci sono due statori con facce di area A per ogni cella differenziale. A questo punto, sostituendo la 1.18 e la 1.27 nella 1.26, si ottiene:

$$\Delta C = \frac{\epsilon_0 i B L}{2 x_0^2 \omega_0 b_{\text{area}}} \quad (1.28)$$

Risulta ora possibile ricavare un'importante figura di merito: la *sensitività* S , espressa come la variazione di capacità a fronte di una variazione del campo magnetico esterno.

$$S = \frac{\Delta C}{\Delta B} = \frac{\epsilon_0 i L}{x_0^2 4\pi f_0 b_{\text{area}}} \quad (1.29)$$

1.2.2 Rumore termomeccanico e campo minimo misurabile

I dispositivi MEMS, come tutti i sistemi dissipativi, sono affetti da rumore di tipo termico. In particolare nel sistema massa-molla-smorzatore, qualsiasi oscillazione presente nel sistema è attenuata secondo il coefficiente di damping b . E' necessario quindi correggere il modello per evitare che il sistema raggiunga una temperatura inferiore a quella dell'ambiente circostante, risultato fisicamente scorretto. Va quindi aggiunta una *forza di fluttuazione* F_n generata dal moto browniano delle molecole

che urtano contro la struttura sospesa. Si può dimostrare [6] che densità la spettrale di rumore di questa forza è bianca e pari a:

$$S_{F_n} = 4k_B T b \quad (1.30)$$

Dove T è la temperatura assoluta e k_B la costante di Boltzmann. Si può a questo punto calcolare il rapporto segnale rumore ad esempio in termini dello spostamento x , andando a moltiplicare lo spettro del rumore termomeccanico espresso in termini di forza per il valore della funzione di trasferimento a risonanza (1.22) elevato al quadrato. Si ottiene in questo modo:

$$SNR_{res} = \frac{x}{\sqrt{S_{F_n} \cdot \left(\frac{Q}{k}\right)^2 \cdot BW_{-3dB}}} = \frac{\frac{Q}{2k} \cdot i \cdot B \cdot L}{\sqrt{4k_B T b \cdot \left(\frac{Q}{k}\right)^2 \cdot BW_{-3dB}}} \quad (1.31)$$

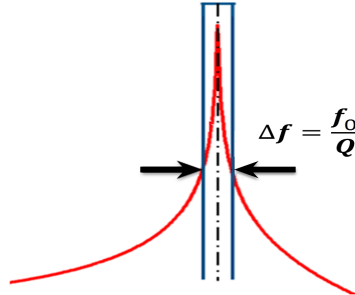


Figura 1.7 Zoom della funzione di trasferimento del MEMS da forza a spostamento in un intorno di f_0 . E' messa in evidenza la banda a -3dB, definita come metà della larghezza a metà altezza Δf del picco.

La banda di readout BW_{-3dB} si può assumere pari alla massima banda ottenibile determinata dalla larghezza a metà altezza del picco risonante, come illustrato in figura 1.7 , e quindi dal fattore di qualità. Di conseguenza si ottiene:

$$BW_{-3dB} = \frac{f_0}{2Q} \quad (1.32)$$

Il campo minimo misurabile è definito convenzionalmente come il campo magnetico tale per cui il rapporto segnale rumore assume valore unitario. Per valutarlo è sufficiente sostituire la 1.32 nella 1.31 e porre $SNR = 1$. Ne risulta:

$$B_{min} = \frac{4}{iL} \cdot \sqrt{k_B T b \cdot BW_{3dB}} = \frac{4f_0}{iLQ} \cdot \sqrt{\pi k_B T m} \quad (1.33)$$

1.2.3 Vantaggi, svantaggi e trade-off dell'utilizzo a risonanza

Un buon dispositivo deve presentare un basso campo minimo misurabile e un'alta sensibilità, in modo che il rumore elettronico non vada ad inficiare pesantemente il risultato visto nella 1.33. L'operazione a risonanza ci assicura un alto gain-factor tra forza e spostamento e di conseguenza un'alta sensibilità. Osservando la 1.29, si può notare che la sensibilità è un parametro molto difficile da migliorare: è indipendente dal numero di celle differenziali, il gap x_0 minimo è fissato dalla tecnologia, la frequenza di risonanza f_0 deve essere maggiore di 20 kHz per evitare interferenze audio, aumentare L e i significa incrementare la potenza dissipata (nel caso di L significa anche maggior occupazione di area). Non resta che agire sul parametro b_{area} : si può pensare di diminuire il coefficiente di damping riducendo la pressione del package (è un'operazione costosa e comunque limitata dalla tecnologia ad un valore di circa 1mbar). La diminuzione del coefficiente b_{area} , oltre a migliorare la sensibilità, mette in risalto un trade-off critico, tipico dell'operazione a risonanza: analizzando la 1.32 e la 1.33 si riscontra sì il beneficio di un campo minimo misurabile inferiore, ma contemporaneamente si ha lo svantaggio di una banda di sensing più stretta.

Infine possono essere fatte ulteriori considerazioni riguardanti il pilotaggio in corrente del magnetometro Lorentz a risonanza. Iniettare una corrente tramite un oscillatore ad anello aperto è sconsigliabile per la presenza di sensibili variazioni di processo su f_0 e Q : essendo il picco molto stretto, iniettare una corrente alla risonanza *nominale* non garantirebbe il funzionamento a risonanza. Per lo stesso motivo non è possibile realizzare un magnetometro triassiale con i singoli dispositivi pilotati a risonanza dalla stessa corrente: anche se progettati per risuonare esattamente alla stessa frequenza, le tre f_0 risulteranno sicuramente diverse, rendendo impossibile il corretto funzionamento. Infine è molto complicato un funzionamento ad anello chiuso utilizzando il MEMS come elemento oscillante, in quanto l'ampiezza del movimento della struttura (e quindi la corrente circolante nell'anello) dipende dal campo magnetico esterno.

Questa serie di problematiche può convincere ad abbandonare il funzionamento a risonanza, scegliendo di pilotare il MEMS ad una frequenza leggermente inferiore [7].

1.3 Funzionamento off-resonance

1.3.1 Amplificazione residua e banda

Partendo dal caso generale dalla funzione di trasferimento 1.16, e supponendo di pilotare il dispositivo con una corrente con pulsazione ω_d , con un offset $\Delta\omega = \omega_0 - \omega_d$ rispetto alla pulsazione di risonanza ω_0 , se ne può riscrivere il modulo sostituendo $s = j\omega_d$:

$$|T_{\text{FX}}(j\omega_d)| = \left| \frac{1}{m} \frac{1}{\omega_0^2 + j\frac{\omega_0}{Q}\omega_d - \omega_d^2} \right| = \frac{1}{m} \frac{1}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega_d^2)^2 + \left(\frac{\omega_0}{Q}\omega_d\right)^2}} \quad (1.34)$$

Nel caso in cui $Q \gg 1$, $\Delta f \ll f_0$ e $\Delta f \gg \frac{f_0}{2Q}$ (e.g. $Q \sim 1000$, $f_0 \approx 20kHz$ ed un mismatch di poche centinaia di Hz), lo sviluppo dell'equazione 1.34 può essere semplificato come segue, trascurando i termini $\left(\frac{\omega_0}{Q}\omega_d\right)^2$ e $\Delta\omega^2$:

$$\begin{aligned} |T_{\text{FX}}(j\omega_d)| &= \frac{1}{m} \frac{1}{\sqrt{\omega_0^4 + \omega_d^4 - 2\omega_0^2\omega_d^2 + \left(\frac{\omega_0}{Q}\omega_d\right)^2}} \approx \frac{1}{m} \frac{1}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega_d^2)^2}} = \frac{1}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega_d^2} = \\ &= \frac{1}{m} \frac{1}{\omega_0^2 + (\omega_0 - \Delta\omega)^2} \approx \frac{1}{k} \frac{\omega_0}{2\Delta\omega} = \frac{1}{k} \frac{f_0}{2\Delta f} = \frac{1}{k} Q_{\text{eff}} \end{aligned} \quad (1.35)$$

Il *fattore di qualità efficace* $Q_{\text{eff}} = \frac{f_0}{2\Delta f}$ rappresenta l'amplificazione residua ottenuta operando con uno split in frequenza rispetto a risonanza e ovviamente risulterà minore del fattore di qualità Q e decrescente al crescere di Δf . A questo punto la 1.24 vale ancora, a patto di sostituire Q con Q_{eff} , e il rapporto segnale rumore può essere riscritto nella forma:

$$SNR_{\text{mis}} = \frac{\frac{Q_{\text{eff}}}{2k} \cdot i \cdot B \cdot L}{\sqrt{4k_B T b \frac{Q_{\text{eff}}^2}{k^2} \cdot BW}} \quad (1.36)$$

dove BW non dipende più dalla larghezza a metà altezza del picco risonante, ma

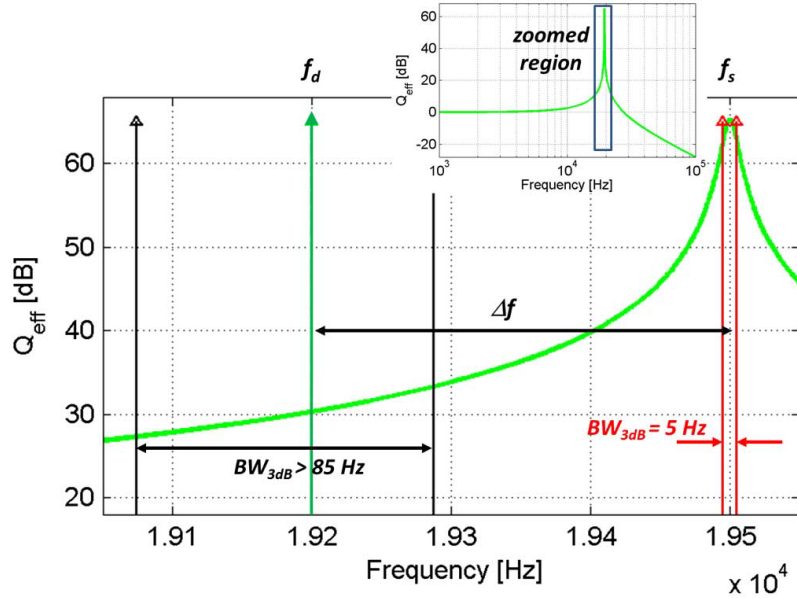


Figura 1.8 Zoom della funzione di trasferimento del MEMS nei pressi della frequenza di risonanza: si possono osservare le differenze in termini di banda e amplificazione tra l'operazione a f_0 e quella con un mismatch di 300 Hz.

è imposta tipicamente dall'elettronica di readout. Generalmente essa risulta essere una banda minore di quella compresa tra i valori a $\pm 3dB$ rispetto al valore della funzione di trasferimento a f_d , come mostrato in figura 1.8. A questo punto, il campo minimo misurabile si scrive:

$$B_{\min, \text{mis}} = \frac{4}{i L} \sqrt{k_B T b \cdot BW} \quad (1.37)$$

1.3.2 Confronto tra i due regimi di funzionamento

Può essere notato immediatamente che il funzionamento fuori risonanza risolve i problemi di pilotaggio elencati in 1.2.3, in quanto ora non è importante che l'oscillatore ad anello aperto inietti una corrente esattamente alla frequenza f_d , e per lo stesso motivo risulta meno critico pilotare 3 magnetometri Lorentz diversi con la stessa corrente in un modulo triassiale.

Per quanto riguarda il rapporto segnale rumore, esso può essere semplificato in entrambi i casi, sostituendo l'appropriato valore di BW, come:

$$SNR_{\text{mis}} = \frac{i B L}{2 \cdot \sqrt{4 k_B T b BW}} \quad (1.38)$$

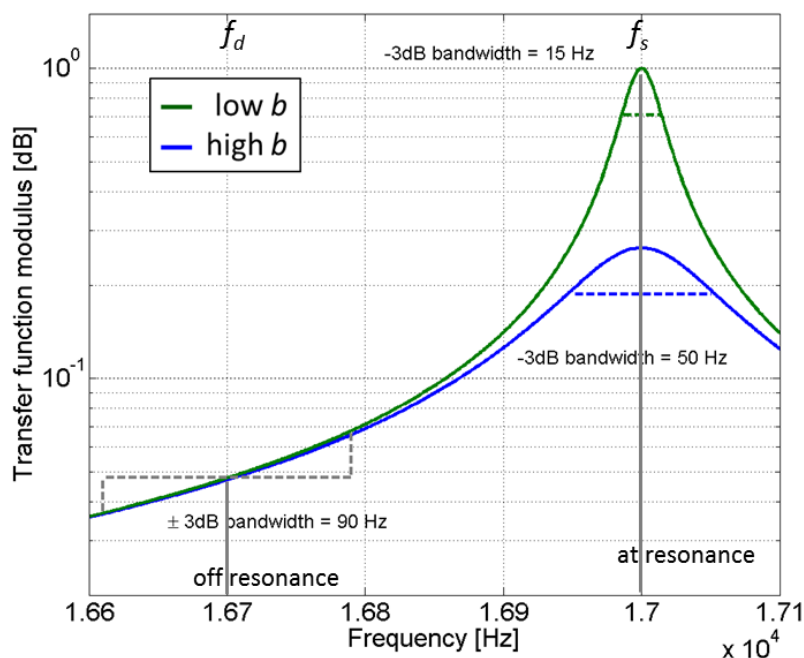


Figura 1.9 Il grafico mette in mostra come la banda massima di sensing sia indipendente dal coefficiente di damping con driving off-resonance.

Nel caso off-resonance, diminuendo il coefficiente b , non bisogna scontrarsi con il trade off tra banda di sensing e minimo campo misurabile: infatti andando ad esempio a diminuire la pressione nel package, il rumore termomeccanico diminuirà senza nessun effetto negativo sulla banda (che ora è determinata dall'elettronica), al contrario del caso a risonanza.

La banda può essere estesa fino ad un valore massimo tipicamente compreso tra $\frac{\Delta f}{2}$ e $\frac{\Delta f}{3}$ (facendo attenzione a filtrare sempre il picco di risonanza meccanica che amplificherebbe solo il rumore), indipendentemente dal valore del coefficiente di damping (e quindi del fattore di qualità Q), come è evidente dalla figura 1.9.

1.4 Magnetometri Lorentz a multiple spire

1.4.1 Magnetometri Z multiloop

Il funzionamento off-resonance presenta i benefici elencati in 1.3.2, ma ha tra i contro la diminuzione della sensibilità del sensore. Ad esempio, un dispositivo con un Q pari a 1000, operato con un mismatch di 200Hz rispetto alla risonanza a 20kHz, presenterà un Q_{eff} di 50, con una perdita di un fattore 20.

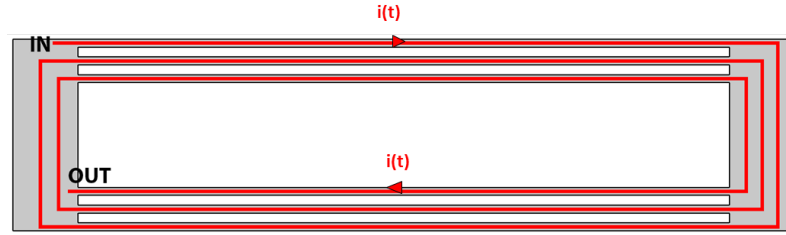


Figura 1.10 Spire per il ricircolo della corrente nel dispositivo, con conseguente amplificazione della forza di Lorentz

Un possibile approccio per aumentare la sensibilità è stato già discusso in letteratura [8], ed è quello di far ricircolare la corrente nel dispositivo. Tramite l'uso di apposite spire simili a quelle mostrate in figura 1.10, è possibile sfruttare la corrente iniettata più volte, andando ad amplificare la forza di Lorentz agente sulla struttura e di conseguenza la sensibilità. Questa tecnica verrà qui usata per recuperare in parte le perdite di sensibilità dovute all'operazione in off-resonance.

La presenza di un numero N_p di percorsi per il ricircolo della corrente porta a scrivere il modulo della la forza di Lorentz come:

$$F_L = N_p \cdot B \cdot i(t) \cdot L \quad (1.39)$$

E, di conseguenza, la sensibilità ed il campo minimo misurabile ne risulteranno rispettivamente amplificata e ridotto dello stesso fattore N_p :

$$S = \frac{\Delta C}{\Delta B} = \frac{Q_{\text{eff}}}{k} \cdot i(t)BL \cdot \frac{\Delta C}{\Delta x} \cdot N_p \quad (1.40)$$

$$B_{\text{min}} = \frac{4}{i L} \sqrt{k_B T b \cdot BW} \cdot \frac{1}{N_p} \quad (1.41)$$

Nella struttura base illustrata in figura 1.2, le molle percorse da corrente devono essere collegate al frame centrale perchè avvenga un effettivo trasferimento della forza di Lorentz. In modo simile, nella struttura multiloop le spire più interne dovranno essere collegate allo shuttle e a tutte le altre tramite degli appositi link in polisilicio, come mostrato in figura 1.11.

Con un collegamento del genere l'idea di usare un set di spire per amplificare la forza di Lorentz risulterebbe del tutto inutile: la corrente, piuttosto che percorrere il giro completo dei loop, scorrerebbe nei percorsi a bassa resistenza creati dai link, che sono molto più corti delle molle.

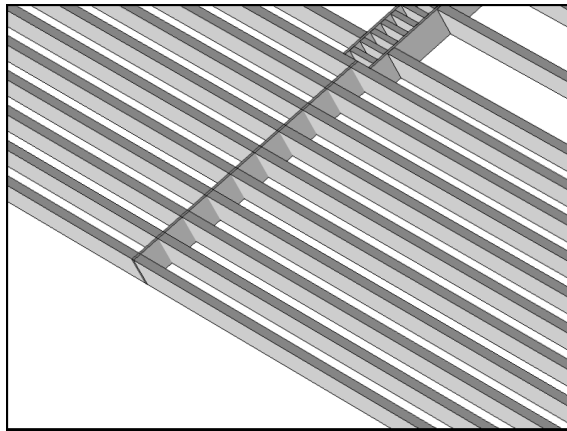


Figura 1.11 Zoom sui link che collegano le molle per un opportuno trasferimento della forza di Lorentz allo shuttle centrale

Per ovviare a tale inconveniente, per la prima volta si è usata la soluzione *metal on trench* permessa dal processo *ThELMA* di STMicroelectronics (*Thick Epitaxial Layer for Microactuators and Accelerometers*), ovvero la deposizione di piste di alluminio sulle parti mobili in polisilicio. In particolare, la pista di metal è stata deposta sulle molle, allo scopo di fornire alla corrente un percorso a bassa resistenza in modo che non vada a deviare nei link.

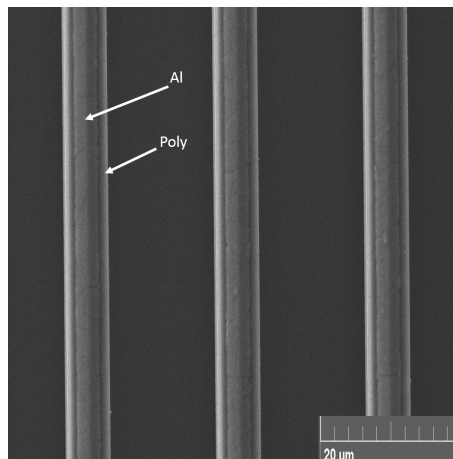


Figura 1.12 Nell'immagine viene mostrato un particolare di 3 spire sulle quali è evidente la deposizione del layer di alluminio.

Tuttavia in questo modo la corrente continuerà a non scorrere tutta nell'alluminio: i collegamenti a bassa resistenza tra le molle avranno ancora il loro effetto, seppur molto attenuato (la resistenza di quadro dell'alluminio è pari a $0.09 \frac{\Omega}{\square}$, mentre quella del polisilicio è di $20.45 \frac{\Omega}{\square}$). Ne consegue che in alcune molle scorrerà una

corrente minore di quella voluta, e il fattore N_{eq} per cui moltiplicare effettivamente la sensibilità risulterà lievemente minore di N_p .

Il fatto che la corrente scorra come in figura 1.10, in presenza di campo magnetico dà luogo ad una forza di Lorentz di verso opposto sui due set di spire (superiore e inferiore), causandone un moto in antifase. Nel caso di un'accelerazione esterna invece, è chiaro che i due set di spire si muoveranno in fase. Sembra banale distinguere le due situazioni dal punto di vista elettronico, in quanto una causa un segnale differenziale e l'altra uno di modo comune. Bisogna evitare però segnali di accelerazione particolarmente intensi, che possono causare ad esempio fenomeni di pull-in.

Per evitare queste situazioni si ricorre ad una particolare struttura di tuning fork (cioè una struttura che accoppia il movimento dei due set di molle in termini di frequenza di risonanza, senza però vincolarne la fase). Nel caso in questione si è optato per un tuning fork romboidale ancorato al centro di due risonatori *clamped-clamped*, struttura progettata in modo da spostare a frequenze molto più alte rispetto al modo in antifase a 20kHz sia il modo dovuto all'accelerazione sia il modo fuori piano.

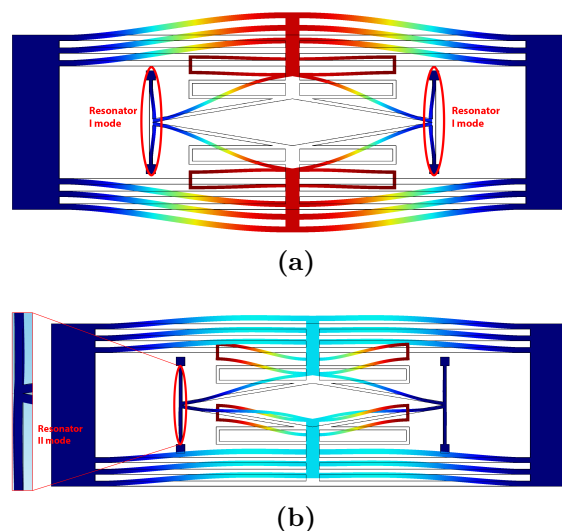


Figura 1.13 Primi due modi della struttura con il tuning fork romboidale (a) I modo, movimento in antifase dovuto alla Forza di Lorentz (b) III modo, movimento in fase dovuto alla presenza di un'accelerazione.

Da apposite simulazioni ad elementi finiti effettuate tramite Comsol Multiphysics, la frequenza del modo in antifase risulta di 20036 Hz, mentre le frequenze del modo fuori piano e di quello in fase risultano rispettivamente pari a 36320 Hz e 42894 Hz.

Il tuning fork è collegato alle molle tramite un apposito frame, al quale sono ancorati i rotori, e negli appositi spazi ricavati sono posizionati gli elettrodi fissi di lettura. Gli statori possono essere i semplici *parallel plates* già discussi in 1.1.2, oppure possono essere "bucati" [9]. In quest'ultimo tipo di piatti vengono praticati dei fori in modo tale da mantenere invariato il valore di capacità a riposo e allo stesso tempo di permettere alle molecole di avere un cammino alternativo al rimbalzo continuo tra i due piatti: questo consente di diminuire il valore del coefficiente di damping, con i noti benefici che ne conseguono. In figura 1.14 è mostrato uno schema di principio dell'effetto dei piatti bucati ed una loro fotografia al SEM:

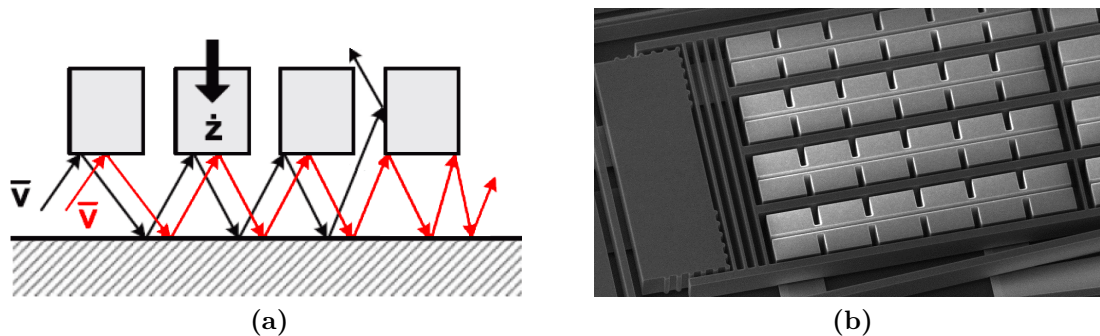
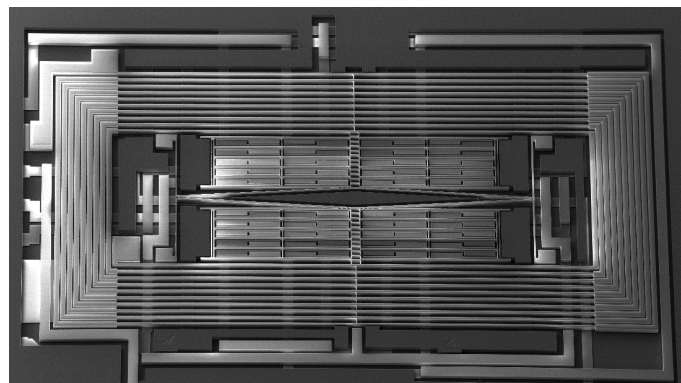
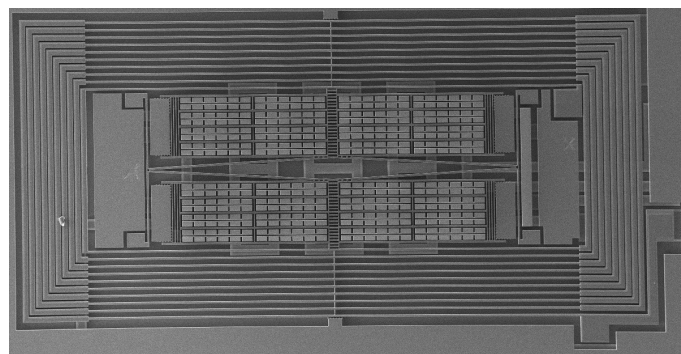


Figura 1.14 Piatti bucati: schematizzazione del percorso delle molecole al loro interno 1.14a e fotografia al SEM 1.14b.

Le strutture finali ottenute implementando i due tipi di elettrodi di sensing sono mostrate in figura 1.15 tramite fotografie al SEM. Il dimensionamento del dispositivo è avvenuto tenendo conto di numerose specifiche. Ad esempio, l'aumento del numero di molle aumenta la costante elastica k della struttura: è necessario allungare le molle ($k \propto \frac{1}{l^3}$) e renderle il più sottili possibile ($k \propto w^3$) per riportare la frequenza di risonanza al valore voluto di circa 20 kHz. Inoltre, il numero di celle differenziali è stato scelto il più grande possibile, per ottenere variazioni di capacità agevolmente leggibili dall'elettronica a valle. Ogni dimensione è stata accuratamente progettata al fine di poter realizzare una struttura triassiale in un singolo package (come verrà descritto più avanti). La tabella 1.1 elenca i parametri significativi nel progetto del magnetometro Z.



(a)



(b)

Figura 1.15 Strutture complete dei magnetometri Z a multiple spire, con elettrodi di lettura a parallel plates 1.15a e a piatti bucati 1.15b.

1.4.2 Magnetometri X e Y multiloop

Per ottenere un dispositivo sensibile ai campi magnetici lungo gli assi x e y, è necessario il progetto di strutture torsionali [10]: $i(t)$ e B sono necessariamente complanari e giacenti nel piano xy e di conseguenza la forza di Lorentz risultante è diretta lungo z. Lo schema di principio di un magnetometro torsionale è mostrato in figura 1.16: la struttura mobile è ancorata al substrato e può muoversi fuori piano, variando in questo modo la capacità che forma con appositi elettrodi posti sotto di essa.

Per permettere alla struttura di compiere questi movimenti, è necessario utilizzare delle *molle torsionali*. In questo tipo di oggetti la costante elastica *torsionale* è definita come:

$$k_t = \frac{M_t}{\theta} \quad (1.42)$$

dove θ è l'angolo di torsione e M_t il momento torcente nella struttura. Facendo

Parametro	Simbolo	Valore Nominale
Frequenza di risonanza	f_0	20350 Hz
Fattore di qualità	Q	776
Coefficiente di damping	b	$5.8 \cdot 10^{-7} \frac{Ns}{m}$
Lunghezza molle	L	1.4 mm
Larghezza molle	w	$6\mu m$
Altezza di processo	h	$15\mu m$
Distanza tra i piatti	x_0	$2.1\mu m$
Capacità a riposo	C_0	$700fF$
Numero celle	N	20
Numero loop	N_p	10
Pressione del package	p	$0.25mbar$
Massa totale	m_{tot}	$3.5nKg$

Tabella 1.1 Principali parametri di progetto del magnetometro multiloop sensibile a campi magnetici lungo l'asse z .

riferimento figura 1.16, esso è dato da:

$$M_t = F_L \cdot L_2 = I \cdot L_1 \cdot B_y \cdot L_2 \quad (1.43)$$

Lo spostamento fuori piano della struttura può essere calcolato approssimando per piccoli angoli di torsione come:

$$z = L_2 \cdot \tan(\theta) \approx L_2 \cdot \theta \quad (1.44)$$

Sostituendo la 1.42 nella 1.43 e ricavando l'espressione θ , si può sostituire quest'ultima nella 1.44 e da essa ottenere l'espressione della sensitività per questi dispositivi:

$$S = \frac{\Delta C}{\Delta B} = \frac{\Delta C}{\Delta z} \cdot \frac{\Delta z}{\Delta B} = \frac{\Delta C}{\Delta z} \cdot Q \cdot L_2 \cdot \frac{i(t)L_2L_1}{k_t} \quad (1.45)$$

dove con l'utilizzo di Q si intende il caso di operazione a risonanza. Per il caso in off-resonance è sufficiente sostituire il fattore Q con Q_{eff} .

Anche nel caso del magnetometro XY è stato sfruttato il ricircolo della corrente

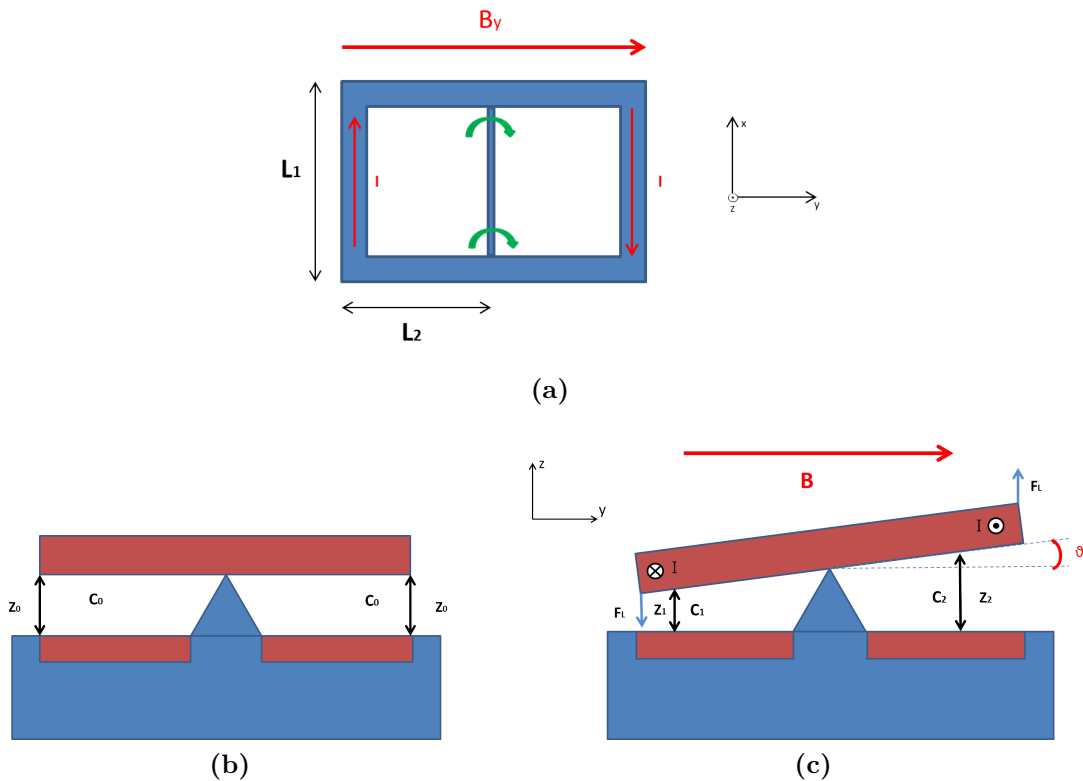


Figura 1.16 Schematizzazione del principio di funzionamento del magnetometro xy torsionale visto nel piano xy in 1.16a, e nel piano zy in 1.16b e 1.16c, rispettivamente a riposo e sotto l'azione di un campo magnetico esterno.

tramite loop multipli, utilizzando un numero di percorsi N_p pari a 9. La struttura è ancorata al substrato tramite le molle torsionali mostrate in figura 1.17a, ma solo due di queste sono usate effettivamente anche per il passaggio della corrente, le altre due sono *dummy*, inserite per rendere la struttura completamente simmetrica evitando così sbilanciamenti della forza di Lorentz dovuti ad un numero non intero di loop. Anche la parte centrale è ancorata al substrato per evitare indesiderati movimenti fuori piano di modo comune con frequenze vicine a quelle di interesse. Anche questo magnetometro è stato disegnato per risuonare intorno ai 20kHz. Nel progettare le piste di alluminio, si è cercato di conciliare la volontà di averle il più lunghe possibile per aumentare la forza di Lorentz con i vincoli dimensionali del package. Stesso discorso vale per la larghezza della struttura, da aumentare il più possibile per ottenere un maggior contributo del momento torcente. Si è creata inoltre una massa centrale di grandi dimensioni per rendere il più alto possibile il valore della capacità a riposo C_0 (e dunque anche quello di ΔC a parità di spostamento): per

questo è stato necessario forare la struttura per riuscire ad iniettare e controllare meglio gli acidi di processo atti a liberare lo spazio sottostante alla parte mobile, come evidente in figura 1.17.

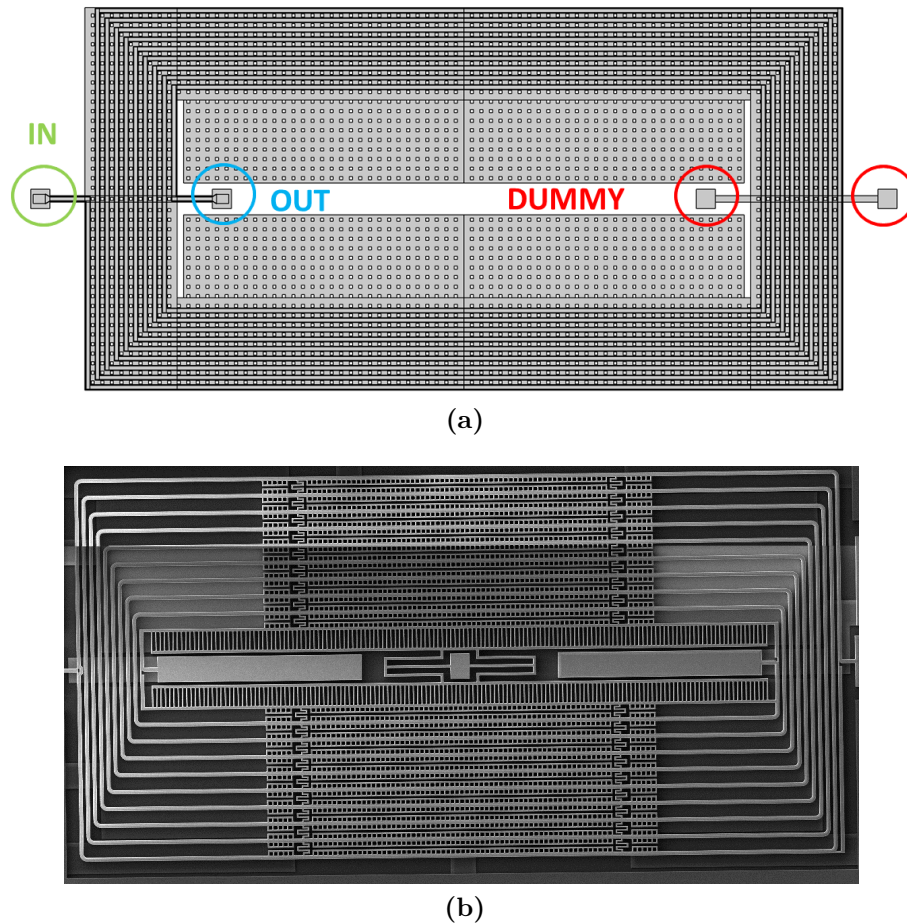


Figura 1.17 Rappresentazione della struttura torsionale 1.17a e fotografia SEM del dispositivo completo 1.17b

1.4.3 Magnetometro multiloop triassiale con ricircolo della corrente

L'operazione off-resonance dei magnetometri Lorentz permette di pilotare tre dispositivi (uno per ogni asse) usando la stessa corrente di driving. A questo scopo, le dimensioni dei magnetometri sono state accuratamente studiate per permettere di inserire tre dispositivi (uno traslazionale per l'asse z e due torsionali disposti a 90° tra loro per gli assi x e y) in un unico modulo di STMicroelectronics di dimensioni

$2.56\text{mm} \times 1.92\text{mm}$. Nello stesso package è inserito anche un risonatore MEMS, un elemento oscillante costituito da due elettrodi, uno di attuazione e uno di sensing, e da una massa mobile.

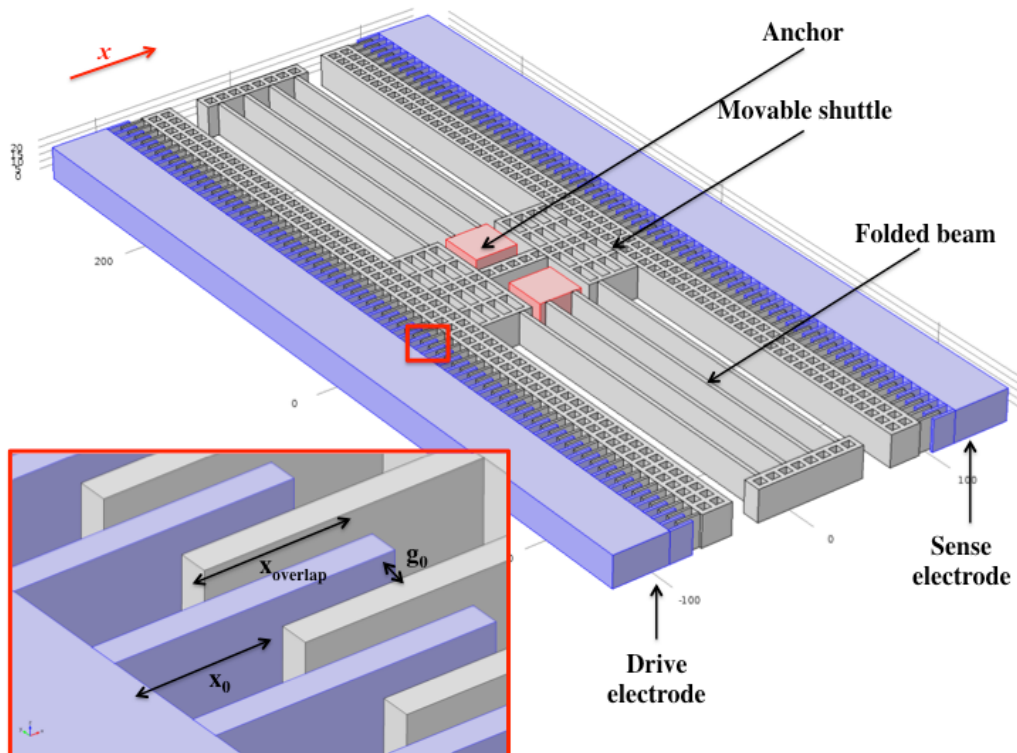


Figura 1.18 Struttura del risonatore di Tang con zoom sui comb fingers utilizzati per sense e drive.

La struttura scelta è stata quella del *risonatore di Tang* [11] [12] mostrata in figura 1.18, struttura molto sottile attuata tramite condensatori interdigitati (*comb fingers*). Un secondo set di comb fingers è utilizzato per leggere la corrente alla frequenza di risonanza del dispositivo e iniettarla in un apposito circuito oscillatore, per poi utilizzarla come driving del sensore triassiale.

Pilotare il dispositivo con una corrente generata da un risonatore interno può essere vantaggioso, in quanto questo subirà all'incirca le stesse variazioni di processo/temperatura degli altri dispositivi all'interno del package, e quindi le stesse variazioni percentuali della frequenza di risonanza (per il magnetometro Z multiloop la situazione risulterà tuttavia inaspettatamente diversa, come si vedrà nei capitoli successivi). In figura 1.19 è mostrata una fotografia SEM del dispositivo triassiale realizzato, completo di risonatore Tang.

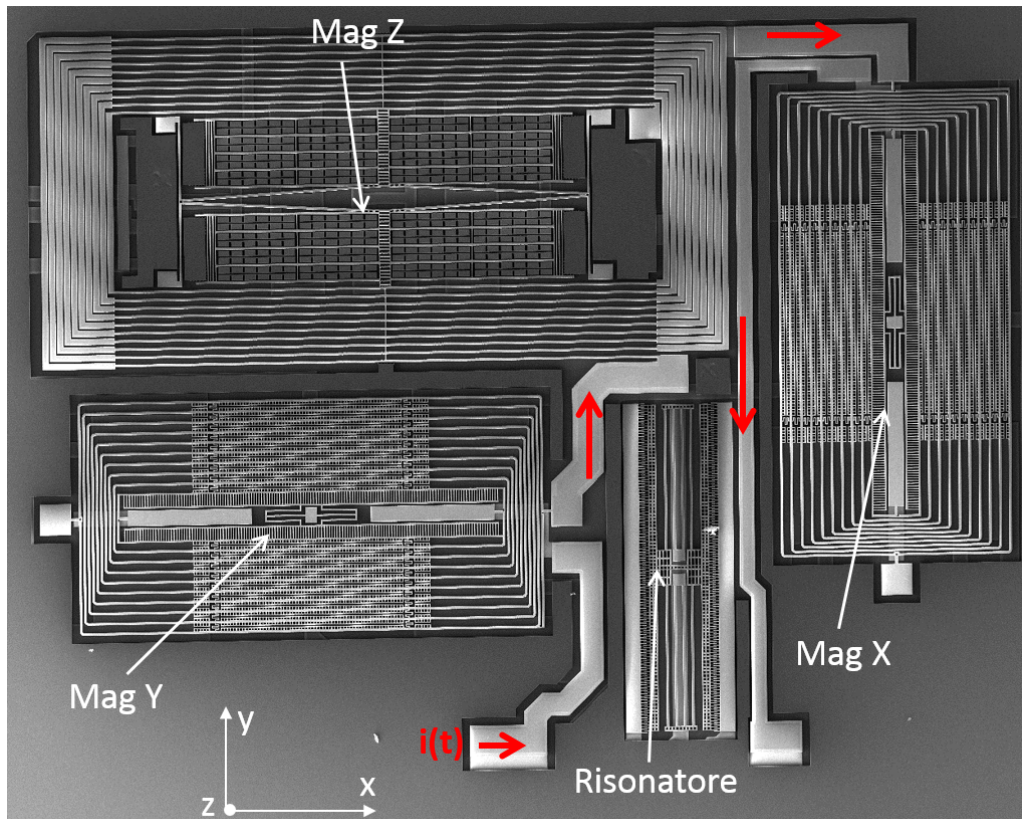


Figura 1.19 Magnetometro triassiale con risonatore interno con ricircolo della corrente.

1.5 Confronto con le tecnologie allo stato dell'arte

I sensori di campo magnetico possono essere realizzati in diverse tecnologie, ognuna delle quali sfrutta un principio fisico differente. Per effettuare un confronto tra i magnetometri Lorentz descritti e i sensori allo stato dell'arte è opportuno presentare le principali tecnologie concorrenti, ovvero quelle attualmente utilizzate per misurare campi magnetici dell'ordine di quello terrestre (di circa $20 - 70\mu T$ con risoluzione di $0.5\mu T$ per garantire un errore nella misura della direzione inferiore a 1° [13]). Nonostante il campo da misurare sia minore di $100\mu T$, il FSR (*full scale range*) richiesto è tipicamente dell'ordine di qualche mT , per poter identificare e bypassare possibili disturbi magnetici presenti nell'ambiente circostante (ad esempio, all'interno di uno smartphone). Segue dunque una breve descrizione dei magnetometri che dominano il mercato odierno: sensori ad effetto Hall [13] [14], AMR [13] [15] e MTJ [13] [16].

1.5.1 Hall Effect Sensors

Questo tipo di sensori di campo magnetico sfrutta l'effetto Hall: quando una corrente scorre in un conduttore in presenza di un campo magnetico esterno in direzione perpendicolare al flusso di cariche, la traiettoria degli elettroni subirà una deviazione rispetto a quella rettilinea prevista, a causa della forza di Lorentz. Questo caricherà negativamente un piano del conduttore, e per il principio della neutralità di carica l'altro sarà carico positivamente: tra i due piani si presenterà una differenza di potenziale proporzionale al campo magnetico e alla corrente. In figura 1.20 è riassunto il principio di funzionamento:

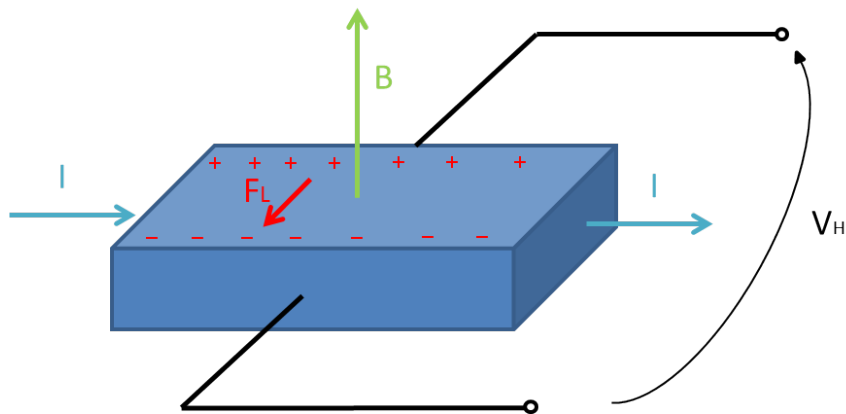


Figura 1.20 Principio di funzionamento di un magnetometro basato sull'effetto Hall.

Questo tipo di magnetometri presenta come vantaggio la compatibilità con la tecnologia CMOS (system on chip), ma ha come contro una risoluzione difficilmente minore di qualche centinaio di μT su bande ridotte.

1.5.2 Sensori AMR

I sensori AMR (*Anisotropic MagnetoResistive sensors*) sfruttano la proprietà di alcuni materiali ferromagnetici di variare la direzione del vettore magnetizzazione in funzione dell'intensità del campo magnetico nel quale sono immersi. Siccome in questi materiali la resistività dipende dall'angolo θ tra la direzione della corrente e quella del vettore magnetizzazione, si ha come effetto finale che ad una variazione del campo magnetico esterno corrisponde una variazione della resistenza del conduttore. Il valore della resistenza diminuisce all'aumentare di θ ed è massimo per $\theta = 0^\circ$ e minimo per $\theta = 90^\circ$, con l'andamento a campana mostrato in figura 1.21.

Per leggere la variazione di resistenza dei sensori AMR è sufficiente adottare una classica configurazione a ponte di Weathstone. Questi dispositivi hanno il vantaggio di utilizzare una tecnologia a film sottile compatibile con il processo CMOS (anche se tipicamente l'ASIC è realizzata su un chip separato). Come contro, richiedono la deposizione di materiali magnetici e presentano un trade-off tra sensibilità e FSR.

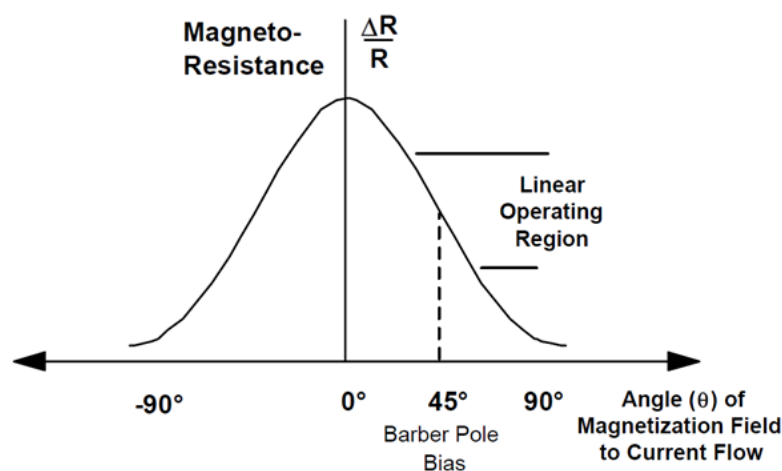


Figura 1.21 Andamento della resistenza normalizzata al valore in assenza di campo al variare dell'angolo tra vettore magnetizzazione e verso della corrente.

1.5.3 Sensori MTJ

Nella sua forma più semplice un sensore MTJ (*Magnetic Tunnel Junction*) è un oggetto formato da tre layer: due strati di materiale magnetico separati da un film isolante ultrasottile (dell'ordine di 1 nm). Se agli elettrodi viene applicata una tensione, secondo la fisica classica non dovrebbe esserci passaggio di corrente, ma siccome lo strato isolante è sufficientemente sottile può verificarsi l'effetto tunnel quantistico. La corrente di tunneling tra due materiali magnetizzati è massima se le magnetizzazioni sono parallele e minima se sono antiparallele. Uno dei due materiali ferromagnetici ha il vettore magnetizzazione bloccato (tramite un materiale antiferromagnetico adiacente) e dunque variando il campo magnetico esterno si cambia la corrente che scorre nel dispositivo (e quindi la resistenza) facendo variare la magnetizzazione di un solo layer. Questi sensori presentano alta impedenza, geometria planare, bassi costi, alta sensibilità e basso consumo di potenza. Sono

meno sviluppati rispetto ai sensori Hall e AMR: infatti si classificano solo per un prodotto della *Freescale* mostrato in tabella 1.2.

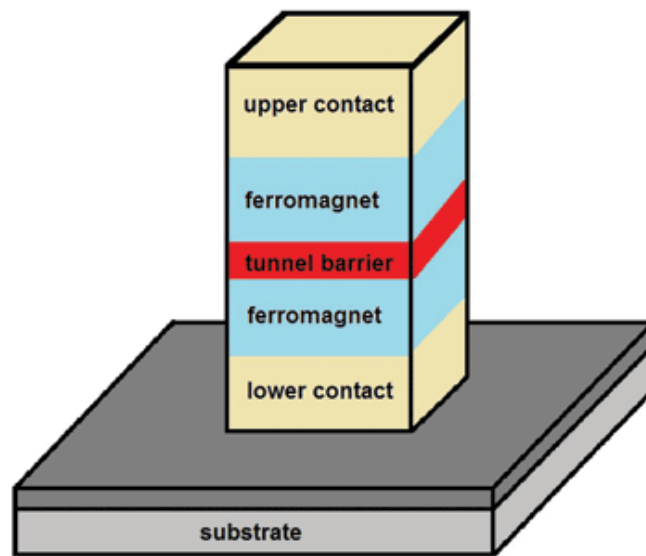


Figura 1.22 Struttura base di un sensore MTJ.

1.5.4 Figure Of Merit

Le performance dei magnetometri sono quantificabili in termini di risoluzione per unità di banda per unità di corrente di driving. Questo parametro è usato come figura di merito (FOM) per comparare dispositivi realizzati in diverse tecnologie, insieme al linear-FSR e alla banda massima.

$$[FOM] = \frac{[\mu T][\mu A]}{[\sqrt{Hz}]} \quad (1.46)$$

Nella tabella 1.2 è mostrato come i magnetometri Lorentz possano essere competitivi con le tecnologie attuali, e come, con opportuni accorgimenti come l'operazione off-resonance e una geometria a multiple spire, possano spingersi oltre lo stato dell'arte.

Oltre ai parametri mostrati in tabella, è bene considerare come i sensori di campo magnetico allo stato dell'arte abbiano altri tipi di limiti. Ad esempio, come già accennato, i sensori AMR soffrono di un'intrinseca linearità limitata, mentre i sensori

Device	FSR [mT]	Banda [Hz]	Rumore [μT]	Corrente [μA]	FOM $\frac{[\mu T][\mu A]}{[\sqrt{Hz}]}$
STM LIS3MDL (AMR) [17]	1.2	10	0.41	270	35
Freescale MAG3110 (MTJ) [18]	1	40	0.4	900	57
Asahi Kasei AK8975 (Hall) [19]	1.2	4	>0.3	350	>52.5
Bosch BMM150 (FC + Hall) [20]	1.3	10	0.6	500	95
Lorentz (a risonanza)	>5	16	12.7	50	159
Lorentz ($\Delta f + 10$ loops)	>5	>100	5.5	50	39

Tabella 1.2 Confronto tra le tecnologie allo stato dell'arte e i magnetometri Lorentz. La FOM dei Lorentz è calcolata considerando una banda di sensing di 50 Hz.

Hall presentano enormi differenze in termini di prestazioni sui diversi assi. Inoltre, siccome questi dispositivi sono sensibili a campi magnetici lungo un solo asse, per ottenere un magnetometro triassiale è necessario realizzare tre dispositivi identici, con uno dei tre montato verticalmente (ruotato di 90° rispetto al substrato). Questo tipo di montaggio comporta un notevole spreco di volume e non risulta compatibile con i package ultrasottili previsti per i prossimi anni.

In conclusione, si possono riassumere i potenziali vantaggi dei magnetometri Lorentz, in quattro punti principali:

- compatibilità con i processi di fabbricazione di accelerometri e giroscopi, con possibilità di realizzare IMU (*inertial measurement unit*) a 9 o 10 assi all'interno di un singolo chip;
- assenza di materiali magnetici;
- full scale range sostanzialmente illimitato (relativamente alle applicazioni consumer);
- magnetometri planari e con prestazioni simili per tutti e tre gli assi, con possibilità di usare elettronica di readout identica per i tre canali.

Capitolo 2

Sviluppo di elettronica per magnetometri triassiali

2.1 Presentazione generale della PCB

In questo capitolo viene descritta la scheda elettronica progettata per il pilotaggio e la lettura dei magnetometri MEMS triassiali. Come già illustrato nel capitolo precedente, i tre magnetometri condivideranno la stessa corrente di driving. Essa potrà essere generata dal risonatore interno, o in alternativa a partire da una tensione sinusoidale in uscita da un lock-in amplifier, con la possibilità di pilotare in *continuous mode* o in *on-off current switching*. Per quanto riguarda la parte di readout, si utilizzeranno tre canali di lettura distinti, singolarmente selezionabili tramite l'utilizzo di un multiplexer. Il principio di funzionamento della scheda è riassunto nello schema a blocchi in figura 2.1.

La board è stata progettata partendo da simulazioni circuitali condotte con l'aiuto di *NI Multisim*, realizzandone in seguito il layout tramite il software *Altium Designer*. Si è scelto di far realizzare la PCB dall'azienda *Beta Layout*, usando 4 layer: uno per la distribuzione delle alimentazioni, uno per il piano di massa e due layer per la disposizione dei componenti e delle relative piste di collegamento. Una delle dimensioni della scheda ha il requisito di essere minore di 12cm per essere inserita comodamente nel generatore di campo magnetico che verrà descritto in seguito (l'altra dimensione non è soggetta a particolari vincoli ma si è cercato di ottenere una forma circa quadrata).

Nei paragrafi successivi verranno descritti i circuiti e le modalità di readout e di

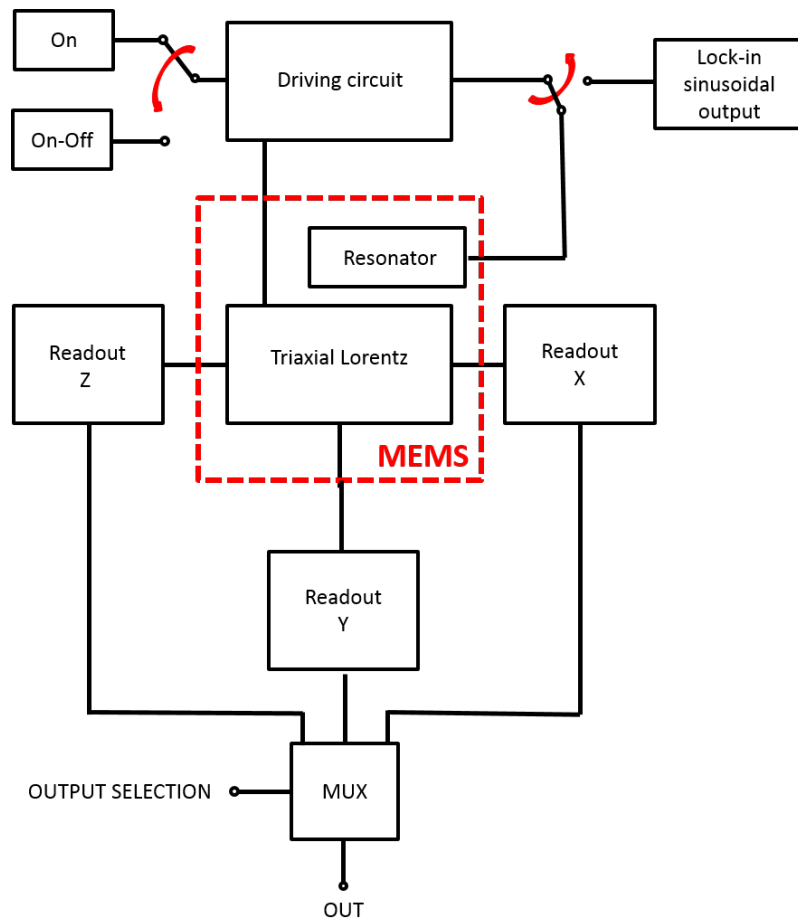


Figura 2.1 Diagramma a blocchi rappresentante la struttura della scheda progettata, con le diverse modalità di driving e i tre canali di readout.

driving (con un richiamo all'on-off current switching).

2.2 Circuito di readout

2.2.1 Charge Amplifiers

La configurazione circuitale per la lettura della variazione della capacità differenziale nei magnetometri MEMS è già stata descritta a fondo in altri lavori di tesi [21], pertanto in seguito sarà solo brevemente riassunta. La topologia scelta è quella mostrata in figura 2.2.

Considerando il singolo canale, il trasferimento da corrente in ingresso a tensione in uscita può essere scritto come:

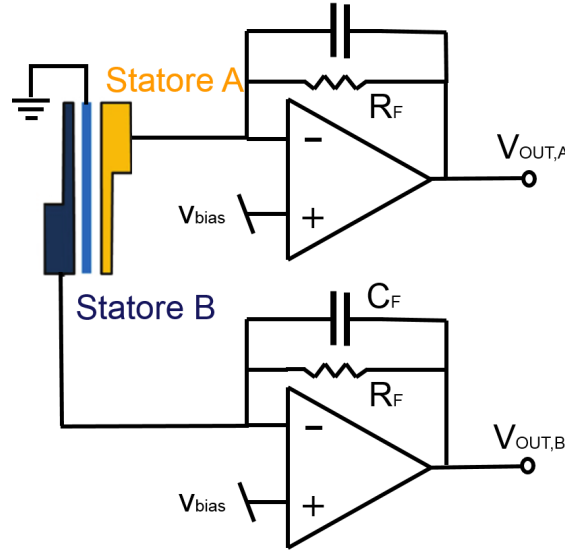


Figura 2.2 Circuito di readout realizzato tramite due configurazioni a charge amplifiers.

$$|T(j\omega)| = \left| \frac{V_{\text{out}}(j\omega)}{I_{\text{out}}(j\omega)} \right| = \frac{R_F}{1 + j\omega \cdot C_F R_F} \quad (2.1)$$

A partire dall'espressione appena scritta, si può constatare come il trasferimento sia circa pari a R_F alle basse frequenze (utilizzo come *Transimpedance Amplifier*) e che, dopo l'intervento del polo a $f_F = \frac{1}{2\pi \cdot R_F C_F}$, si possa approssimare come dominato dalla sola capacità C_F (utilizzo come *Charge Amplifier*). Si è scelto di ricadere nel secondo caso, facendo intervenire il polo ad una frequenza f_F inferiore di almeno una decade rispetto a quella tipica di operazione ($\approx 20kHz$): dall'analisi di rumore condotta in [21], si è notato come questo dimensionamento sia adatto a ridurre al minimo il rumore dell'elettronica (rendendolo confrontabile o inferiore a quello intrinseco del MEMS). A tal scopo si è scelto di usare una $R_F = 600M\Omega$, una $C_F = 500fF$ (ottenendo un polo a circa 530 Hz) e degli amplificatori operazionali low noise AD8065 [22] forniti dalla *Analog Devices*.

Il trasferimento in 2.1 vede una corrente come variabile in ingresso allo stadio in quanto la variazione di capacità dovuta alla forza di Lorentz induce una corrente ai capi del condensatore, che si può scrivere come:

$$I(t) = \frac{dQ(t)}{dt} = C(t) \cdot \frac{dV(t)}{dt} + V(t) \cdot \frac{dC(t)}{dt} \quad (2.2)$$

Il morsetto positivo dell'operazionale è polarizzato ad una tensione fissa V_{BIAS} , che per mezzo della reazione viene riportata al morsetto negativo: agli statori risulta

quindi applicata una tensione costante nel tempo, per cui $\frac{dV(t)}{dt} = 0$. La variazione di capacità a seguito della corrente sinusoidale iniettata nelle spire sarà sinusoidale e centrata attorno al valore di riposo C_0 .

$$C(t) = C_0 + \Delta C_0 \cdot \sin(\omega t) \quad (2.3)$$

In questo modo l'espressione della corrente si semplifica:

$$I(t) = V_{\text{BIAS}} \cdot \frac{dC(t)}{dt} = V_{\text{BIAS}} \cdot \Delta C_0 \cdot \omega \cdot \sin(\omega t) \quad (2.4)$$

La tensione in uscita è facilmente ricavabile moltiplicando la corrente per il trasferimento dello stadio dopo l'intervento del polo:

$$V_{\text{out}} = V_{\text{BIAS}} \cdot \Delta C_0 \cdot \omega \cdot \sin(\omega t) \cdot \frac{1}{j\omega C_F} \quad (2.5)$$

Risulta immediato ora scrivere l'espressione della variazione di tensione in uscita a fronte di una variazione di campo magnetico:

$$\frac{\Delta V_{\text{out}}}{\Delta B} = \frac{1}{C_F} \cdot V_{\text{BIAS}} \cdot \frac{\Delta C}{\Delta B} = \frac{1}{C_F} \cdot V_{\text{BIAS}} \cdot S \quad (2.6)$$

dove S è la sensibilità del magnetometro definita dalla 1.29. Si può notare come la tensione in uscita non dipenda dalla frequenza.

Dall'analisi di rumore effettuata risulta dominante il rumore dovuto alla resistenza di feedback rispetto a quello dovuto agli amplificatori operazionali che risulta invece del tutto trascurabile. Moltiplicando la densità spettrale di rumore in corrente per il trasferimento al quadrato tra corrente in ingresso e tensione in uscita del charge amplifier e sostituendo i valori dei parametri, si ottiene la densità spettrale di rumore in uscita:

$$\sqrt{S_{V,\text{OUT}}} = \sqrt{\frac{4k_B T}{R_F} \cdot \left(\frac{R_f}{\sqrt{1 + \omega R_F C_F}} \right)^2} = \sqrt{\frac{4k_B T R_F}{1 + \left(\frac{f}{f_p}\right)^2}} = 83 \frac{nV}{\sqrt{Hz}} \quad (2.7)$$

Si può verificare come questo contributo di rumore sia inferiore rispetto a quello termomeccanico del MEMS, calcolato nel caso di operazione off-resonance con un

mismatch di 200Hz, e riportato in tensione all'uscita del charge amplifier:

$$\sqrt{S_{\text{MEMS}}} = \sqrt{4k_b T b \cdot \left(\frac{Q_{\text{eff}}}{k} \cdot \frac{C_0}{x_0} \cdot \frac{V_{\text{BIAS}}}{C_F} \right)^2} = 334 \frac{nV}{\sqrt{Hz}} \quad (2.8)$$

Il coefficiente di damping b è stato calcolato come [4]:

$$b = b_{\text{area}} \cdot 2AN \quad (2.9)$$

dove N è il numero di affacciamenti del rotore verso gli elettrodi fissi e b_{area} il coefficiente di damping per unità di area pari a $7 \frac{n \cdot s}{m^3}$ per la pressione dei package in uso.

2.2.2 Instrumentational Amplifier

Le uscite dei due charge amplifier associati ai due statori, dopo un filtraggio passa-alto di disaccoppiamento tramite un semplice CR, sono collegate ai morsetti di un INA (INA129 *Texas Instruments*) che ne amplifica la differenza.

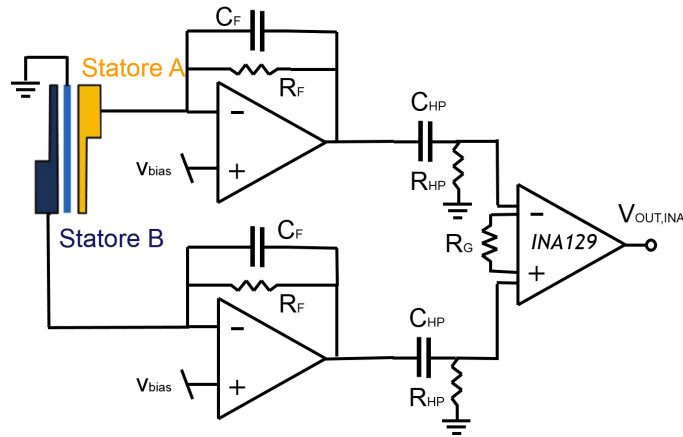


Figura 2.3 Circuito di readout completo di filtro passa-alto di disaccoppiamento e INA.

In questo modo si ottiene in uscita un segnale sinusoidale centrato a 0V pari a:

$$V_{\text{OUT,INA}} = (V_{\text{OUT,A}} - V_{\text{OUT,B}}) \cdot G_{\text{INA}} \quad (2.10)$$

Il guadagno dell'INA presente in 2.10 dipende dalla resistenza R_G (realizzata con un trimmer) collegata agli appositi morsetti secondo la relazione riportata nel datasheet [23]:

$$G_{\text{INA}} = 1 + \frac{49k\Omega}{R_G} \quad (2.11)$$

2.2.3 Selezione dell'uscita

La tensione in uscita dall'INA è sempre disponibile per ognuno dei tre canali di readout, ma il lock-in amplifier SR830 può demodularne solo una per volta. Per questo motivo è stato inserito un multiplexer che permette di selezionare esclusivamente l'asse da leggere in un determinato istante. Essendo un circuito dallo scopo puramente dimostrativo, il mux è stato scelto senza particolari richieste in termini di velocità di commutazione. In un'implementazione finale l'ODR dovrà essere di circa 100 Hz per canale e quindi il mux dovrà commutare a 300 kHz in caso si adotti un singolo stadio di demodulazione: tale frequenza è relativamente bassa e non si presume sarà un fattore limitante. Il mux è quindi stato scelto in base alla sua *off isolation*, ovvero l'abilità del selettore nel bloccare segnali AC presenti sugli ingressi in stato di off, definita come:

$$\text{Off Isolation}(dB) = 20 \cdot \log\left(\frac{V_{\text{in,off}}}{V_{\text{out}}}\right) \quad (2.12)$$

La scelta è caduta sull'ADG5404 [24], nel quale tale parametro è pari a 78dB. Il circuito di readout completo è mostrato in figura 2.4.

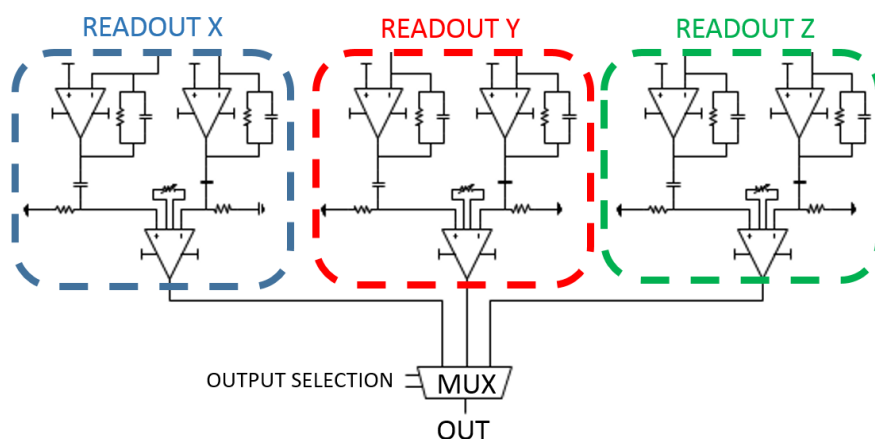


Figura 2.4 Schematico rappresentante i tre canali di lettura e la modalità di selezione dell'uscita.

2.3 Circuito di driving

Il circuito di driving permette di fornire una corrente sinusoidale al magnetometro triassiale, partendo da una tensione sinusoidale alla frequenza desiderata generata dal *Lock-in Amplifier* (SR830 di *Stanford Research Systems*), oppure una corrente ad onda quadra generata a partire dalla forma d'onda di un oscillatore (descritto nel paragrafo seguente) basato sul risonatore interno al modulo MEMS.

2.3.1 Circuito oscillatore

Al fine di pilotare il magnetometro con la corrente generata dal risonatore interno, è necessaria l'implementazione di un circuito che ne sostenga l'oscillazione. La figura 2.5 riporta uno schema a blocchi di principio di un oscillatore che comprende:

- un amplificatore con guadagno di tensione A . Un piccolo segnale al suo ingresso alla frequenza del risonatore ω_{res} , ad esempio dovuto alla relativa componente spettrale del rumore bianco, innescherà l'oscillazione;
- a chiudere il loop, una rete passabanda che consente la trasmissione lungo l'anello solo delle frequenze prossime a quella di oscillazione desiderata.

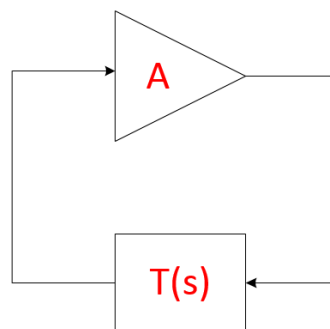


Figura 2.5 Schema a blocchi di un oscillatore.

Perchè il circuito possa dare origine ad un'oscillazione stazionaria il guadagno d'anello, che al momento dell'innesco deve avere modulo maggiore dell'unità, deve rispettare il *criterio di oscillazione di Barkausen*, vale a dire:

$$|G_{\text{loop}}(\omega_{\text{res}})| = 1 \quad (2.13)$$

$$\phi(G_{\text{loop}}(\omega_{\text{res}})) = 0^\circ \tag{2.14}$$

La condizione analitica appena scritta si presta ad un'interpretazione del tutto intuitiva: perchè il circuito possa sostenere l'oscillazione, deve esistere una frequenza alla quale il segnale possa fare il giro dell'anello di reazione ritornando al punto in cui è stato iniettato in fase e con ampiezza inalterata.

Come descritto in numerosi lavori di letteratura [25] [26] [27], è noto che ad un risonatore MEMS (in maniera simile ad un risonatore al quarzo), può essere associato un modello elettrico equivalente costituito da una rete $R_{\text{eq}} - L_{\text{eq}} - C_{\text{eq}}$, ovvero un *oscillatore armonico smorzato*. I valori dei parametri usati per il progetto del circuito sono quelli teorici calcolati per i risonatori progettati, e sono i seguenti: $R_{\text{eq}} = 20M\Omega$, $L_{\text{eq}} = 300kH$ e $C_{\text{eq}} = 0.2fF$.

Il circuito dovrà quindi avere guadagno tale da compensare le perdite introdotte dalla R_{eq} , banda sufficientemente larga per minimizzare lo sfasamento introdotto dall'anello e impedenza d'ingresso tale da non alterare il modello $R_{\text{eq}} - L_{\text{eq}} - C_{\text{eq}}$.

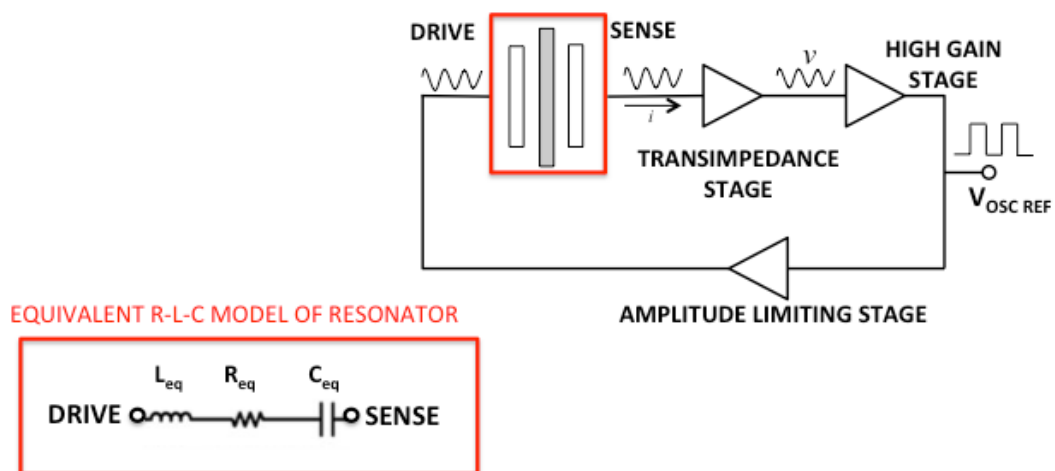


Figura 2.6 Schema di principio degli stadi del circuito oscillatore, con rappresentazione del modello elettrico del risonatore MEMS.

Seguendo queste specifiche, si può pensare di procedere secondo lo schema di figura 2.6 [28], vale a dire:

- riportare in tensione la corrente proveniente dall'elettrodo di sense del risonatore, tramite un amplificatore a transimpedenza;

- far saturare il segnale alle alimentazioni (scelte di un valore opportuno, $\pm 5V$) tramite un *high gain stage*, per ottenere in uscita un segnale ad onda quadra;
- riportare una tensione ridotta all'elettrodo di drive del risonatore tramite un *amplitude limiting stage*, per evitare spostamenti eccessivi della massa mobile (e conseguenti non linearità o danni meccanici al dispositivo). Si può procedere partendo dalla relazione tra tensione a risonanza applicata al drive e spostamento della massa mobile ottenuto:

$$x = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{Q}{k_r} \eta \cdot v_d(s) \quad (2.15)$$

dove k_r è la costante elastica del risonatore e η è un coefficiente legato alla geometria e alla polarizzazione della struttura. Si ricava, sostituendo i parametri del risonatore presente nel modulo triassiale, che per ottenere uno spostamento di pochi μm bisogna attenuare l'onda quadra tra $\pm 5V$ di un fattore 10. Potrebbe apparire svantaggioso guadagnare fino a saturazione per poi ridurre l'ampiezza. Questo approccio ha tuttavia il vantaggio di consentire di ottenere $|G_{loop}(\omega_0)| > 1$ all'accensione del circuito, e quindi di fare nascere l'oscillazione a partire dal rumore, evitando in questo modo un circuito di start up. Ciò non sarebbe possibile se invece dell'high gain stage si usasse un comparatore, a causa dell'inevitabile offset dello stesso.

EQUIVALENT R-L-C MODEL OF RESONATOR

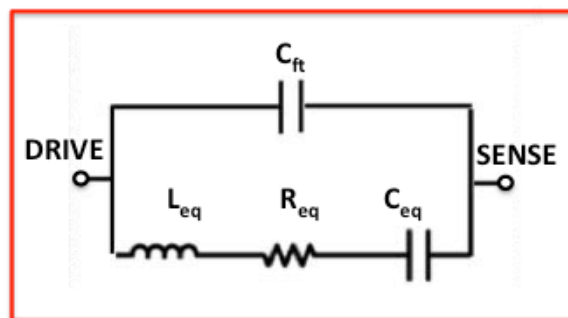


Figura 2.7 Equivalente elettrico del MEMS modificato con l'aggiunta della capacità di feedthrough.

Si potrebbe implementare il circuito senza altri accorgimenti, se il modello $R_{eq} - L_{eq} - C_{eq}$ fosse quello considerato finora, cioè con un G_{loop} con un unico picco

risonante in corrispondenza del quale il *criterio di oscillazione di Barkhausen* è rispettato. In realtà, il risonatore MEMS presenta capacità parassite di varia origine (capacità fisica tra piatti di sense e drive, capacità parassite dei fili di bonding, capacità delle piste sulla scheda elettronica), che vanno a modificare il circuito elettrico equivalente (come illustrato in figura 2.7) e dunque il guadagno d'anello. In particolare, la capacità che accoppia direttamente i terminali di drive e di lettura della corrente del risonatore prende il nome di capacità di feedthrough.

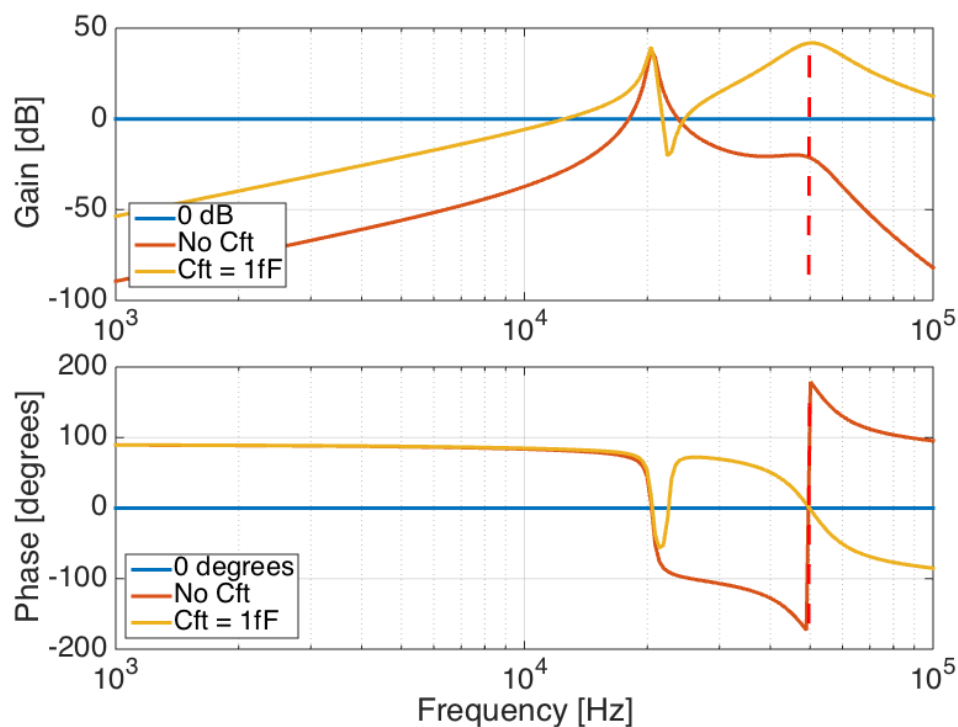


Figura 2.8 Andamento di modulo e fase del guadagno d'anello in presenza o meno della capacità di feedthrough.

La presenza di questa capacità di feedthrough modifica l'andamento del G_{loop} in frequenza, come mostrato in figura 2.8, nella quale si assume $C_{ft} = 1pF$. In questa nuova situazione, c'è un'altra frequenza per la quale il criterio di oscillazione è soddisfatto: il circuito risulta pertanto inutilizzabile. Per ovviare a tale inconveniente, bisogna inserire nel circuito oscillatore un filtraggio passabasso per attenuare il secondo picco lasciando inalterata la funzione di trasferimento alle frequenze di interesse. Il circuito progettato per soddisfare a tutte le specifiche elencate finora è quello rappresentato in figura 2.9.

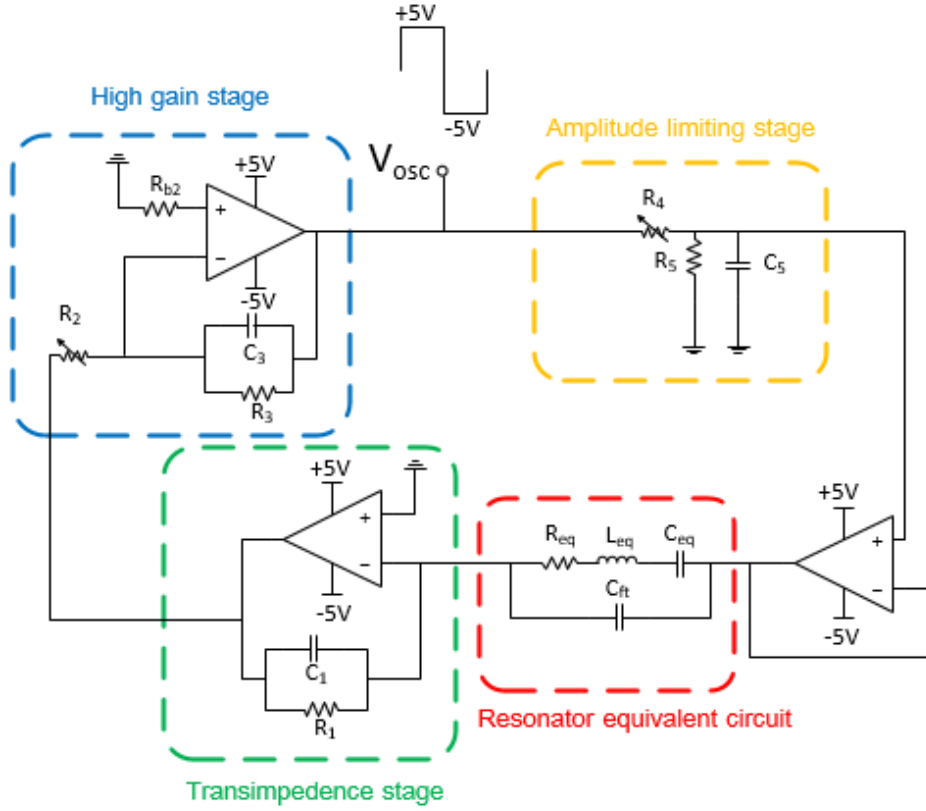


Figura 2.9 Schematico del circuito oscillatore completo.

Per migliorare l'efficacia del filtraggio, ne è stato aggiunto uno per ogni stadio, ottenendo così tre poli a 160kHz, circa una decade dopo la frequenza di risonanza, evitando in questo modo di compromettere fase e modulo del G_{loop} a risonanza. A questo punto, come mostrato in figura 2.10, la condizione per l'innesco dell'oscillazione risulta soddisfatta solo per la frequenza desiderata.

E' ora possibile dimensionare tutti i parametri dei tre stadi che compongono il circuito oscillatore. Il trasferimento tra sense e drive del risonatore risulta essere:

$$A(s) = R_1 \cdot \frac{R_3}{R_2} \cdot \frac{R_5}{R_4 + R_5} \cdot \frac{1}{(1 + s\tau_p)^3} = \frac{R_{gain}}{(1 + s\tau_p)^3} \quad (2.16)$$

dove τ_p è la costante di tempo del polo a 160kHz, pari a $1\mu s$. Sostituendo i valori delle resistenze scelti per ottenere un trasferimento adeguato si ottiene un guadagno in continua pari a:

$$A(0) = R_{gain} = 2M\Omega \cdot \frac{500k\Omega}{10k\Omega} \cdot \frac{1k\Omega}{10k\Omega + 1k\Omega} \approx 100M\Omega \quad (2.17)$$

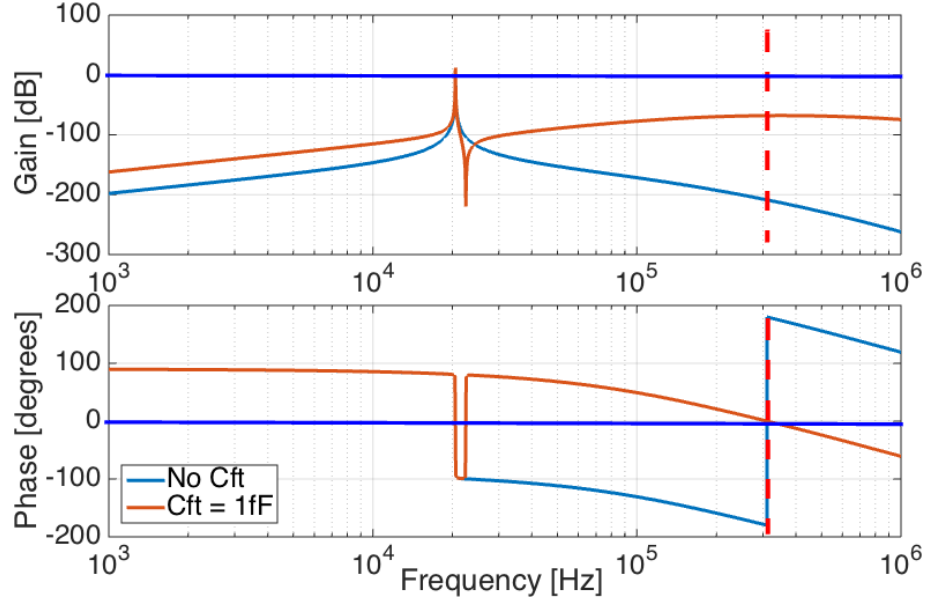


Figura 2.10 Andamento del guadagno d'anello dopo l'introduzione del filtraggio passabasso.

A partire da questi valori delle resistenze, si derivano quelli delle capacità:

$$\tau_1 = 1\mu s = R_1 C_1 \Rightarrow C_1 = 0.5pF \quad (2.18)$$

$$\tau_2 = 1\mu s = R_3 C_3 \Rightarrow C_3 = 2pF \quad (2.19)$$

$$\tau_3 = 1\mu s = (R_5 // R_4) C_5 \Rightarrow C_5 = 1nF \quad (2.20)$$

2.3.2 Generatore di corrente

La forma d'onda in uscita dal circuito oscillatore è riportata tramite un buffer di tensione all'ingresso del circuito di pilotaggio della corrente, mostrato in figura 2.11 (lo stesso vale nel caso di pilotaggio tramite senoide generata dal lock-in).

Questa configurazione utilizza un amplificatore differenziale AD8276 [29] per generare una corrente da iniettare nei loop dei magnetometri Lorentz, che presentano un carico resistivo misurato tra i pad IN e OUT di circa $1.6k\Omega$. V_{in} viene applicata al morsetto non invertente dell'amplificatore differenziale e cade in uscita tutta sulla resistenza R_{ref} , iniettando nel MEMS la corrente I_0 pari a:

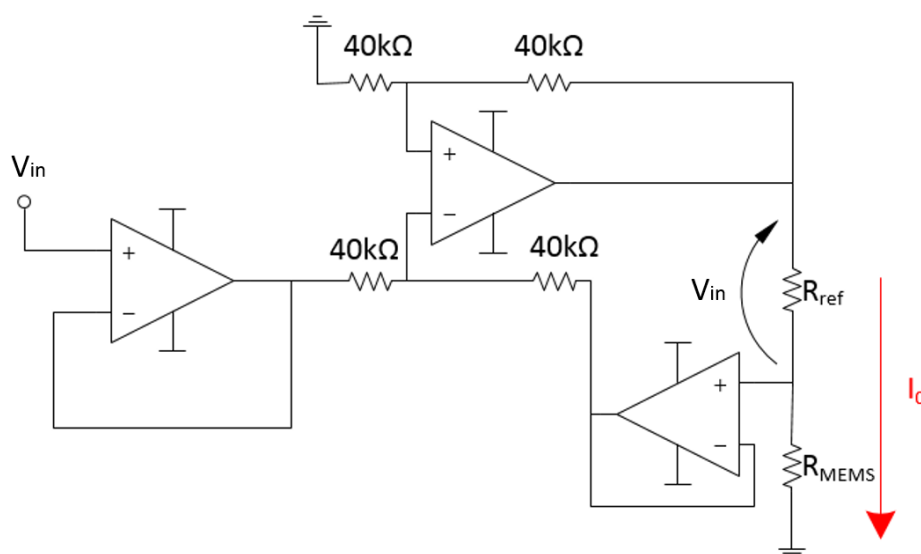


Figura 2.11 Circuito generatore della corrente di pilotaggio.

$$I_0 = \frac{V_{in}}{R_{ref}} \quad (2.21)$$

2.3.3 Tecnica dell'on-off current switching

Come già menzionato, il funzionamento dei magnetometri Lorentz fuori risonanza presenta una sensibile diminuzione del trasferimento forza-spostamento rispetto al valore a risonanza, rimanendo comunque maggiore di quello in continua.

Per aumentare il segnale in uscita dal magnetometro, e quindi la sensibilità, oltre all'introduzione della geometria multiloop descritta nel paragrafo 1.4, si può pensare di incrementare il valore della corrente di driving. Per fare questo senza aumentare il consumo medio di potenza, è necessario pilotare il dispositivo con una corrente non continuamente "on", ma solo per un certo tempo t_{ON} .

Il tempo di on sarà scelto, idealmente, in modo da non alterare la dissipazione di potenza rispetto al driving continuo: riducendo il duty-cycle ($DC = \frac{t_{ON}}{T_{cycle}}$) e trascurando in prima approssimazione la corrente necessaria al circuito di implementazione dell'on-off, si può aumentare la corrente di un fattore $\frac{T_{cycle}}{t_{ON}}$. L'approccio scelto per realizzare quanto detto è la moltiplicazione della corrente di driving per un'onda quadra. Tale onda, al momento, è fornita da un generatore esterno con frequenza e duty-cycle opportuni, ma potrebbe essere fornita da un apposito circuito.

Come descritto in [30], la tecnica dell'on-off current switching non è utilizzabile a risonanza, in quanto la risposta al gradino di un sistema sottosmorzato del secondo ordine ha un assestamento con costante di tempo pari a:

$$\tau_{\text{MEMS}} = \frac{2Q}{\omega_0} \quad (2.22)$$

Con un fattore di qualità dell'ordine di 1000 e una frequenza di risonanza dell'ordine di 20kHz, il tempo di assestamento assunto pari a $5\tau_{\text{MEMS}}$ sarà di 80ms. Scegliendo un duty-cycle del 10%, il periodo di un ciclo T_{cycle} sarebbe pari a 800ms (e quindi $f_{\text{cycle}} = ODR = 1.25Hz$). In questo modo la massima frequenza di un segnale in ingresso per rispettare il teorema del campionamento sarebbe di:

$$f_{\text{sig}} = \frac{f_{\text{cycle}}}{2} = 0.625Hz \quad (2.23)$$

Il funzionamento a risonanza risulta quindi non conveniente e all'aumentare del fattore di qualità Q si avrebbero tempi di risposta sempre più lunghi.

Operando off-resonance questi problemi vengono risolti, a patto di filtrare l'onda quadra proveniente dal *pulse generator*, le cui componenti armoniche vicine a f_0 ecciterebbero la risonanza del sistema. Filtrando opportunamente il segnale in ingresso si nota come la risposta sia molto più veloce (e con battimenti tra frequenza di driving e risonanza meno evidenti, come mostrato in figura 2.12).

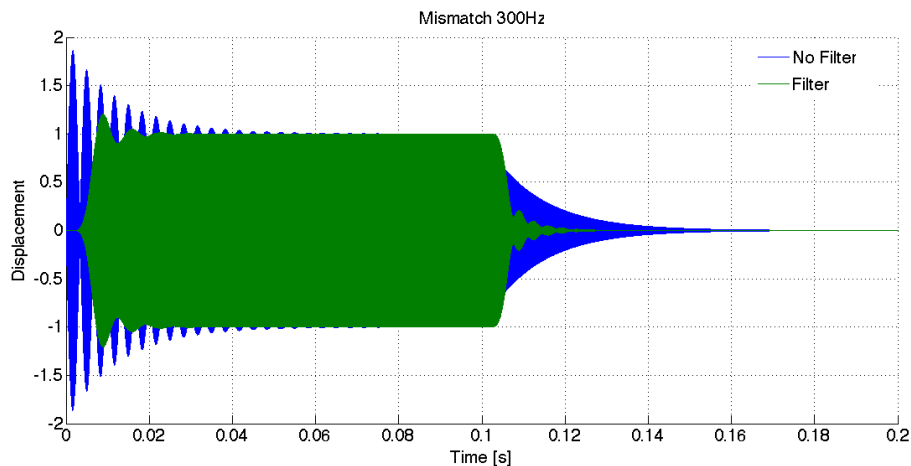


Figura 2.12 Differenza tra i tempi di risposta del sistema filtrando (in verde) o meno (in blu) l'onda quadra.

Il filtro in questione è chiaramente un filtro passabasso, con frequenza di taglio f_t minore del mismatch Δf tra risonanza e frequenza di driving, per attenuare adeguatamente la componente a f_0 . Si è notato però che con frequenze di taglio troppo basse, il tempo di assestamento del sistema risulta significativo: il giusto compromesso è risultato essere una f_t pari a 100Hz [31]. Per assicurare una buona selettività e l'assenza di ripple in banda passante è stato scelto un filtro Butterworth dell'ottavo ordine. Il filtro, rappresentato in figura 2.13, è stato realizzato tramite quattro celle di Sallen-Key in cascata.

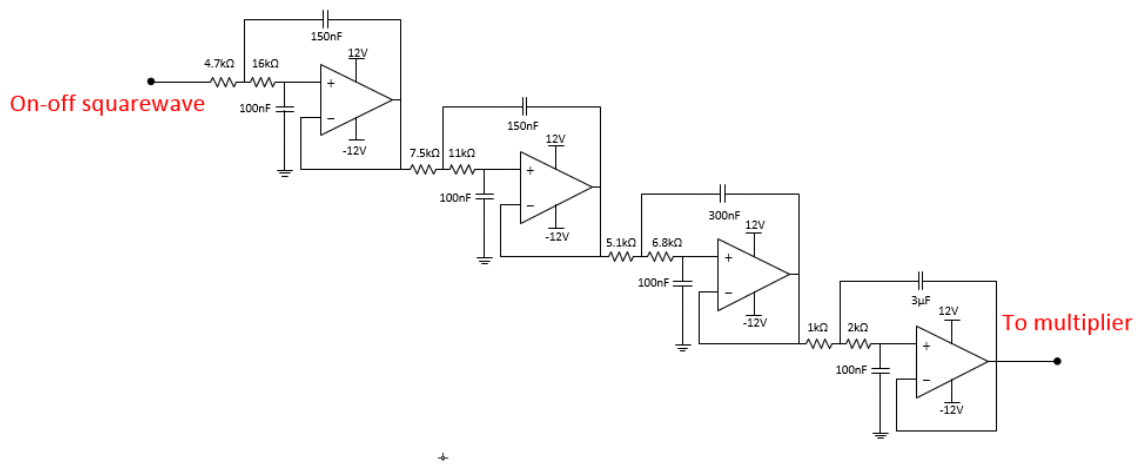


Figura 2.13 Schematico del filtro Butterworth dell'ottavo ordine usato per filtrare l'onda quadra.

2.3.4 Selezione della modalità di driving

Come già detto, sono permesse più tipologie di driving e le selezioni da fare sono essenzialmente due: la prima tra sinusoidi generate dal lock-in e onda quadra del risonatore interno, la seconda tra pilotaggio in continuous mode o in on-off current switching. I segnali ottenuti dalle varie combinazioni possibili sono rappresentati in figura 2.14.

Per effettuare la prima scelta è stato inserito uno switch SPDT (single pole double throw) in grado di collegare l'uscita del lock-in amplifier o quella del circuito oscillatore ad uno dei due ingressi del moltiplicatore. In maniera analoga, all'ingresso del filtro Butterworth descritto in 2.3.3 viene connessa una tensione costante (chiamata *on value*) oppure un'onda quadra con il duty cycle desiderato. Chiaramente, nel caso del pilotaggio in continuous mode, l'on value non subirà alcun filtraggio e si presenterà

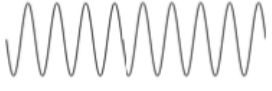



Forme d'onda di driving	
Corrente continua da lock-in amplifier	Corrente on-off da lock-in amplifier
	
Corrente continua da oscillatore	Corrente on-off da oscillatore
	

Figura 2.14 In figura sono illustrate le quattro tipologie di driving permesse.

inalterato al secondo ingresso del moltiplicatore. Lo schema circuitale ottenuto in questo modo è rappresentato in figura 2.15.

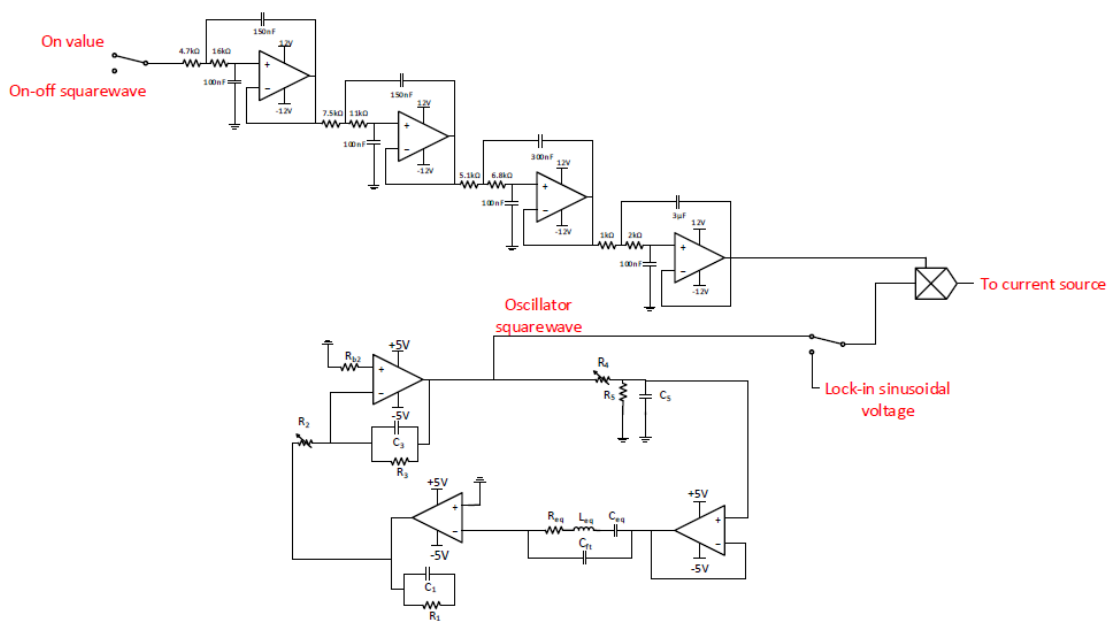


Figura 2.15 Selezione della modalità di driving tramite switch.

Come per il multiplexer, anche gli SPDT, non avendo particolari vincoli sulla velocità di commutazione, sono stati selezionati in base alla *off isolation*: si è scelto di usare gli switch ADG419 [32], nei quali tale parametro è pari a 80dB. Per quanto riguarda il moltiplicatore, la scelta è ricaduta sul MPY634 [33], con funzione di trasferimento:

$$V_{\text{out,mult}} = \frac{V_1 \cdot V_2}{10} \quad (2.24)$$

dove V_1 e V_2 sono le tensioni ai due morsetti d'ingresso.

La tensione in uscita dal moltiplicatore è riportata tramite un buffer all'ingresso del circuito di pilotaggio della corrente descritto nel paragrafo 2.3.2. Si può notare come l'ampiezza della tensione in uscita dal moltiplicatore, e quindi quella della corrente da iniettare nel MEMS, possa essere controllata agendo sull'on value in continuous mode, tramite l'ampiezza dell'onda quadra in on off e, nel caso di driving tramite lock-in, anche tramite l'ampiezza della tensione sinusoidale generata dallo strumento.

Per quanto riguarda il rumore del circuito di driving, il contributo dominante risulta essere quello del moltiplicatore: infatti la densità spettrale di rumore degli stadi precedenti viene attenuata dal fattore 10^2 dovuto allo scale-factor del moltiplicatore stesso e quella del generatore di corrente a valle risulta trascurabile.

La densità spettrale di rumore riportata dal datasheet del MPY634 è di:

$$S_{v,\text{mult}} = \left(0.8 \frac{\mu V}{\sqrt{Hz}}\right)^2 \quad (2.25)$$

La tensione in uscita dal moltiplicatore è quella che cade sulla R_{ref} del generatore di corrente e che determina di conseguenza la corrente iniettata nel MEMS. Da quest'ultima si può calcolare il rumore in forza, ricordando il fattore moltiplicativo dovuto al numero equivalente di loop del dispositivo N_{eq} :

$$S_{F,\text{mult}} = N_{\text{eq}}^2 \cdot \frac{S_{v,\text{mult}}}{R_{\text{ref}}^2} \cdot B^2 \cdot L^2 = \left(2.8 \frac{fN}{\sqrt{Hz}}\right)^2 \quad (2.26)$$

Calcolando anche il rumore termomeccanico del MEMS, si può verificare come ancora una volta il rumore del dispositivo sia maggiore di quello dell'elettronica:

$$S_{F,\text{MEMS}} = 4k_B T b = \left(182 \frac{fN}{\sqrt{Hz}}\right)^2 \quad (2.27)$$

Per offrire una visione d'insieme dei blocchi circuitali finora descritti e implementati sulla PCB, sono riportati nell'ordine una fotografia della scheda ultimata (figura 2.16) e lo schematico completo dell'elettronica di pilotaggio e lettura (figura 2.17).

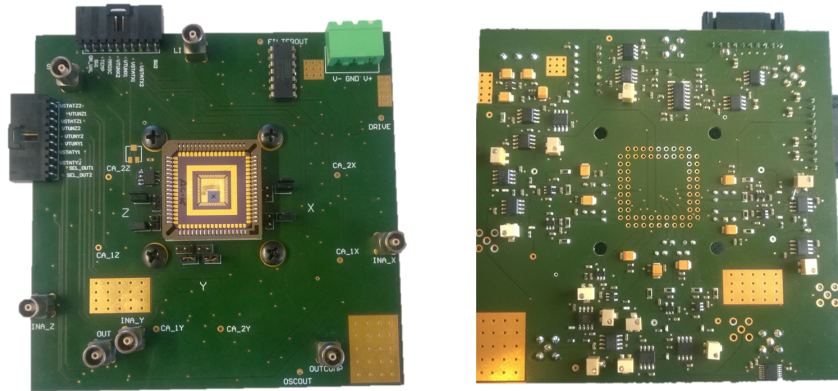


Figura 2.16 Fotografia della scheda completa per il pilotaggio e la lettura di magnetometri Lorentz triassiali.

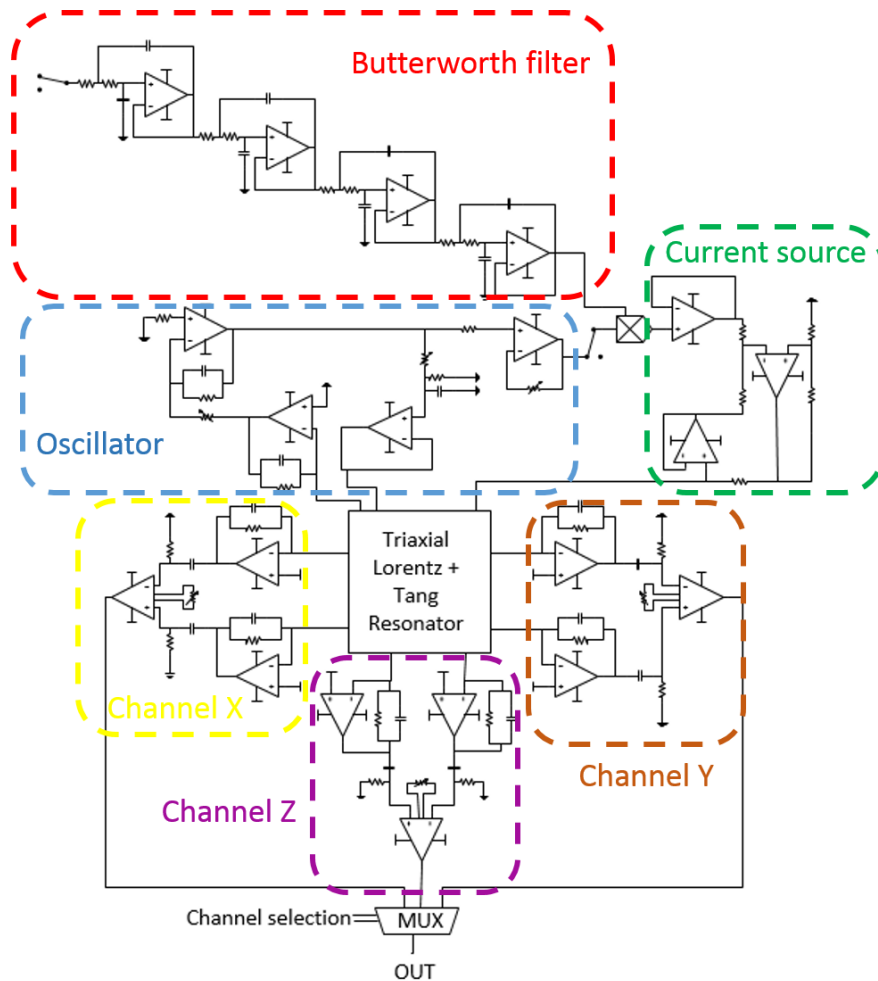


Figura 2.17 Schematico completo del circuito di pilotaggio e lettura dei magnetometri Lorentz triassiali.

Capitolo 3

Non idealità dei magnetometri

Lorentz: offset

3.1 Modellizzazione dell'offset

In caso di campo magnetico esterno nullo, dalla 1.1 la forza di Lorentz agente sulle molle percorse da corrente risulta nulla e, secondo il principio di funzionamento descritto nel capitolo 1, la variazione di capacità dovrebbe essere nulla, essendo il frame centrale fermo. In realtà, all'uscita dell'INA di ogni canale, si presenta una sinusoide di ampiezza dell'ordine delle centinaia di mV, anche inserendo il dispositivo all'interno di una *zero Gauss chamber* (una speciale camera realizzata con pareti di mu-metal, un materiale in grado di concentrare le linee di campo rendendo il campo magnetico nella camera trascurabile rispetto ai valori in gioco in questo lavoro di tesi). Estrahendo il dispositivo dalla zero Gauss chamber e applicando un campo magnetico esterno, si osserva una variazione dell'ampiezza della sinusoide proporzionale al campo applicato: ne risulta che la retta della sensitività non interseca l'origine degli assi, ma presenta appunto un *offset*, come mostrato in figura 3.1. La tensione di offset in uscita dall'INA è dovuta ad un segnale di corrente circolante nella rete di feedback dei charge amplifiers descritti in 2.2.1, dato da:

$$i_{ca} = \frac{d}{dt}[C \cdot V] = V \cdot \frac{dC}{dt} + C \cdot \frac{dV}{dt} \quad (3.1)$$

Dove C è la capacità formata da rotore e statore e V è la tensione che cade tra questi due elettrodi. È importante notare che nei due charge amplifier possono scorrere due correnti diverse in modo da non compensarsi in uscita dall'INA.

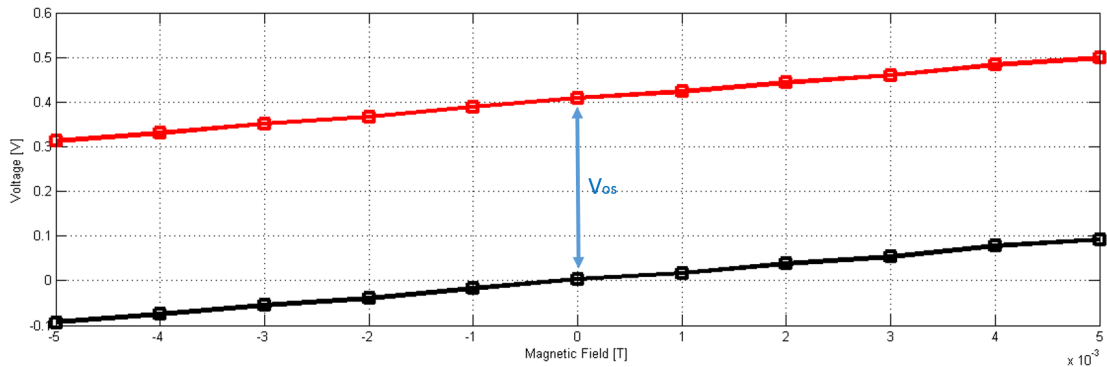


Figura 3.1 Effetto dell'offset sulla retta di sensitività del magnetometro.

Nei paragrafi successivi si presenteranno le principali cause di tali segnali di corrente: offset elettrico, offset meccanico e offset dovuto al feedthrough capacitivo.

3.1.1 Offset elettrico

Si può considerare inizialmente il magnetometro descritto in 1.1.1, struttura più semplice da analizzare rispetto al caso a multiple spire (che verrà trattato in seguito).

Nel caso ideale, i quattro tratti di molla percorsi dalla corrente di pilotaggio risultano identici: la rete che descrive fisicamente la resistenza delle molle sarà quindi quella rappresentata in figura 3.2, con quattro resistenze idealmente dello stesso valore.

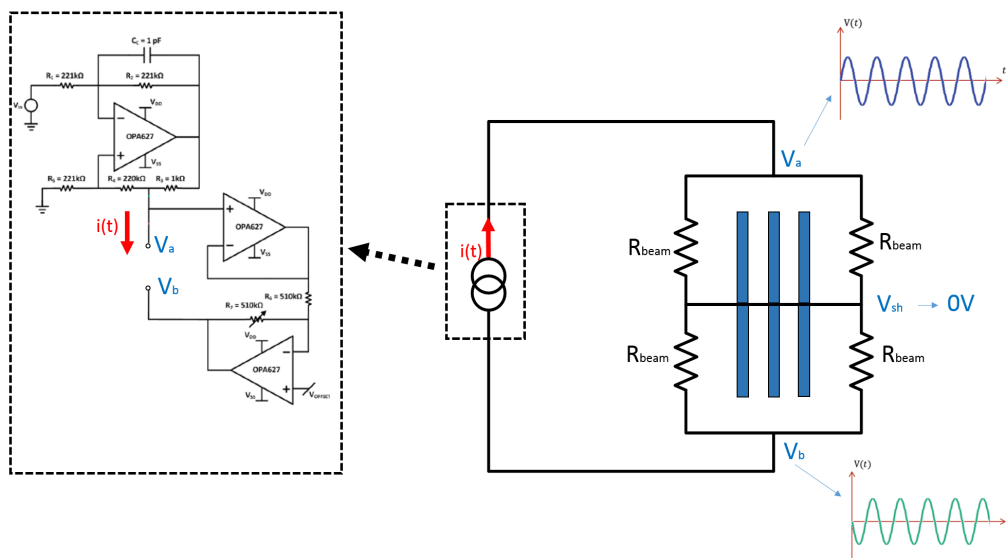


Figura 3.2 Modello resistivo del magnetometro nel caso ideale, con schematico dell'Howland current generator.

In figura 3.2 viene anche mostrata la classica modalità di driving usata per questo dispositivo: la corrente è iniettata nel magnetometro tramite un circuito che mantiene $V_a = -V_b$ (*Howland current generator*), in modo da fissare il frame centrale a massa. Sebbene questa non sia la modalità utilizzata nel circuito descritto in 2.3.2, risulta più semplice considerare inizialmente questa situazione. Si avrà quindi:

$$V_{sh} \approx 0V \quad (3.2)$$

Nel caso reale, per inevitabili fluttuazioni di processo, le quattro resistenze non risultano esattamente identiche: trascurando la resistenza dello shuttle centrale, il modello elettrico diventa quello di figura 3.3.

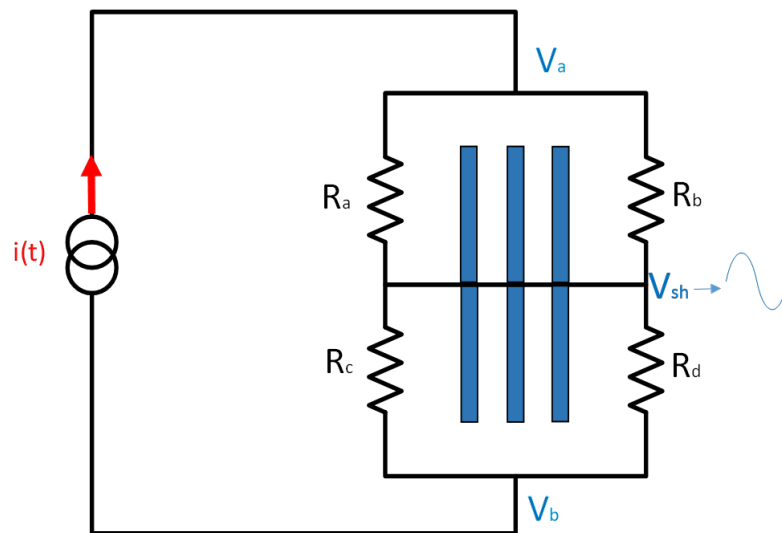


Figura 3.3 Modello resistivo del magnetometro nel caso reale, con quattro valori di resistenza delle molle.

Il circuito di driving mantiene ancora $V_a = -V_b$, ma il punto tenuto fisso a 0V non è più corrispondente al frame centrale. Esiste quindi una tensione sullo shuttle variabile nel tempo che si può scrivere come:

$$V_{sh} = V_a - [i_{drive}(t)(R_a // R_b)] = -V_a + [i_{drive}(t)(R_c // R_d)] \quad (3.3)$$

Analizzando i due contributi alla corrente della 3.1, si può osservare che, considerando idealmente $C_{0,1} = C_{0,2}$:

- $C \cdot \frac{dV}{dt}$ è non nulla, ma è esattamente identica per i due statori.

- $V \cdot \frac{dC}{dt}$ risulta nulla: per ogni valore di $V_{sh}(t)$ le forze elettrostatiche risulteranno sempre esattamente bilanciate e quindi il rotore resterà fermo.

La correnti che scorrono nel feedback dei due charge amplifiers risultano quindi identiche, così come le tensioni che si presentano agli ingressi dell'INA: in uscita non si osserva pertanto nessun contributo di offset.

3.1.2 Offset meccanico

Tornando al caso ideale di resistenze delle molle identiche, si può analizzare un'altra causa di offset in questo tipo di sensori.

Nel modello del magnetometro Lorentz ideale, all'interno di una cella differenziale si è supposto il rotore esattamente equidistante dai due statori, come mostrato in figura 3.4.

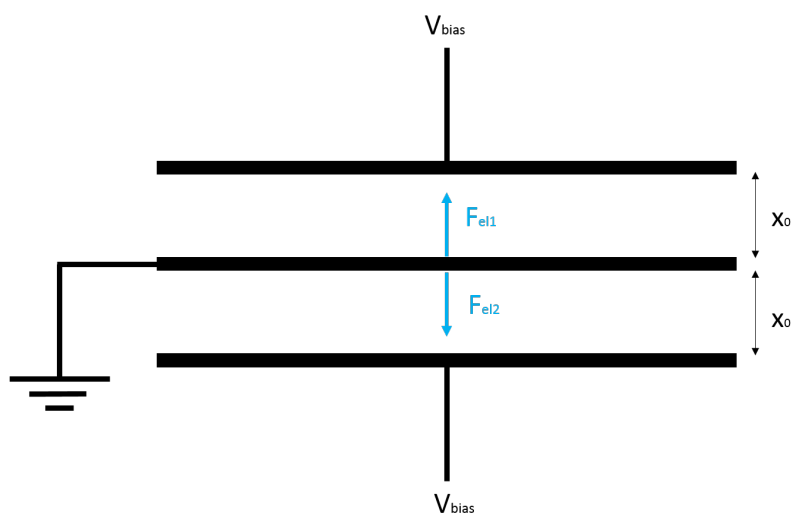


Figura 3.4 Schematizzazione della cella differenziale ideale, con rotore esattamente equidistante dai due elettrodi fissi.

In questa situazione, le forze elettrostatiche agenti sul rotore a riposo sono identiche in modulo e date da:

$$F_{el1} = F_{el2} = \frac{\epsilon_0 A V_{bias}^2}{2x_0^2} \quad (3.4)$$

Tuttavia nel caso di un dispositivo reale, a causa delle tolleranze di processo, la posizione a riposo del rotore risulta differente rispetto a quella perfettamente centrata tra i due statori: ci sarà quindi un mismatch x_{os} rispetto al caso ideale.

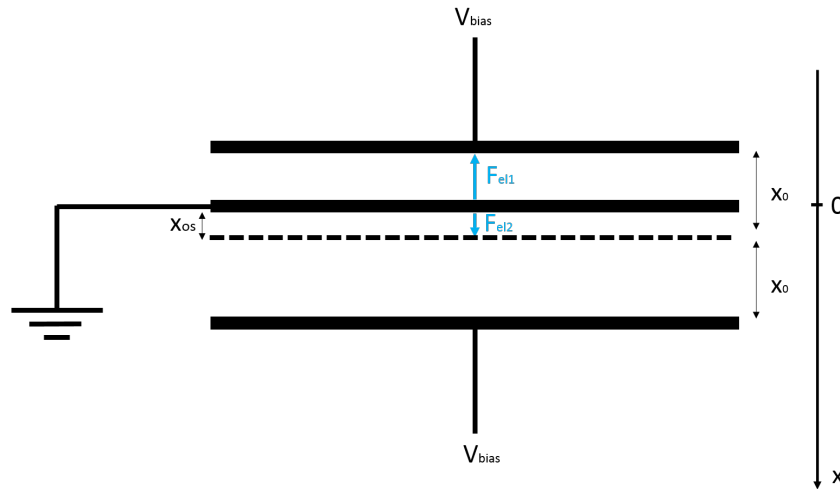


Figura 3.5 Schematizzazione della cella differenziale con rotore spostato di x_{os} rispetto alla posizione desiderata.

Per questa nuova situazione, descritta in figura 3.5, si possono scrivere le espressioni delle forze elettrostatiche, che risultano sbilanciate in DC:

$$F_{el1} = \frac{\epsilon_0 A V_{bias}^2}{2(x_0 - x_{os})^2} \quad (3.5a)$$

$$F_{el2} = \frac{\epsilon_0 A V_{bias}^2}{2(x_0 + x_{os})^2} \quad (3.5b)$$

Considerando i due contributi alla corrente della 3.1:

- $C \cdot \frac{dV}{dt}$ risulta nulla: lo shuttle è fisso a 0V e gli statori sono polarizzati alla tensione fissa V_{bias} .
- $V \cdot \frac{dC}{dt}$ non è nulla, almeno inizialmente: al rotore viene imposto un "gradino di spostamento" e questo, oscillando, si riporta alla posizione di equilibrio annullando anche questa componente.

Come risultato, il dispositivo presenterà un offset non nullo solo inizialmente che si annullerà oscillando: in figura 3.6 è riportata una simulazione effettuata con un modello Simulink del magnetometro (descritto in seguito), considerando $x_{os} = 10nm$.

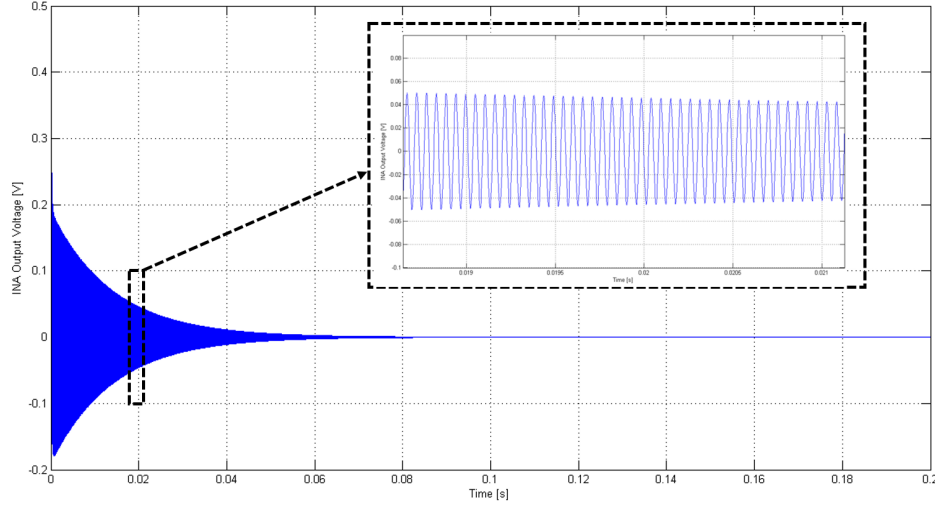


Figura 3.6 Tensione all'uscita dell'INA considerando $x_{os} = 10\text{nm}$ e $V_{sh} = 0\text{V}$.

3.1.3 Effetto combinato delle due cause di offset

In un dispositivo reale tipicamente saranno presenti entrambe le non idealità descritte in 3.1.1 e 3.1.2.

Scrivendo le equazioni delle forze elettrostatiche e delle capacità, si può notare come le forze siano ancora sbilanciate in DC, con la comparsa di una componente AC, essendo $V(t) = V_{bias} + V_{sh}$. Lo spostamento diventa quindi variabile nel tempo, introducendo un contributo $x(t)$.

$$C_1(t) = \frac{\epsilon_0 A}{x_0 - x_{os} - x(t)} \quad (3.6a)$$

$$C_2(t) = \frac{\epsilon_0 A}{x_0 + x_{os} + x(t)} \quad (3.6b)$$

$$F_{el1} = \frac{\epsilon_0 A \cdot (V_{bias} - V_{sh}(t))^2}{2(x_0 - x_{os} + x(t))^2} \quad (3.7a)$$

$$F_{el2} = \frac{\epsilon_0 A \cdot (V_{bias} - V_{sh}(t))^2}{2(x_0 + x_{os} - x(t))^2} \quad (3.7b)$$

Per quanto riguarda i contributi alla corrente della 3.1:

- $C \frac{dV}{dt}$ risulta non nulla e diversa per i due statori, essendo diversa la C a causa dell'offset meccanico

- $V \frac{dC}{dt}$ risulta non nulla e di segno opposto per i due statori (lo spostamento dello shuttle variabile nel tempo causa la diminuzione di una capacità e l'aumento dell'altra).

Ne risulta in conclusione un offset non nullo: inizialmente si presenterà ancora l'effetto del "gradino di spostamento" dato dallo sbilanciamento delle forze elettrostatiche in DC che si annullerà oscillando, mentre la componente AC persisterà.

3.1.4 Offset nei magnetometri Lorentz multiloop

Nei magnetometri Lorentz multiloop la struttura delle celle differenziali è la stessa considerata nel paragrafo 3.1.2: le considerazioni fatte a proposito dell'offset meccanico rimarranno le stesse anche per questo tipo di dispositivi.

Per quanto riguarda invece l'offset elettrico la situazione è leggermente diversa. Viene usato infatti un circuito di driving differente (descritto in 2.3.2) il quale non impone la condizione $V_a = -V_b$ come la Howland, ma inietta semplicemente una corrente nel pad IN del MEMS mentre il pad OUT è connesso a massa.

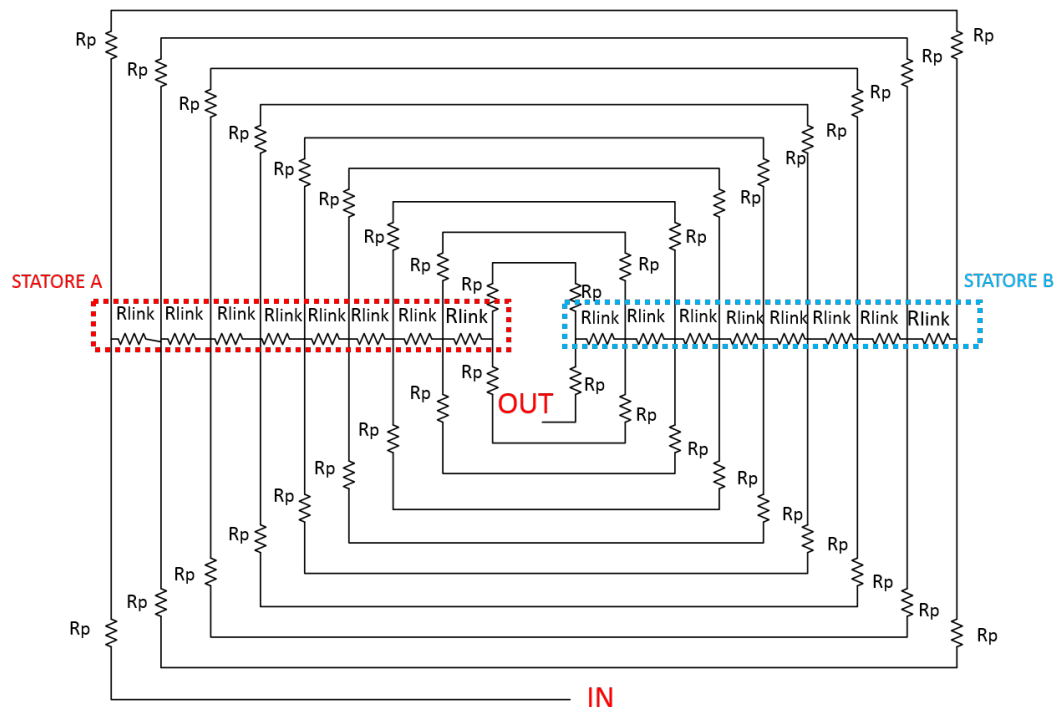


Figura 3.7 Modello resistivo valido per i magnetometri Lorentz multiloop torsionali. Le linee tratteggiate rappresentano schematicamente la posizione degli elettrodi fissi.

Con questo tipo di driving non si è puntato a tenere le parti mobili affacciate agli statori fisse a 0V: questo risulta difficile a causa dell'intrinseca asimmetria resistiva presente nei magnetometri multiloop, che può essere evidenziata analizzando il modello in figura 3.7. Nella rete resistiva, che modella il percorso della corrente nei magnetometri X e Y, R_p rappresenta la resistenza del tratto di alluminio corrispondente ad un quarto di avvolgimento, assumendo la lunghezza di tutti i loop uguale e pari a quella media. R_{link} , invece, è la resistenza dei link in polisilicio la cui funzione è stata descritta nel paragrafo 1.4.

In questo tipo di magnetometri torsionali, gli statori sono posizionati al di sotto della struttura mobile sui due lati lunghi, come mostrano le linee tratteggiate in figura 3.7. La tensione residua che cade sul frame sarà dunque diversa per ogni loop: per snellire la trattazione ed arrivare ad un modello semplificato, si è assunto il potenziale di tutta la parte mobile affacciata ad ogni statore pari a quello del punto centrale del quinto avvolgimento sovrastante l'elettrodo fisso. E' importante notare come per ogni statore sia definita in questo modo una $V_{sh}(t)$ differente.

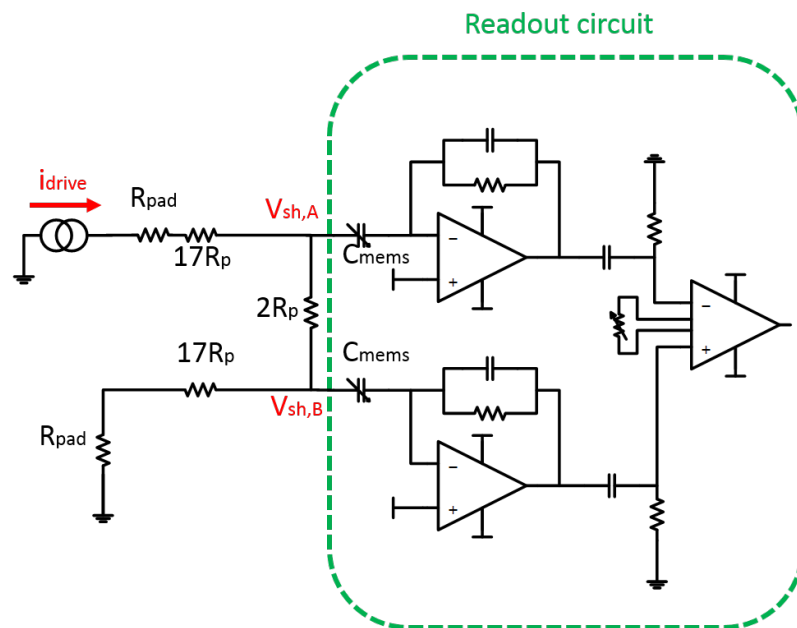


Figura 3.8 Modello resistivo semplificato del magnetometro XY e del singolo canale di readout.

Trascurando la resistenza dei link in polisilicio, molto maggiore rispetto a quella delle piste in alluminio, si può arrivare al modello semplificato mostrato in figura 3.8: per le considerazioni appena fatte, la resistenza che congiunge il morsetto IN al

punto in cui cade la $V_{\text{sh,A}}(t)$ è pari a 17 volte R_p più una resistenza R_{pad} dovuta alle piste di collegamento interne al modulo MEMS, come anche la resistenza che unisce il nodo $V_{\text{sh,B}}(t)$ al pad OUT. I nodi alle tensioni $V_{\text{sh,A}}(t)$ e $V_{\text{sh,B}}(t)$ sono separati da metà avvolgimento, e quindi da una resistenza pari a $2R_p$: la caduta di potenziale su questa resistenza determinerà il differente valore delle tensioni dei due rotori.

Riassumendo, nei magnetometri multiloop l'offset elettrico è sempre presente, anche in caso di perfetto matching resistivo e la tensione residua sul frame centrale risulta diversa per i due statori. Si riporta per completezza un esempio numerico: si possono stimare con buona approssimazione $R_p = 11\Omega$ e $R_{\text{pad}} = 100\Omega$. Quindi, a fronte di una corrente iniettata di $100\mu A$ di picco, si ottengono $V_{\text{sh,Apeak}} = 3.1mV$ e $V_{\text{sh,Bpeak}} = 2.9mV$.

3.1.5 Contributo del feedthrough capacitivo e modello completo

Considerando i soli contributi di offset elettrico e meccanico, con valori ragionevoli di x_{os} e V_{sh} , le simulazioni effettuate restituiscono valori di offset molto inferiori a quelli misurati. Risulta quindi evidente la presenza di altre cause di offset, peraltro dominanti, non tenute in considerazione nel semplice modello descritto finora.

Un terzo contributo di offset, dovuto all'accoppiamento capacitivo tra drive e sense, è dunque stato aggiunto al modello in base alle seguenti osservazioni sperimentali:

- Variando la frequenza di driving, una volta che si è sufficientemente distanti dalla frequenza di risonanza (Δf di qualche centinaia di Hz), la tensione di offset rimane inalterata. I contributi legati ad uno spostamento sinusoidale del frame (quindi quelli dell'effetto combinato di offset elettrico e meccanico) emergono a risonanza, ma l'offset rimane consistente allontanandosi dal picco: questo può avvenire in caso di feedthrough.
- Al variare della polarizzazione degli elettrodi fissi V_{bias} si nota il persistere di un contributo fisso di offset. Anche con tensione di polarizzazione nulla, un feedthrough capacitivo potrebbe continuare ad iniettare corrente nel ramo di feedback del charge amplifier, generando una tensione in uscita.
- Aumentando la corrente di driving, si riscontra un analogo aumento nella tensione all'uscita dell'INA: potrebbe essere dovuto al maggior ammontare della corrente iniettata nelle capacità di accoppiamento.

- Nel caso di pilotaggio tramite un'onda quadra proveniente dal risonatore interno, il MEMS attenua fortemente le armoniche superiori alla prima, che cadono al di fuori del picco risonante. In questo modo si ottiene uno spostamento sinusoidale dello shuttle e quindi, idealmente, una tensione in uscita dall'INA della stessa forma. Nel caso reale, all'uscita di ogni canale di lettura, si presenta invece la forma d'onda rappresentata in figura 3.9, che risulta essere la somma di una sinusoide e di un'onda quadra con fasi diverse. Una possibile spiegazione potrebbe essere la seguente: il MEMS filtra correttamente l'onda quadra in ingresso, ma una frazione della corrente di driving passa attraverso una capacità di accoppiamento e si va a sovrapporre alla sinusoide in uscita dal MEMS.

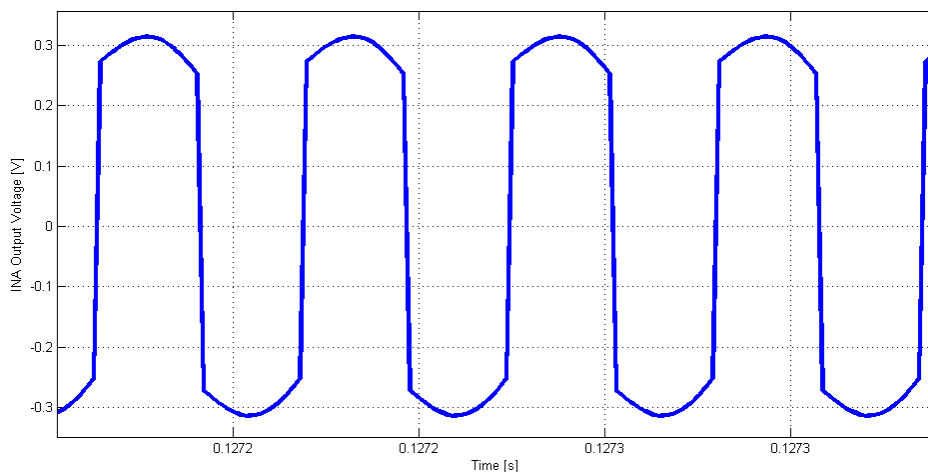


Figura 3.9 Forma d'onda in uscita dall'INA del singolo canale, in caso di pilotaggio in corrente utilizzando il risonatore interno al modulo MEMS.

Un accoppiamento capacitivo può avere luogo in diverse porzioni del dispositivo, delle interconnessioni e/o del circuito e in particolare si sono ipotizzate due sorgenti di feedthrough dominanti: la capacità parassita che si crea tra le piste di drive e sense e quella tra le piste metalliche degli avvolgimenti e gli elettrodi di lettura. Un modello circuitale molto semplificato che modella il fenomeno è riportato in figura 3.10. Le due capacità di feedthrough rappresentate sono attraversate da correnti differenti: questo crea un'asimmetria nei due charge amplifier che non può essere cancellata dalla sottrazione operata dall'INA, generando una tensione tempo variante in uscita.

Tenendo conto del principio di funzionamento del device, dei circuiti di pilotaggio e lettura e delle sorgenti di offset descritte finora è stato realizzato un modello Simulink (figura 3.11), utilizzato per tutte le simulazioni riportate in questo capitolo.

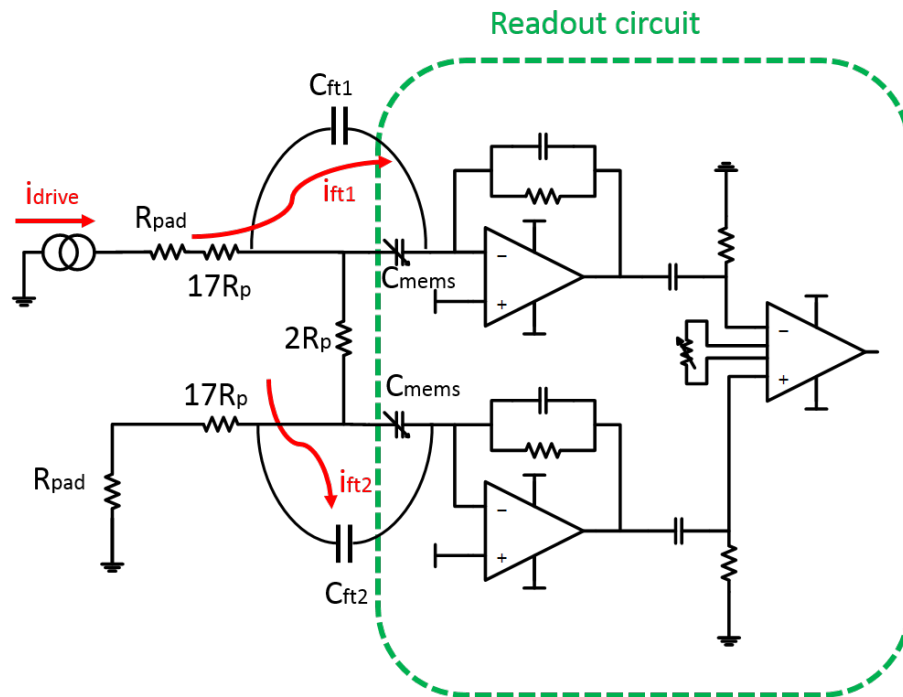


Figura 3.10 Modello circuitale semplificato, modificato per tenere conto degli effetti di accoppiamento capacitivo.

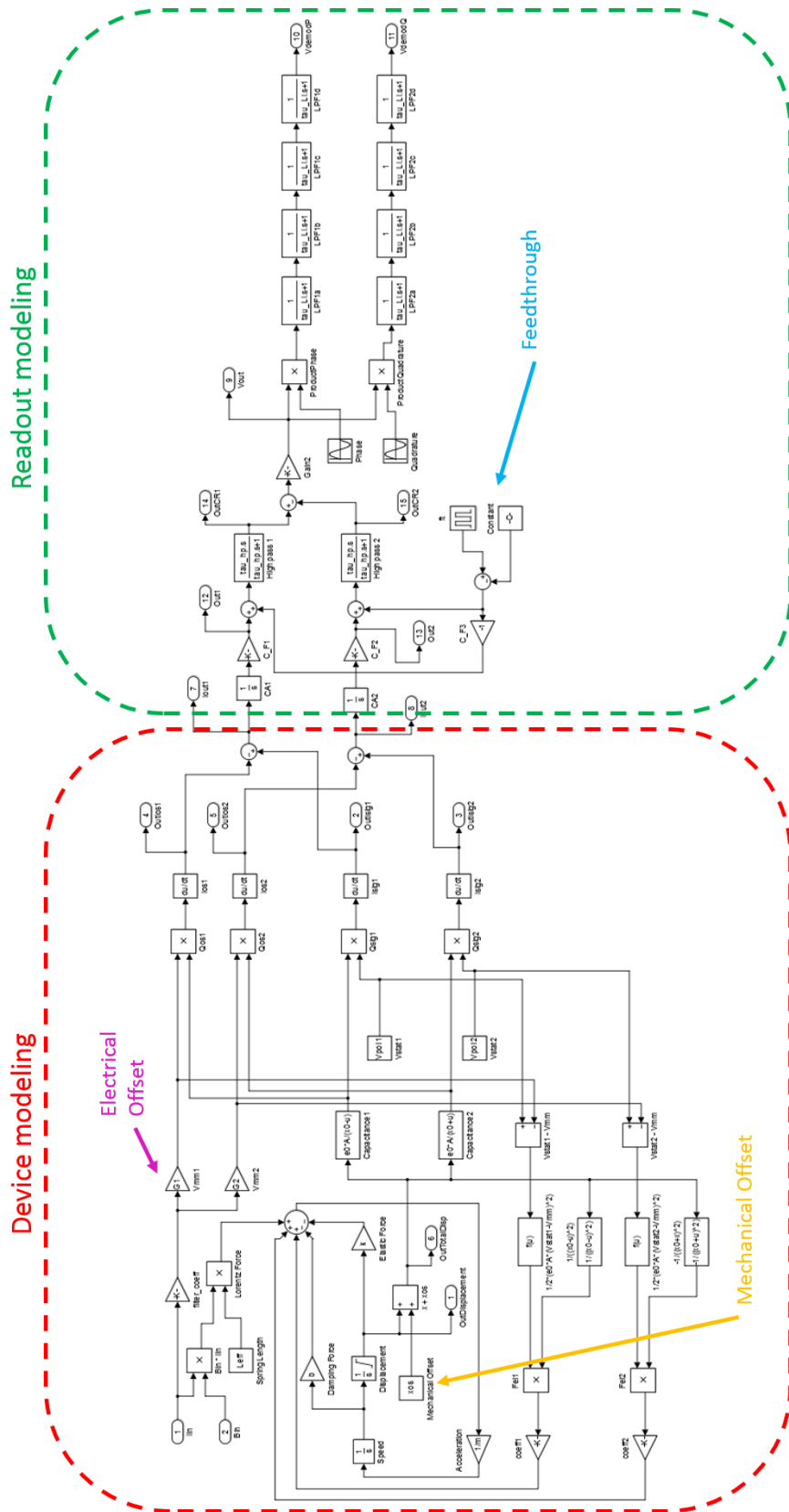


Figura 3.11 Modello Simulink completo di dispositivo e readout, includente le tre cause di offset descritte.

3.1.6 Problematiche dovute alla presenza di offset

La presenza di una tensione sinusoidale in uscita da ogni canale di lettura anche in assenza di campo magnetico, può seriamente compromettere il funzionamento ottimale dei magnetometri Lorentz. Un primo problema è legato alla dinamica del circuito: infatti, la sinusoide prelevata dall'uscita dell'INA, viene demodulata e filtrata da un lock-in amplifier SR830, che ha una dinamica d'ingresso di 1V. La presenza di un offset di centinaia di millivolt rischia di far saturare lo strumento per campi magnetici esterni applicati molto alti, andando a limitare il full-scale range del dispositivo. Questo discorso è naturalmente estendibile, nel caso di un circuito integrato, alla dinamica necessaria ad accomodare le variazioni attese del segnale, unite al contributo (*worst case*) di offset.

Inoltre, essendo la tensione di offset direttamente legata alla corrente di pilotaggio, l'utilizzo della tecnica dell'on-off current switching risulterebbe critico. Come descritto nel paragrafo 2.3.3, scegliendo ad esempio un duty cycle del 10%, nel tempo di on bisognerebbe iniettare nel dispositivo una corrente 10 volte maggiore di quella usata in continuous mode, per guadagnare in sensitività senza pagare in potenza dissipata. Un aumento così significativo della corrente di pilotaggio porterebbe quasi sicuramente alla saturazione del circuito, rendendo la tecnica dell'on-off praticamente inutilizzabile.

Un ulteriore problema, legato non solo all'ampiezza ma anche alla stabilità dell'offset, verrà discusso in seguito.

E' necessario quindi provvedere anche ad una sola parziale compensazione dell'offset: nelle prossime pagine verranno esposte tre tecniche ideate durante il periodo di tesi per raggiungere tale obiettivo.

3.2 Tecniche di compensazione dell'offset

3.2.1 Compensazione per sottrazione

La prima tecnica adottata per tentare di risolvere il problema dell'offset nei magnetometri Lorentz è stata la *compensazione per sottrazione*, schematizzata nel diagramma a blocchi di figura 3.12.

L'approccio in questione prevede una sorta di calibrazione iniziale che si propone di:

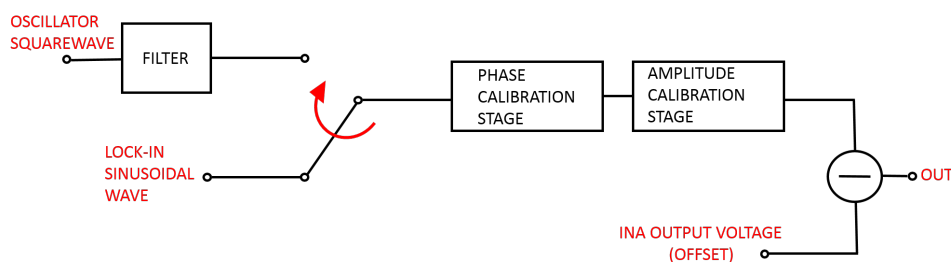


Figura 3.12 Schema di principio della tecnica di compensazione dell'offset tramite sottrazione.

- Inserire il magnetometro Lorentz in una zero Gauss chamber, in modo da avere all'uscita dell'INA esclusivamente la sinusoide di offset $V_{OS}(t)$ (annullando i contributi esterni ed in particolare quello del campo terrestre). Questa sinusoide presenterà fase ed ampiezza diverse rispetto a quelle dell'onda di driving.
- Tramite un circuito appositamente progettato, calibrare la fase e l'ampiezza di una tensione di riferimento alla frequenza di driving (proveniente dal lock-in amplifier o dall'oscillatore) in modo che risulti esattamente identica alla sinusoide di offset. Quest'onda, chiamata $V_{COMP}(t)$ andrà sottratta all'offset, ottenendo un'uscita nulla.
- Una volta estratto il dispositivo dalla zero Gauss chamber, continuare a sottrarre la sinusoide ottenuta al punto precedente. In presenza di campo esterno si avrà:

$$V_{out,INA}(t) = V_B(t) + V_{OS}(t) - V_{COMP}(t) \quad (3.8)$$

In caso di corretta calibrazione, in uscita dall'INA sarà presente solo il contributo di $V_B(t)$, ovvero la tensione sinusoidale dovuta al campo magnetico da misurare.

Scegliendo come tensione di riferimento l'onda quadra generata dal risonatore interno al modulo MEMS, si dovrà effettuare un filtraggio passabasso per attenuare sufficientemente le armoniche dispari superiori alla prima in modo da ottenere in uscita la sinusoide da calibrare.

Si è scelto un filtro con banda a -3dB di 25kHz, con un'attenuazione di -30dB a frequenze maggiori di 50kHz, in modo da poter abbattere la terza armonica di onde con frequenza fondamentale superiore a 17kHz. Il filtro adatto all'applicazione è

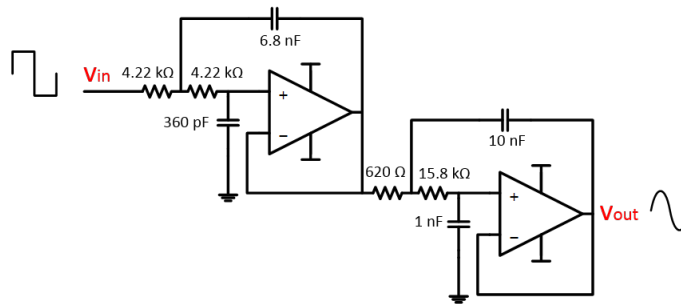


Figura 3.13 Filtro Chebyshev del quarto ordine usato per estrarre una sinusoide dall'onda quadra di riferimento.

risultato essere il filtro Chebyshev del quarto ordine di figura 3.13, costituito da due celle di Sallen-Key in cascata.

Usando invece come riferimento la tensione sinusoidale proveniente dal lock-in, non c'è bisogno di alcun filtraggio ed è possibile passare direttamente alla calibrazione della fase. Questo stadio si basa su un amplificatore operazionale in una configurazione detta *sfasatore puro* (*phase shifter*) ed è rappresentato in figura 3.14.

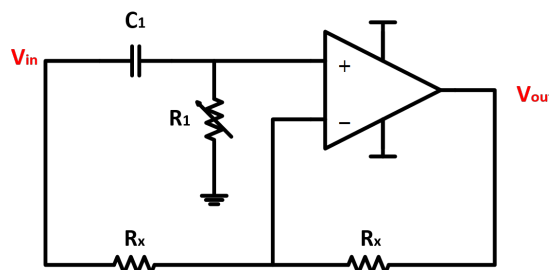


Figura 3.14 Schematico dello sfasatore puro.

Il circuito realizza la seguente funzione di trasferimento:

$$H(S) = \frac{sR_1C_1 - 1}{sR_1C_1 + 1} \quad (3.9)$$

Tracciando i diagrammi di Bode (figura 3.15), si ottiene un modulo costante in frequenza ed unitario, mentre la fase risulta essere $\angle H(s) = 180^\circ - 2\arctan(\omega R_1 C_1)$.

Realizzando la resistenza R_1 con un trimmer, si può regolare il valore dello sfasamento ottenuto ad una determinata frequenza. Per ottenere sfasamenti negativi, compresi tra -180° e 0° è sufficiente modificare lo schematico come riportato in figura 3.16.

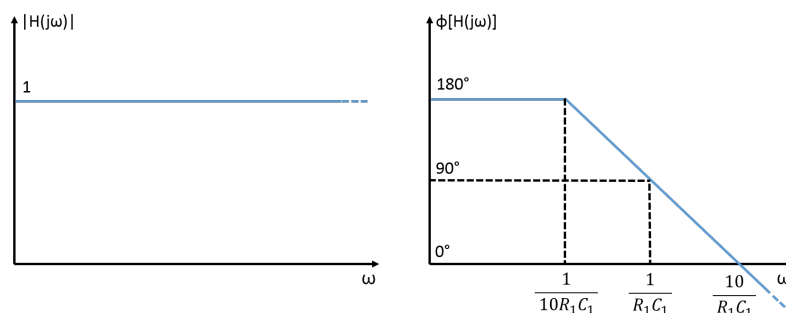


Figura 3.15 Diagrammi di Bode di modulo e fase della funzione di trasferimento dello sfasatore puro.

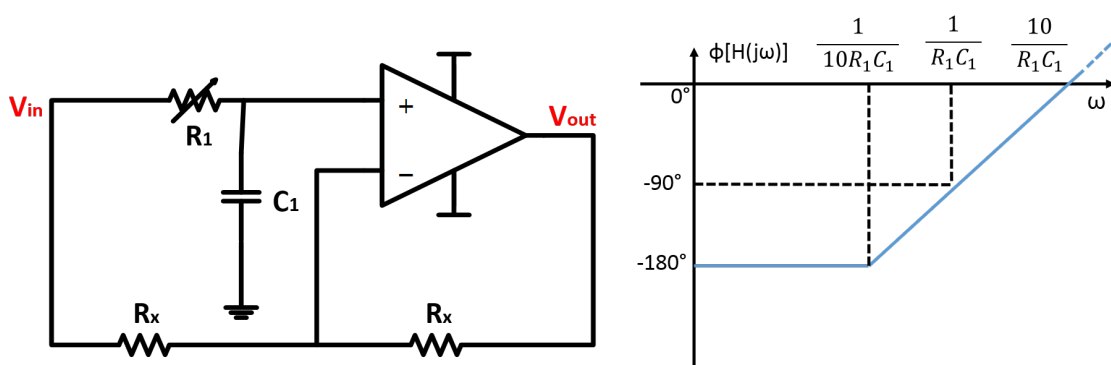


Figura 3.16 Schematico e diagramma di Bode della fase dello sfasatore puro negativo.

Nel caso in questione si è scelto di porre i due stadi (a sfasamento positivo e negativo) in cascata, realizzando così un blocco capace di imporre al segnale in ingresso sfasamenti compresi tra -180° e 180° .

Lo stadio di calibrazione dell'ampiezza è stato implementato con una semplice configurazione invertente (figura 3.17), la cui resistenza di feedback R_b è realizzata con un trimmer per regolare il guadagno (o de-guadagno) in tensione, dato da:

$$G = \frac{V_{\text{out}}}{V_{\text{in}}} = -\frac{R_b}{R_a} \quad (3.10)$$

Infine, la tensione in uscita da quest'ultimo stadio viene sottratta tramite un amplificatore per strumentazione alla sinusoide di offset proveniente dal canale di lettura del magnetometro: lo schematico complessivo ottenuto è illustrato in figura 3.18.

La tecnica descritta in questo paragrafo presenta un marcato svantaggio: non può essere usata se il magnetometro Lorentz è pilotato tramite il risonatore interno. Per quanto detto nel paragrafo 3.1.5, il feedthrough capacitivo "sporca" l'uscita

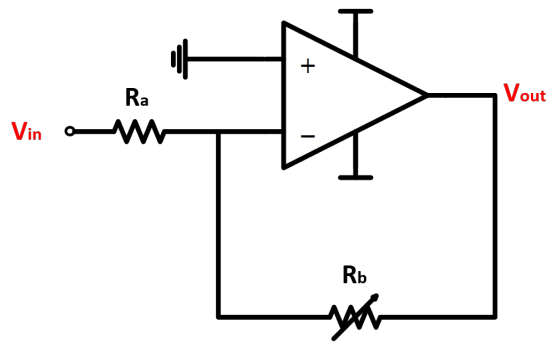


Figura 3.17 Configurazione non invertente usata per regolare l'ampiezza della sinusoide di riferimento.

sinusoidale ideale del sensore: ai due morsetti dell'INA si presentano dunque una tensione sinusoidale di compensazione e la forma d'onda di figura 3.9, e di conseguenza la cancellazione non sarà perfetta.

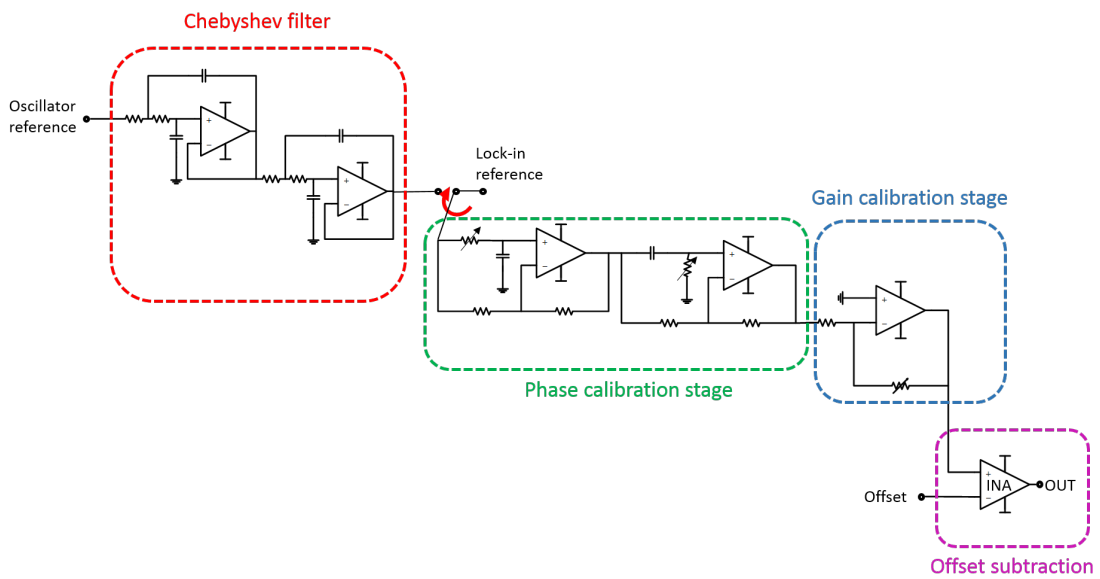


Figura 3.18 Schematico completo del circuito di sottrazione dell'offset.

3.2.2 Compensazione dell'offset tramite sbilanciamento della tensione agli statori

La seconda tecnica di compensazione ideata si propone di annullare il contributo dell'offset meccanico sbilanciando le tensioni applicate agli statori di una quantità ΔV , in modo da riavvicinare il rotore alla posizione di riposo ideale, equidistante dagli elettrodi fissi. Gli statori sono inizialmente polarizzati entrambi a $V_{\text{bias}} = 6V$: viene applicata una tensione aggiuntiva ΔV ad uno solo degli elettrodi e se ne studiano gli effetti sulla tensione in uscita. Partendo dalla situazione descritta in figura 3.5, si potrebbe pensare di riportare il frame esattamente al centro, imponendogli tramite uno sbilanciamento delle forze elettrostatiche uno spostamento DC pari a x_{os} . Si otterrebbe, considerando le due forze elettrostatiche sbilanciate e la forza elastica di richiamo, il seguente bilancio delle forze agenti sul rotore (rappresentato anche in figura 3.19):

$$\frac{(V_{\text{bias}} + \Delta V_{\text{center}})^2 \cdot \epsilon_0 A}{x_0^2} = x_{\text{os}} k + \frac{V_{\text{bias}}^2 \cdot \epsilon_0 A}{x_0^2} \quad (3.11)$$

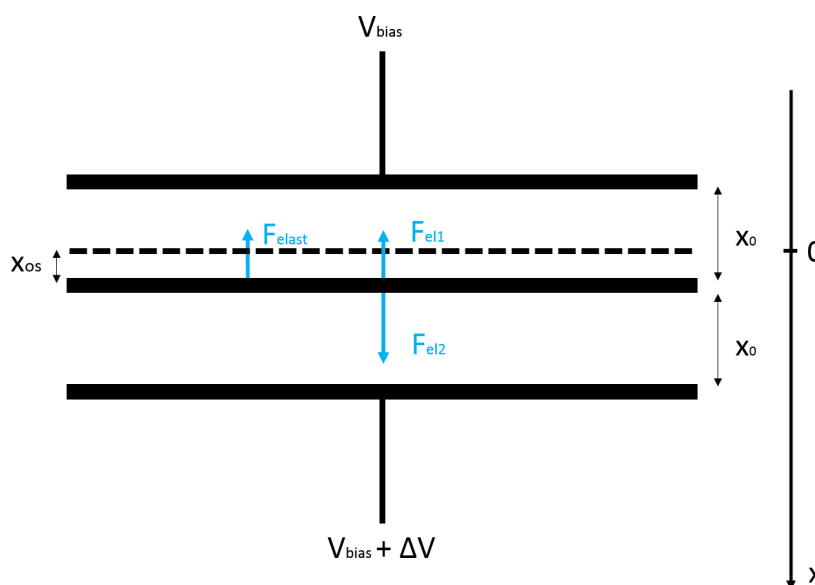


Figura 3.19 Bilancio delle forze agenti sul rotore riportato nella posizione centrale tramite uno sbilanciamento delle tensioni di polarizzazione degli elettrodi fissi.

Si può ricavare in questo modo lo sbilanciamento da applicare per riportare lo shuttle in posizione centrale:

$$\Delta V_{\text{center}} = \sqrt{\frac{x_{\text{os}}k + \frac{V_{\text{bias}}^2 \cdot \epsilon_0 A}{x_0^2}}{\frac{\epsilon_0 A}{x_0^2}}} - V_{\text{bias}} \quad (3.12)$$

Agendo come descritto finora, non si risolverebbe il problema dell'offset: il contributo $V \frac{dC}{dt}$ non risulterebbe nullo nè identico per i due statori, in quanto le tensioni di polarizzazione per i due elettrodi fissi risultano diverse. Lo shuttle infatti non rimarrebbe fermo al centro della cella differenziale, come nel caso descritto nel paragrafo 3.1.1, ma oscillerebbe a causa delle forze elettrostatiche, che in questo caso non sono costantemente bilanciate. Per attuare una compensazione efficiente, bisogna quindi trovare il ΔV ottimo che fa in modo che la combinazione dello sbilanciamento delle capacità e delle tensioni ai loro capi compensi l'offset il più possibile. L'ottimizzazione è di difficile trattazione analitica, ed è quindi stata simulata con il modello Simulink descritto nel paragrafo 3.1.5: l'andamento della tensione in uscita dall'INA in funzione dello sbilanciamento ΔV risulta essere quello mostrato in figura 3.20. Il valore ottimo ΔV_{opt} è minore di quello ottenuto dalla 3.12, e permette di attenuare l'offset di un ordine di grandezza o più, in funzione anche della finezza che si può avere nella regolazione del ΔV .

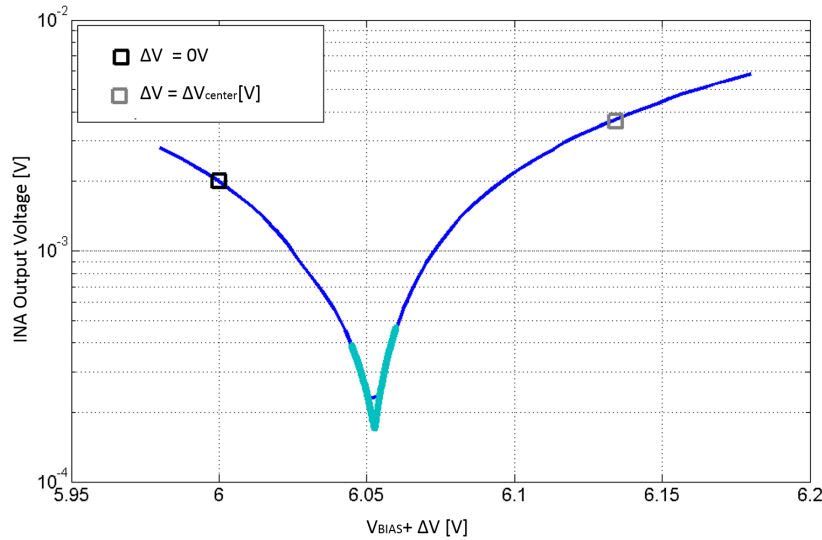


Figura 3.20 Simulazione dell'effetto di uno sbilanciamento delle tensioni di polarizzazione degli statori in un magnetometro Lorentz con $x_{\text{os}} = 5\text{nm}$ e $V_{\text{sh,Apeak}} = V_{\text{sh,Bpeak}} = 10\text{mV}$.

Osservando gli andamenti delle ulteriori simulazioni riportate in figura 3.21, se

ne può evincere che:

- all'aumentare di x_{OS} , lo sbilanciamento ottimo della tensione assume valori sempre più elevati;
- ΔV_{opt} risulta essere indipendente dall'ampiezza delle tensioni residue $V_{sh}(t)$ sul frame centrale;
- ΔV_{opt} varia al crescere del contributo all'offset del feedthrough capacitivo: il verso di questa variazione dipenderà da quello dell'asimmetria introdotta dagli accoppiamenti.

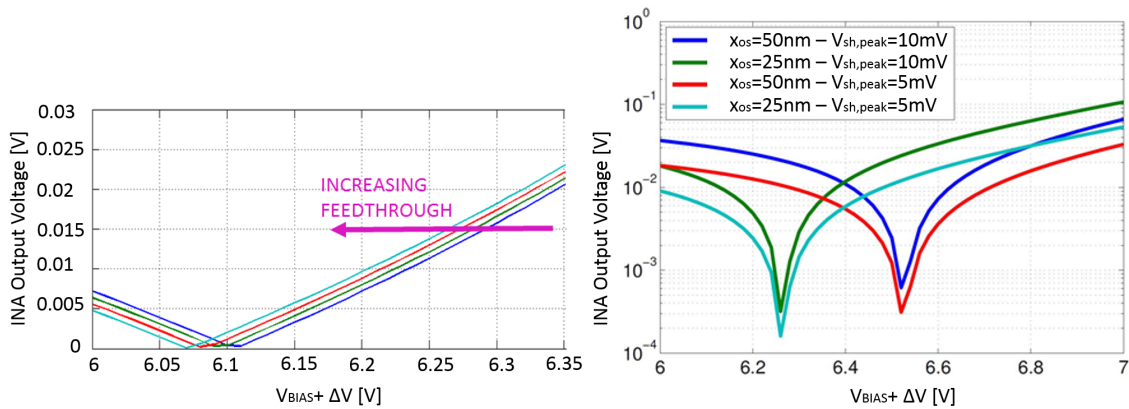


Figura 3.21 A sinistra, andamento in scala lineare della tensione di sbilanciamento ottima al crescere dell'accoppiamento capacitivo. A destra, in scala logaritmica, effetto della variazione della x_{OS} e della $V_{sh,peak}$.

Nei magnetometri Lorentz multiloop, un certo numero N_{tun} di elettrodi fissi, detti *piatti di tuning*, sono stati progettati per poter essere (se necessario) esclusi dal readout e polarizzati a tensioni differenti dagli altri. In questo modo, sbilanciando esclusivamente le tensioni applicate a questi piatti, gli statori di lettura saranno polarizzati normalmente: in assenza di feedthrough, basterebbe quindi riportare lo shuttle al centro. Data però l'inevitabile presenza degli accoppiamenti capacitivi, sarà necessario compensare anche il loro contributo.

A differenza della tecnica di compensazione per sottrazione presentata nel paragrafo 3.2.1, con questo approccio si ha il significativo vantaggio di poter pilotare il magnetometro con la corrente generata dal risonatore interno. Come contro, l'esclusione dei piatti di tuning dalla lettura comporta una perdita di sensibilità di un fattore pari a $\frac{N_{tun}}{N_{tot}}$.

3.2.3 Compensazione dell'offset tramite modulazione della tensione agli statori

E' stata proposto un terzo approccio per la compensazione dell'offset, non ancora implementato al momento della scrittura dell'elaborato di tesi. L'idea per lo sviluppo di questa tecnica è nata notando che il contributo del feedthrough capacitivo risulta essere indipendente dalla tensione di polarizzazione, mentre la sensibilità del magnetometro, come evidenziato nella 1.29, è proporzionale alla V_{bias} .

Si può quindi pensare di procedere come segue:

- Applicare una tensione sinusoidale o ad onda quadra agli elettrodi fissi del magnetometro Lorentz, ad una frequenza f_{mod} superiore di almeno una decade rispetto a quella di driving f_d . L'offset dovuto al feedthrough capacitivo non ne risentirà, mentre il segnale dovuto al campo magnetico esterno verrà spostato ad una frequenza $f_d + f_{\text{mod}}$.
- Effettuare un filtraggio passabanda attorno a $f_{\text{mod}} + f_d$, con banda sufficientemente stretta in modo da abbattere il contributo del feedthrough a f_d .
- Demodulare una prima volta per riportare il segnale utile ad una frequenza f_d ed una seconda volta per riportarlo in banda base.

I vari passaggi appena descritti sono schematizzati in figura 3.22.

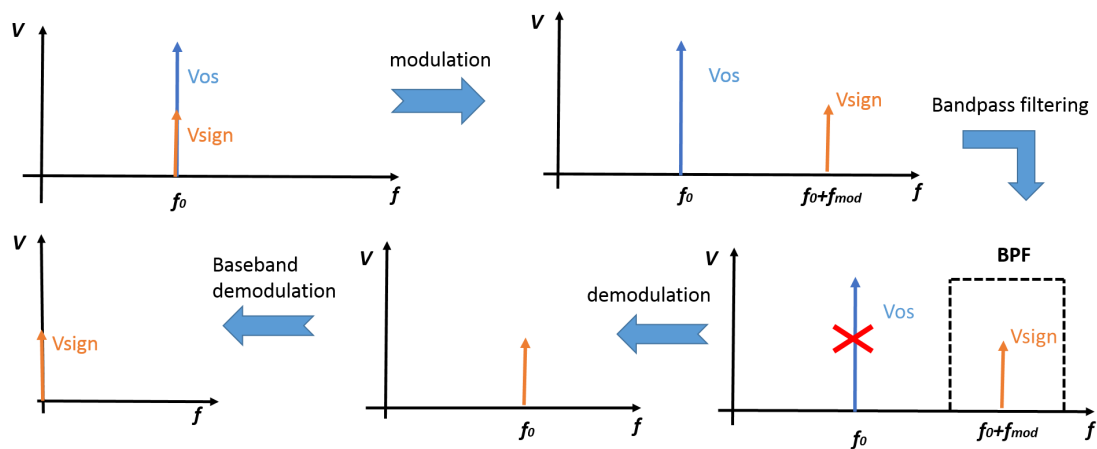


Figura 3.22 Passaggi fondamentali della tecnica di compensazione dell'offset tramite modulazione della tensione agli elettrodi fissi.

La tecnica presentata ha il vantaggio di eliminare il contributo del feedthrough capacitivo che, tra i vari contributi all'offset in uscita, risulta essere quello dominante. Inoltre, eliminando il contributo degli accoppiamenti si potrebbe compensare l'offset residuo con una delle altre due tecniche presentate, con il vantaggio di poter usare la compensazione tramite sottrazione anche in caso di driving dal risonatore interno. La tecnica richiede però di rivedere il progetto dell'elettronica di readout per poter lavorare a frequenze più elevate e la possibilità di demodulare due volte il segnale in uscita, operazione non possibile con il lock-in utilizzato. Eliminando l'offset alla base, invece di sottrarlo, avrebbe l'ulteriore significativo vantaggio rispetto a una "*one time calibration*" che eventuali drift dell'offset non comparirebbero in uscita.

Capitolo 4

Caratterizzazione scheda triassiale e misure di offset

4.1 Descrizione del setup sperimentale

4.1.1 Strumentazione elettronica

Al fine di effettuare misure di sensitività e rumore, il magnetometro MEMS triassiale viene bondato su un apposito carrier ed inserito nella PCB di pilotaggio e lettura descritta nel capitolo 2. Le alimentazioni ($\pm 12V$) e la massa sono fornite da un apposito generatore di tensioni continue, mentre le tensioni agli statori, ai piatti di tuning e alla massa mobile del risonatore Tang sono fornite da una scheda di generazione di output analogici e digitali, controllata attraverso un software *Labview*, così come l'on value e le tensioni digitali di controllo di switch e multiplexer. Il segnale in uscita dal mux viene inviato al lock-in amplifier SR830: in caso di driving tramite una sinusoide generata da questo strumento si usa la stessa come riferimento per la demodulazione, in caso di pilotaggio con il risonatore MEMS interno, invece, si fornisce al lock-in la tensione circolante nel loop dell'oscillatore, come schematizzato in figura 4.1. La tensione in uscita dal lock-in viene infine inviata ad una scheda di acquisizione per una successiva elaborazione dei dati in *Labview*.

4.1.2 Generatore di campo magnetico

Per effettuare test *in operation* dei magnetometri MEMS triassiali progettati, è necessario sottoporli a campi magnetici controllabili. Questo è stato possibile grazie

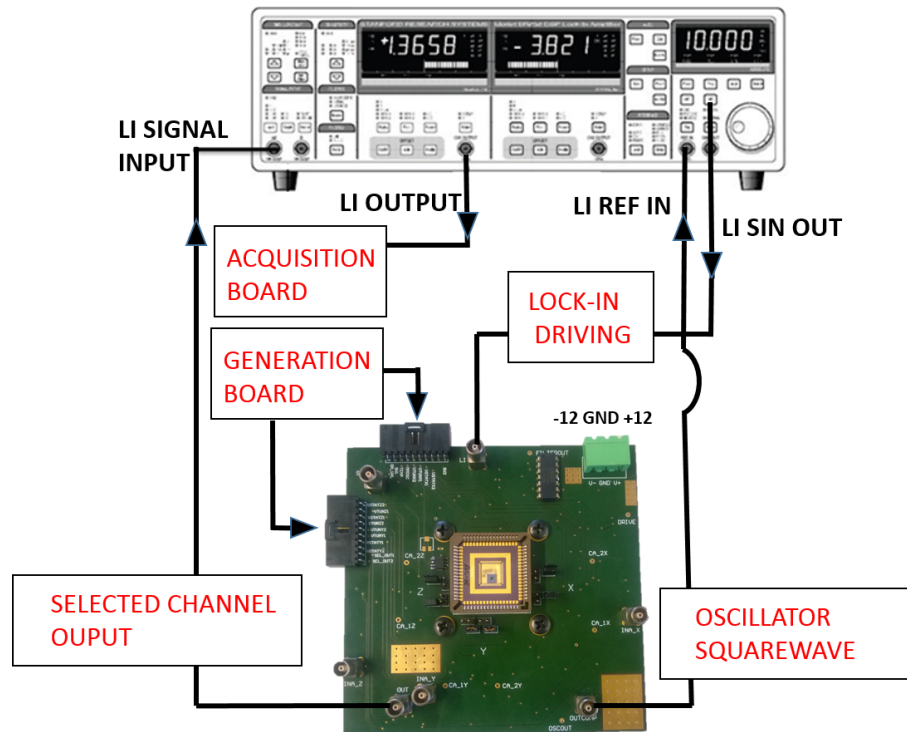


Figura 4.1 Schematizzazione della strumentazione elettronica utilizzata.

all'uso di un generatore di campo magnetico triassiale a bobine di Helmholtz presente in laboratorio, fornito dalla *Micro Magnetics*. Lo strumento permette di generare campi magnetici uniformi all'interno di una porzione del volume compreso tra le bobine, nel quale viene inserita la board di pilotaggio e lettura contenente il MEMS (figura 4.2). Il campo generato è controllabile tramite un software *Labview* appositamente implementato ed è limitato dalle specifiche tecniche delle bobine di Helmholtz, mostrate in tabella 4.1.

Specification	X	Y	Z
DC Field[G]	± 60	± 55	± 70
DC Field Accuracy[mG]	< 1.5	< 1.5	< 1.5
Max AC Field(50Hz)[G]	50	35	60
Max AC Field(200Hz)[G]	15	11	25

Tabella 4.1 Specifiche tecniche del generatore di campo magnetico.

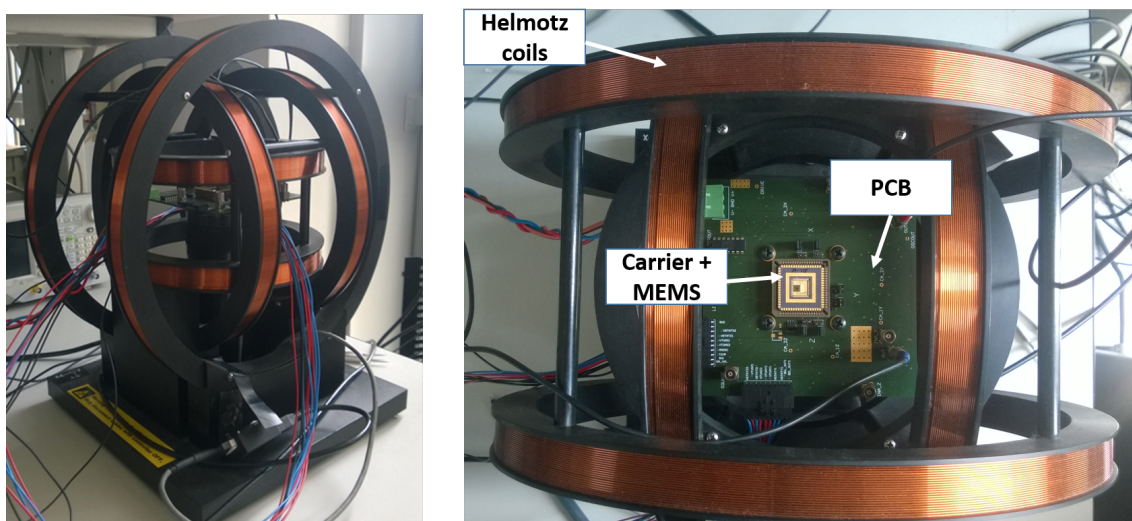


Figura 4.2 Generatore di campo magnetico utilizzato per le misure e PCB inserita al suo interno.

4.2 Misure su magnetometri triassiali

4.2.1 Misure di sensitività

Allo scopo di validare il funzionamento del modulo triassiale nel suo insieme, si è scelto di pilotare il dispositivo tramite la corrente generata dal risonatore interno al modulo stesso: questa situazione rappresenta un sistema autoconsistente ed è quindi il caso di maggiore interesse. Polarizzando la massa mobile dell'elemento oscillante a $6V$, la frequenza di risonanza del primo modo della struttura è risultata pari a 18640 Hz. Le tensioni di polarizzazione degli statori dei dispositivi (V_{stat}) sono state scelte per fare in modo che tutti e tre i device pilotati da questa corrente lavorino con un mismatch di 200 Hz rispetto alla loro frequenza di risonanza. La presenza di forze elettrostatiche tra i piatti mobili e quelli fissi causa infatti un effetto di *spring softening* [5], modellizzabile tramite una costante elastica elettrica k_{el} , che modifica la costante elastica complessiva della struttura:

$$k_{\text{tot}} = k_{\text{m}} - k_{\text{el}} = k_{\text{m}} - 2 \frac{C_0 V_{\text{stat}}^2}{x_0^2} \quad (4.1)$$

dove k_{m} è la costante elastica meccanica della struttura.

Agendo sulle tensioni di polarizzazione si può quindi modificare la k_{tot} del dispositivo, e di conseguenza (secondo la 1.17) anche la f_0 . Inoltre, come descritto in 3.2.2, si può ottenere una compensazione dell'offset sbilanciando le tensioni applicate agli

appositi piatti di tuning presenti nel dispositivo. In base alle considerazioni fatte, le tensioni finali applicate agli statori risultano essere quelle riportate in tabella 4.2. La tabella riporta nove valori di tensioni diversi, che in un'eventuale versione integrata andrebbero generati: tuttavia si ricorda che il sistema descritto è solo un primo prototipo, successivi redesign potrebbero ottimizzare mismatch e offset per limitare l'esigenza di generare queste tensioni.

Tensione	Valore
$V_{\text{stat},x}$	5.65V
$V_{\text{tun1},x}$	6.1V
$V_{\text{tun2},x}$	5.2V
$V_{\text{stat},y}$	5.4V
$V_{\text{tun1},y}$	3.94V
$V_{\text{tun2},y}$	6.86V
$V_{\text{stat},z}$	7.05V
$V_{\text{tun1},z}$	6.92V
$V_{\text{tun2},z}$	7.18V

Tabella 4.2 Tensioni applicate agli elettrodi fissi dei dispositivi all'interno del modulo triassiale.

Le curve di sensitività mostrate in figura 4.3 riportano la tensione di uscita rispetto al campo magnetico, che per ciascuna curva è fatto variare lungo il corrispondente asse di sense con una rampa da $-5mT$ a $+5mT$. Il MEMS è pilotato con una corrente di ampiezza pari a $50\mu A$, selezionata impostando un on value di 0.707V.

	Initial	Compensated
$V_{\text{OS},x}$	47mV	2.5mV
$V_{\text{OS},y}$	37mV	0.6mV
$V_{\text{OS},z}$	18mV	2.3mV

Tabella 4.3 Risultati della compensazione dell'offset tramite sbilanciamento della tensione agli statori nel magnetometro triassiale.

E' significativo notare come nei grafici riportati non sia stata effettuata nessuna sottrazione dell'offset via software e come, con la tecnica di compensazione tramite

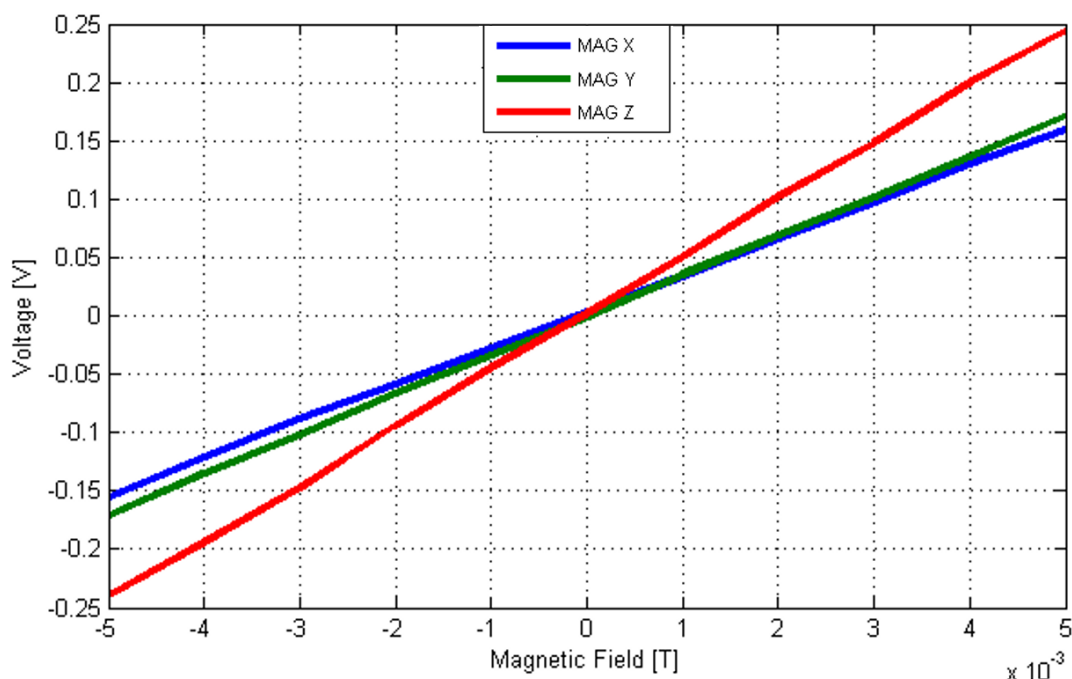


Figura 4.3 Rette rappresentanti le sensibilità misurate dei tre magnetometri inclusi nel modulo triassiale, con offset compensato. Il campo magnetico, in ascissa, è generato per ciascun dispositivo lungo il suo asse di sense.

sbilanciamento delle tensioni agli statori, la tensione in uscita dall'INA per campo esterno nullo risulti attenuata di circa un ordine di grandezza rispetto al caso non compensato (4.3).

I dispositivi sensibili ai campi magnetici diretti lungo gli assi x e y , nonostante siano stati progettati per essere idealmente identici, si comportano in maniera leggermente diversa. Infatti le tolleranze di processo fanno in modo che i due dispositivi risuonino a frequenze diverse di qualche decina di Hz e che abbiano offset differente. Per questi motivi, le tensioni applicate agli statori dei due dispositivi per "tunare" la f_0 risultano diverse, così come quelle applicate ai piatti di tuning per compensare l'offset in uscita, come già riportato in tabella 4.2. Anche le sensibilità espresse in termini di $\frac{\Delta C}{\Delta B}$ risultano differenti mentre, a causa dei differenti guadagni degli stadi a charge amplifier dovuti alle diverse V_{stat} , le $\frac{\Delta V}{\Delta B}$ risultano invece molto simili. Quanto appena detto è verificabile dai valori di sensibilità ottenuti:

$$S_{V,x} = 31 \frac{V}{T} \quad (4.2)$$

$$S_{V,y} = 34 \frac{V}{T} \quad (4.3)$$

$$S_{V,z} = 44 \frac{V}{T} \quad (4.4)$$

Invece, in termini di variazione capacitiva per unità di campo e corrente di driving:

$$S_{C,x} = \frac{S_{V,z}}{I_{\text{drive}} \cdot \frac{V_{\text{stat},x}}{C_F} \cdot G_{\text{INA}}} = 2.82 \frac{zF}{nT \cdot mA} \quad (4.5)$$

$$S_{C,y} = \frac{S_{V,y}}{I_{\text{drive}} \cdot \frac{V_{\text{stat},y}}{C_F} \cdot G_{\text{INA}}} = 3.21 \frac{zF}{nT \cdot mA} \quad (4.6)$$

$$S_{C,z} = \frac{S_{V,z}}{I_{\text{drive}} \cdot \frac{V_{\text{stat},z}}{C_F} \cdot G_{\text{INA}}} = 3.52 \frac{zF}{nT \cdot mA} \quad (4.7)$$

Si noti come il magnetometro Z, nonostante abbia una struttura completamente diversa (già descritta in 1.4.1), risulti avere sensibilità confrontabile con quella dei due device X e Y.

4.2.2 Risposta ad una sfera di campo magnetico

Le tre bobine di Helmholtz possono generare simultaneamente le componenti sui tre assi di un vettore di campo magnetico. Facendo variare la direzione di tale vettore nel tempo si possono descrivere particolari percorsi nello spazio: uno di questi è la sfera di campo magnetico. Una tale configurazione è ottenibile prendendo come raggio della sfera un certo valore di campo e pilotando le coils in modo da individuare un adeguato numero di punti appartenenti alla superficie sferica desiderata. In figura 4.4 è rappresentata a titolo di esempio la sfera generata con gli andamenti di campo magnetico nel tempo lungo i tre assi di figura 4.5. La misura della risposta alla sfera è una buona indicazione della linearità e degli eventuali offset o effetti di *cross-axis* del sistema.

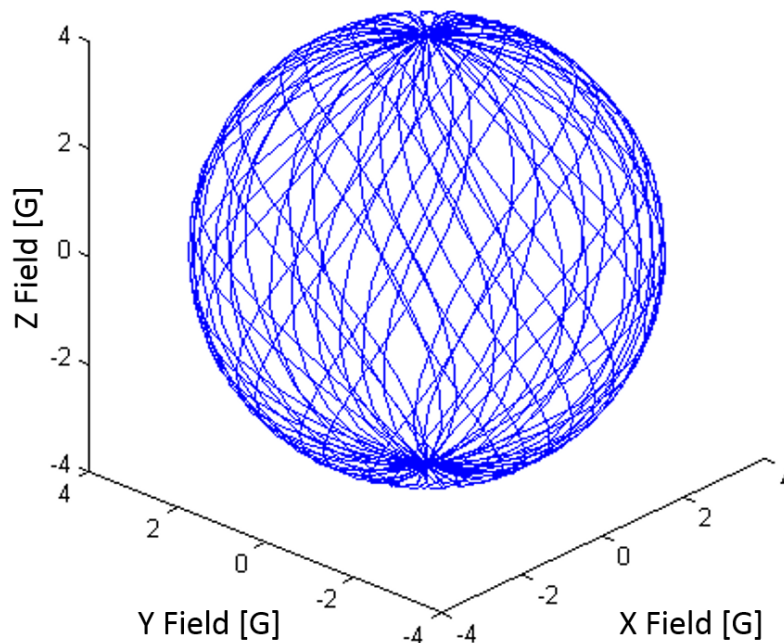


Figura 4.4 Sfera di campo magnetico generata.

Tramite un software implementato in *Labview*, per ogni vettore di campo magnetico generato, il multiplexer viene controllato per portare in ingresso al lock-in in modo sequenziale tutti e 3 i canali di lettura, permettendo la corretta acquisizione delle componenti sui tre assi. La ricostruzione della configurazione di campo utilizzando i valori delle tensioni in uscita dai tre INA porterebbe all'ottenimento di un ellissoide, in quanto le sensitività dei tre dispositivi sono inevitabilmente diverse.

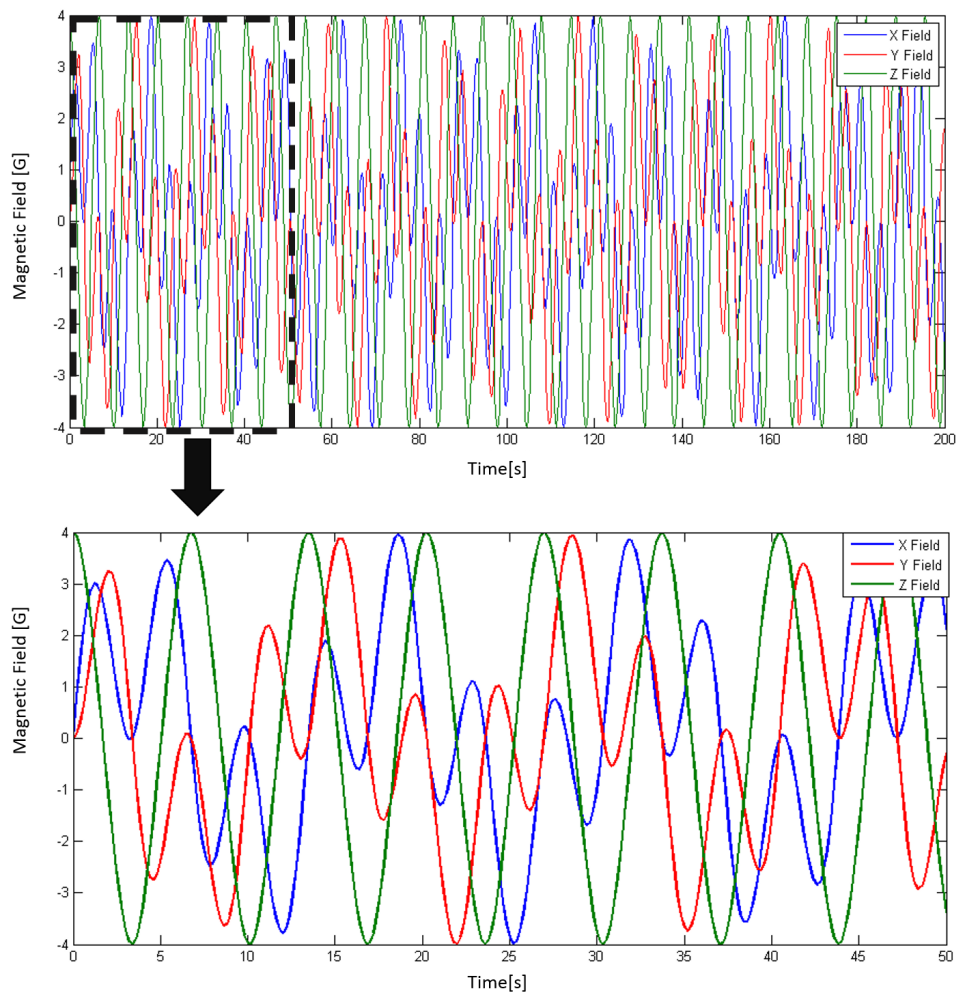


Figura 4.5 Andamento del campo magnetico lungo i tre assi per la generazione della sfera.

Normalizzando queste tensioni per il valore di sensitività del relativo asse, si ottiene la sfera acquisita in termini di campo magnetico, come visibile in figura 4.6.

Si può notare come al crescere del raggio la sfera non subisca alcuna deformazione, non presentando direzioni di campo magnetico critiche (come succede ad esempio per i sensori AMR [34]). Il full scale range del magnetometro triassiale risulta praticamente illimitato (per i range di campo di interesse): il valore del raggio della sfera è stato infatti limitato a 55 G solo dal campo massimo generabile dalle bobine di Helmholtz (tabella 4.1).

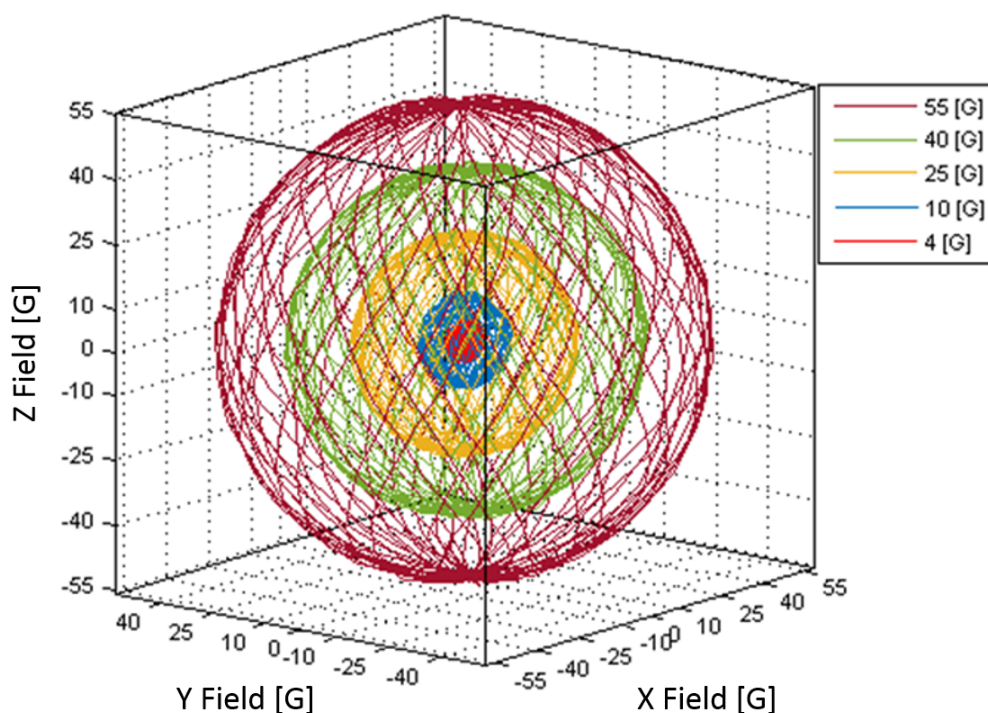


Figura 4.6 Sfera di campo magnetico acquisita dal magnetometro triassiale, per diversi valori del raggio.

4.2.3 Varianza di Allan

Le prestazioni in termini di rumore dei magnetometri triassiali progettati verranno espresse usando la *varianza di Allan* (AV). In particolare, se ne analizzerà l'andamento per il singolo asse, con particolare attenzione all'effetto delle varie tecniche di compensazione dell'offset introdotte nel capitolo 3.

La varianza di Allan è un metodo alternativo all'analisi di rumore tramite la *power spectral density* (PSD). Descrivere un dispositivo esclusivamente tramite la sua risoluzione risulta riduttivo: sensori con lo stesso livello di rumore possono presentare comportamenti molto diversi a lungo termine, ad esempio dovuti a drift dell'offset. Si introduce quindi la AV, un'analisi delle performance in termini di rumore nel dominio del tempo. Il metodo consiste nel dividere i dati acquisiti per un certo intervallo temporale in M cluster di lunghezza τ , valutare il valor medio di ogni cluster e calcolarne la varianza come segue:

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2(M-1)} \sum_{k=1}^{M-1} (\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2 \quad (4.8)$$

La varianza di Allan risulta essere un filtraggio passabanda della densità spettrale di rumore $S_y(f)$ a diverse frequenze, come mostrato dalla relazione:

$$\sigma_y^2(\tau) = 2 \int_0^\infty S_y(f) \cdot \frac{\sin^4(\pi\tau f)}{(\pi\tau f)^2} \quad (4.9)$$

Rappresentando su un grafico *log-log* la deviazione di Allan $\sigma(\tau)$, si ottiene una curva interpretabile alla luce della sua pendenza:

- il tratto di curva a pendenza $-\frac{1}{2}$ rappresenta il contributo del rumore bianco, la cui densità spettrale è calcolabile come $N^2/1Hz$, dove $N = \sqrt{2}\sigma(\tau = 1s)$;
- il tratto a pendenza nulla tiene conto del contributo di rumore flicker (con $PSD \propto \frac{1}{f}$);
- il tratto a pendenza $+\frac{1}{2}$ rappresenta il *random walk noise*, con spettro proporzionale a $\frac{1}{f^2}$, dominante a frequenze ancora più basse di quelle del rumore flicker e dovuto ad esempio ad un drift dell'offset.

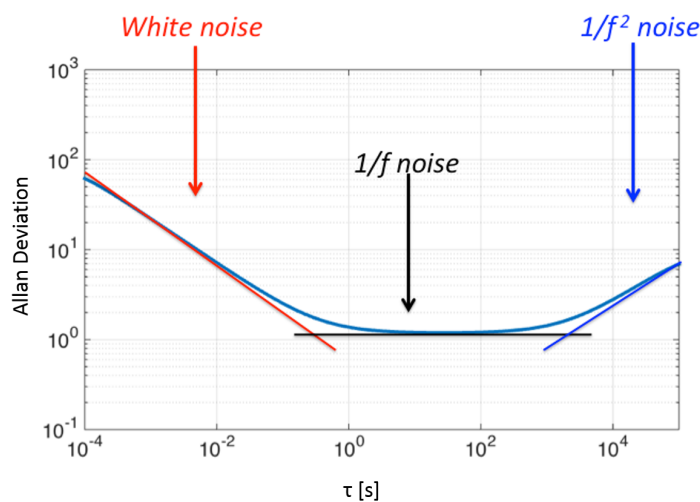


Figura 4.7 Individuazione dei diversi contributi di rumore sul grafico *log-log* della deviazione di Allan.

4.2.4 Misure di rumore

In questo paragrafo vengono confrontate le prestazioni di rumore dei singoli dispositivi monoassiali, con particolare attenzione al diverso comportamento delle strutture XY

e Z. Le deviazioni di Allan riportate sono tracciate dividendo il rumore di tensione acquisito per la sensitività del dispositivo e normalizzandolo alla corrente di pilotaggio (fornita dal risonatore Tang con un mismatch di 200Hz rispetto a risonanza), per poter valutare la densità spettrale di rumore in $\frac{nT \cdot mA}{\sqrt{Hz}}$.

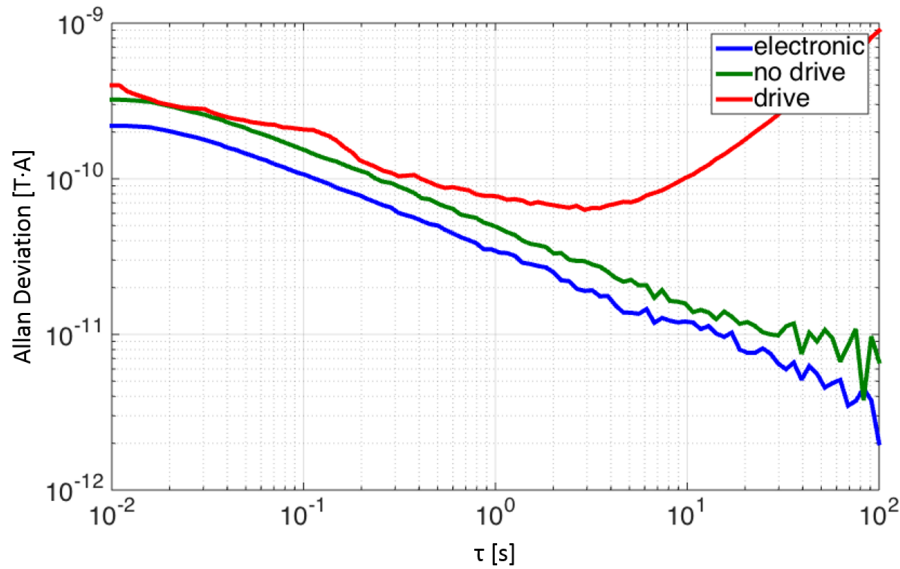


Figura 4.8 Deviazione di Allan del magnetometro Z a piatti bucati: in blu il rumore della sola elettronica, in rosso e in verde il rumore in presenza del MEMS rispettivamente con e senza corrente di pilotaggio.

L'andamento della varianza di Allan per il magnetometro Z a piatti bucati è riportato in figura 4.8. La curva in blu tiene conto del rumore associato alla sola elettronica, mentre quella in verde comprende anche il rumore del MEMS, in assenza di corrente di drive. Il grafico in rosso infine tiene conto del rumore dell'elettronica e del MEMS, questa volta in presenza del segnale di drive. Per valutare il rumore del MEMS, e quindi la FOM, si possono usare i valori estratti dalle curve procedendo come segue:

$$\begin{aligned}
 B_{\text{noise, MEMS}} = FOM &= \sqrt{B_{\text{noise, nodrive}}^2 - B_{\text{noise, elec}}^2} = \\
 &= \sqrt{\left(68 \frac{nT \cdot mA}{\sqrt{Hz}}\right)^2 + \left(54 \frac{nT \cdot mA}{\sqrt{Hz}}\right)^2} \approx 41 \frac{nT \cdot mA}{\sqrt{Hz}}
 \end{aligned} \tag{4.10}$$

Un grafico simile è riportato in figura 4.9 anche per un magnetometro sensibile ai campi diretti lungo x o y .

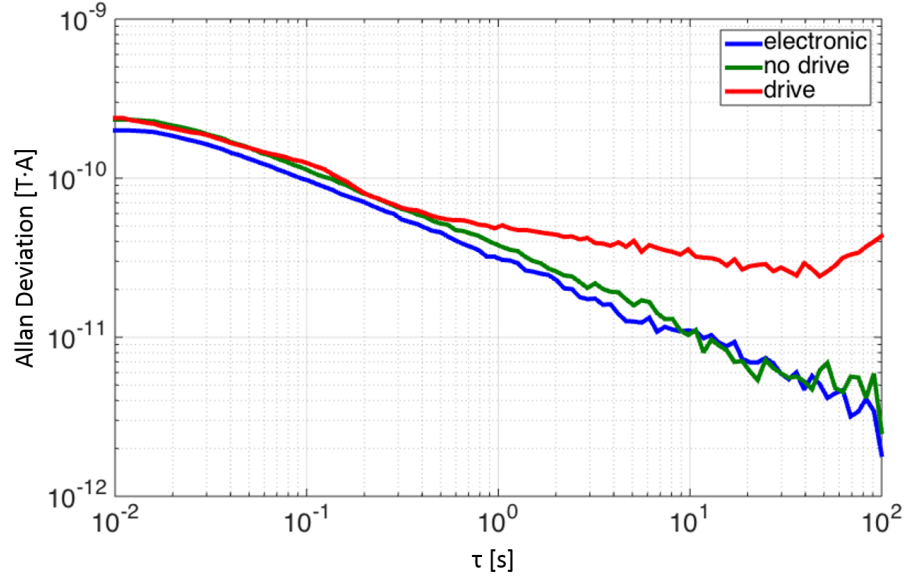


Figura 4.9 Deviazione di Allan del magnetometro XY: in blu il rumore della sola elettronica, in rosso e in verde il rumore in presenza del MEMS rispettivamente con e senza corrente di pilotaggio.

Procedendo come nella 4.10 si può determinare la FOM anche per questo dispositivo. Si ottiene infatti:

$$B_{\text{noise,elec}} = 47 \frac{nT \cdot mA}{\sqrt{Hz}} \quad (4.11)$$

$$B_{\text{noise,nodrive}} = 52 \frac{nT \cdot mA}{\sqrt{Hz}} \quad (4.12)$$

$$B_{\text{noise,MEMS}} = FOM \approx 23 \frac{nT \cdot mA}{\sqrt{Hz}} \quad (4.13)$$

Osservando le deviazioni di Allan riportate nelle figure 4.8 e 4.9, si nota come nel caso del magnetometro Z il contributo con pendenza $+\frac{1}{2}$ sia molto più evidente rispetto ai magnetometri torsionali: questo può essere dovuto ad un drift dell'offset molto più accentuato in questo tipo di dispositivi. Questo tipo di drift ha un forte impatto sulla stabilità della misura nel tempo, rendendo ad esempio difficile usare il magnetometro in applicazioni di *navigation* e *dead reckoning*.

Effettuando un'acquisizione di rumore per un tempo pari a 1000s, e monitorando la temperatura nell'ambiente con un sensore di temperatura (AD590 [35] fornito da *Analog Devices*), si può notare come il drift dell'offset nel tempo sia correlato con le variazioni termiche subite dal sensore (figura 4.10). Al fine di attenuare questa problematica, nel corso del capitolo 5 il fenomeno verrà trattato in maniera più approfondita.

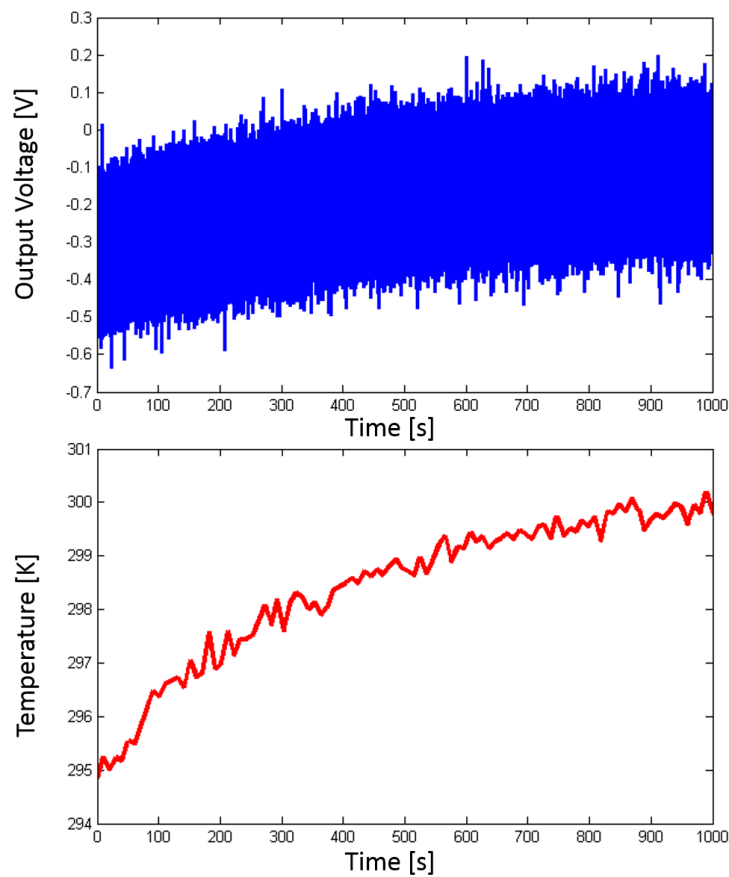


Figura 4.10 Andamento della temperatura del sensore e corrispettivo drift dell'offset.

4.2.5 Confronto in termini di rumore tra le tecniche di compensazione dell'offset

Risulta interessante analizzare il comportamento in termini di rumore di un magnetometro con offset compensato con le tecniche presentate nel capitolo 3.

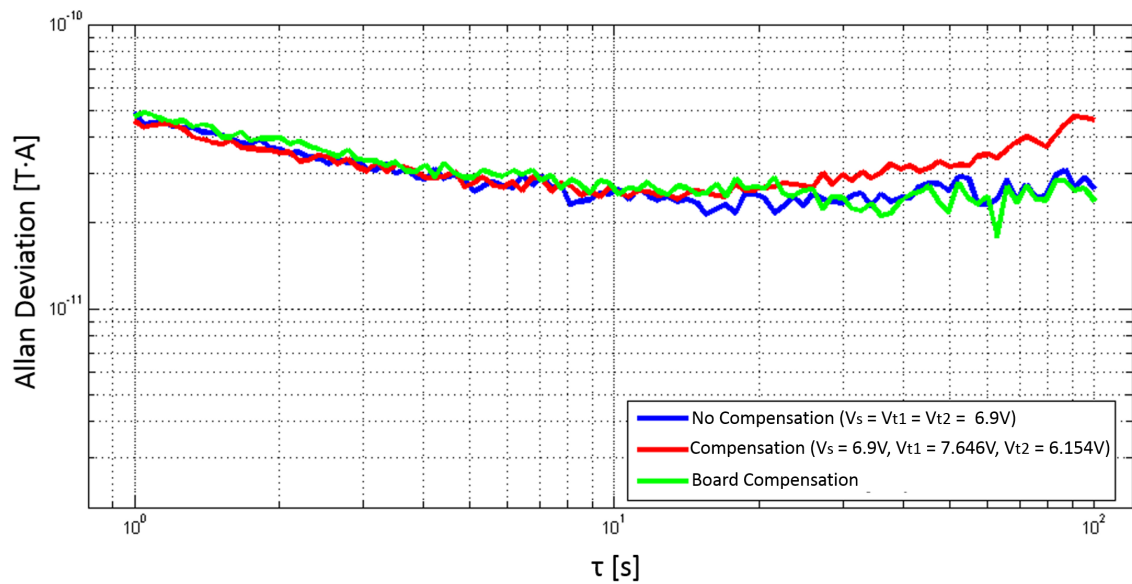


Figura 4.11 Deviazione di Allan del magnetometro XY al variare delle diverse tecniche di compensazione dell'offset.

Per mettere in evidenza i soli contributi dovuti alle tecniche di compensazione, si è scelto di fare riferimento al rumore in uscita da un magnetometro XY, essendo quest'ultimo tipo di dispositivi più stabile per lunghi periodi di tempo. In figura 4.11, la curva in blu rappresenta esclusivamente il contributo di MEMS ed elettronica senza alcuna compensazione dell'offset in atto, ed è infatti simile a quella già vista in figura 4.9. La curva in verde è tracciata invece inviando l'uscita dell'INA alla board di compensazione presentata nel paragrafo 3.2.1 e sottraendola con la sinusoide ottenuta dalla fase di calibrazione. L'andamento della deviazione di Allan ottenuto è molto simile al caso in assenza di compensazione: i drift a lungo termine sono praticamente identici, mentre risultano lievemente aumentati i contributi di rumore bianco e flicker, a causa dell'aggiunta di un'ulteriore board, progettata comunque per avere un contributo di rumore confrontabile con quello del MEMS e della PCB di pilotaggio e lettura. La curva in rosso rappresenta invece la situazione in presenza di compensazione tramite sbilanciamento della tensione agli elettrodi fissi, descritta

in 3.2.2. Si può notare come i contributi di rumore termico e flicker risultino praticamente identici al caso senza compensazione, in quanto non è stata aggiunta ulteriore elettronica. Risulta invece peggiorato il comportamento per tempi lunghi: il drift dell'offset ottenuto è più accentuato.

Una delle possibili spiegazioni a questo fenomeno è la seguente. In figura 4.12 è riportato il noto andamento della tensione in uscita in funzione dello sbilanciamento delle tensioni di polarizzazione: è messa però in evidenza la pendenza crescente della curva all'avvicinarsi di ΔV al suo valore ottimo. Nella situazione migliore per quanto riguarda l'offset, siccome $\alpha_2 > \alpha_1$, un drift nel tempo delle tensioni applicate agli statori provocherebbe una variazione della tensione in uscita dall'INA maggiore rispetto allo stesso drift agente su un dispositivo con tensioni non sbilanciate.

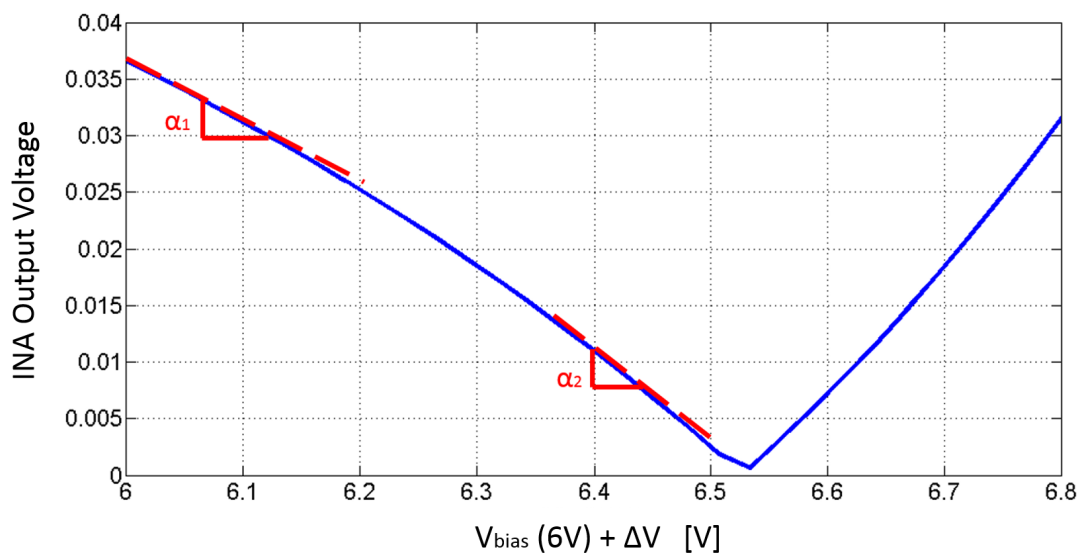


Figura 4.12 Andamento della tensione in uscita dall'INA per campo nullo al variare dello sbilanciamento ΔV : è messa in evidenza la pendenza crescente della curva all'avvicinarsi del punto di ottimo.

I peggioramenti della varianza di Allan sono in generale minimi: le tecniche di compensazione dell'offset si confermano utili in quanto non degradano il rumore e consentono, eventualmente, di operare a correnti maggiori (in *high resolution mode* o on-off current switching).

Capitolo 5

Drift dell'offset e redesign del sensore

5.1 Comportamento della frequenza di risonanza in temperatura

5.1.1 Misure in camera climatica

Dalle misure di rumore riportate nel capitolo precedente, si è notato come il drift dell'offset nel tempo abbia una correlazione con l'andamento della temperatura nell'ambiente, che a sua volta influenza inevitabilmente quella del dispositivo. Una possibile interpretazione è legata agli effetti della temperatura sulla frequenza di risonanza dei magnetometri: ad esempio, in caso di driving off-resonance ad una determinata frequenza, si avrebbe una variazione del Δf e quindi del Q_{eff} del dispositivo, secondo la 1.35. Dal fattore di qualità efficace dipende l'offset legato al movimento dello shuttle, quindi quello descritto nel paragrafo 3.1.3 dovuto all'effetto combinato dei contributi elettrico e meccanico.

In linea di principio, il driving tramite l'onda quadra generata dal risonatore interno dovrebbe però risolvere questo tipo di problemi: essendo nello stesso package, l'elemento risonante e il magnetometro subiscono le stesse variazioni di temperatura e quindi presentano variazioni della f_0 simili. Si ricorda infatti che, normalmente, in una struttura MEMS le variazioni della frequenza di risonanza sono associate alla variazione del modulo di Young con la temperatura e non alla geometria del dispositivo (in altre parole sono dovute al materiale e non alla specifica struttura).

Questo implicherebbe uguali variazioni delle frequenze di drive (risonatore) e sense (magnetometro) e di conseguenza, come nel caso dei giroscopi MEMS, una stabilità del Δf in temperatura. Per verificare sperimentalmente la veridicità di tale affermazione, si sono effettuate delle misure in temperatura dei dispositivi: i magnetometri sono stati inseriti all'interno di una camera climatica e tramite una MCP [36] (*Mechanical Characterization Platform*, fornita da *ITmems*) si è monitorato l'andamento della frequenza di risonanza.

Come è riportato nelle tabelle 5.1 e 5.2, per quanto riguarda i dispositivi torsionali, le variazioni della f_0 sono confrontabili con quelle riscontrate nel risonatore Tang contenuto nello stesso modulo MEMS. Esse sono inoltre compatibili con i tipici valori del coefficiente di variazione della frequenza con la temperatura quando a dominare sono gli effetti del modulo di Young (circa $-20\text{ppm}/^\circ\text{C}$ fino a $-30\text{ppm}/^\circ\text{C}$).

Temperature	Resonant Frequency
70°C	19165 Hz
50°C	19171 Hz
30°C	19184 Hz
10°C	19196 Hz

Tabella 5.1 *Variazione in temperatura della f_0 del magnetometro Lorentz multiloop torsionale.*

Temperature	Resonant Frequency
70°C	19158 Hz
50°C	19168 Hz
30°C	19179 Hz
10°C	19189 Hz

Tabella 5.2 *Variazione in temperatura della f_0 del risonatore di Tang incluso nel modulo MEMS triassiale*

Infatti, nel caso del magnetometro XY si riscontra una variazione della f_0 di circa $-31\text{ppm}/^\circ\text{C}$, confrontabile con quella del risonatore pari a $-26\text{ppm}/^\circ\text{C}$.

Tuttavia la situazione cambia radicalmente effettuando la stessa misura per il magnetometro Z, dispositivo per il quale si erano notati i drift dell'offset più

significativi. Infatti, analizzando i dati riportati nella tabella 5.3, si nota una variazione della f_0 di $-460\text{ppm}/^\circ\text{C}$, un ordine di grandezza superiore rispetto a quella degli altri due device. Nel prossimo paragrafo verrà formulata un'ipotesi per giustificare tale comportamento in modo da avere le basi per attenuare il più possibile tale effetto in un successivo redesign.

Temperature	Resonant Frequency
70°C	20548 Hz
50°C	20740 Hz
30°C	20899 Hz
10°C	21100 Hz

Tabella 5.3 *Variazione in temperatura della f_0 del magnetometro Lorentz multiloop sensibile ai campi lungo l'asse Z*

5.1.2 Effetti dello stress assiale sull'andamento della f_0 in temperatura

Nel paragrafo precedente si sono notate le differenze nel comportamento in temperatura delle frequenza di risonanza in magnetometri XY e Z. La differenza principale tra i due dispositivi è la presenza, nei secondi, di *clamped-clamped beams* ovvero di molle ancorate ai due estremi. Come descritto in letteratura [37], la frequenza di risonanza di una molla di questo tipo è data dalla seguente espressione:

$$f_{\text{CC}} = \frac{\beta^2 W}{4\sqrt{3}\pi L^2} \cdot \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (5.1)$$

dove W e L sono rispettivamente la larghezza e la lunghezza della molla, E è il modulo di Young del materiale, ρ la densità e β è la costante modale. Per un clamped-clamped beam, la costante modale del primo modo (in caso di assenza di stress assiale) è pari a $\beta_{\text{CC}} = 4.73$. A partire dalla 5.1, conoscendo le dipendenze dalla temperatura dei parametri presenti nell'equazione, è possibile ricavare un'espressione del coefficiente di temperatura per una molla di questo tipo, ovvero:

$$TCf = \frac{1}{f_{\text{ref}}} \cdot \frac{\delta f}{\delta T} = \frac{2}{\beta_{\text{CC}}} \cdot \frac{\delta \beta}{\delta \sigma} \cdot \frac{\delta \sigma}{\delta T} + \frac{TCE}{2} + \frac{\alpha}{2} \quad (5.2)$$

Dove TCE è il coefficiente di temperatura del modulo di Young, α il coefficiente di espansione termica e σ lo stress assiale presente nel risonatore. Gli ultimi due contributi tengono conto del "softening" delle molle dovuto alla dipendenza della temperatura del modulo di Young e del cambio delle dimensioni del risonatore a causa dell'espansione termica. Il contributo di questi termini, come già visto, fornisce valori del coefficiente di temperatura compatibili con quelli trovati per i magnetometri XY e per il risonatore. Si è fatta quindi l'ipotesi che nei magnetometri Z la causa di un TCf così elevato sia la dipendenza della costante modale β dallo stress assiale, la cui influenza sulla frequenza di risonanza è rappresentata in figura 5.2 [38].

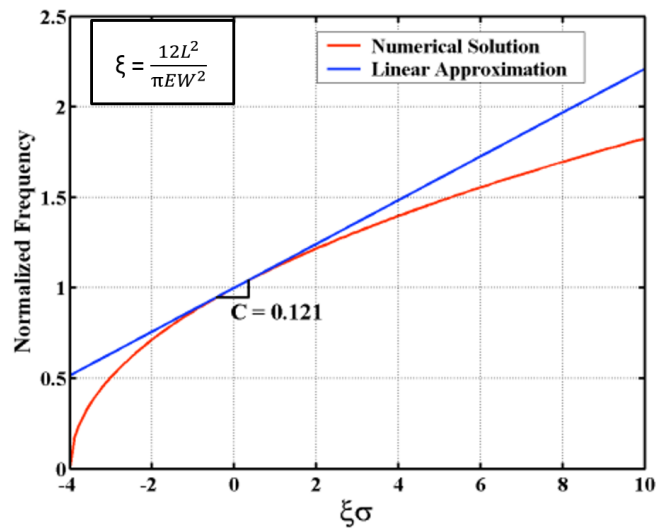


Figura 5.1 Dipendenza della frequenza normalizzata dallo stress assiale in un risonatore clamped-clamped, senza includere gli effetti di "softening" del materiale.

5.1.3 Identificazione della sorgente di stress assiale

Le molle presenti nel magnetometro Z sono state create con la struttura innovativa presentata nel paragrafo 1.4.1: si tratta quindi di risonatori clamped-clamped in polisilicio sui quali è deposta una pista di alluminio. Lo stress assiale può essere dovuto quindi al mismatch tra i coefficienti di espansione termica tra la pista di alluminio e la molla in polisilicio:

$$\Delta\alpha = \alpha_{Al} - \alpha_{Poly} \quad (5.3)$$

dove $\alpha_{Al} = 23.1 \cdot 10^{-6} K^{-1}$ e $\alpha_{poly} = 2.6 \cdot 10^{-6} K^{-1}$.

All'aumentare della temperatura l'alluminio tende quindi ad espandersi più del polisilicio, creando uno stress tensile nella parte superficiale del beam e, di conseguenza, uno stress compressivo nel resto della molla. Questo sforzo dovuto alla variazione di temperatura *in-operation* del sensore, va ad aggiungersi ad un preesistente stress residuo di processo, generato dal raffreddamento successivo alla deposizione delle piste di alluminio ad alta temperatura (tenendo conto della detta differenza nel coefficiente di espansione termica). Il risultato finale è una variazione dello stress assiale totale e quindi della frequenza di risonanza. Nei magnetometri XY invece, lo stress assiale introdotto dalle piste non ha una componente fuori piano che può influenzare il moto del dispositivo torsionale e quindi non influisce sul drift termico della f_0 .

Il sistema formato dal beam e dalla pista di alluminio non è di facile trattazione analitica e quindi, nei paragrafi successivi, verranno effettuate simulazioni agli elementi finiti tramite *Comsol Multiphysics* al fine di individuare design alternativi delle molle clamped-clamped atti a minimizzare il contributo dello stress assiale.

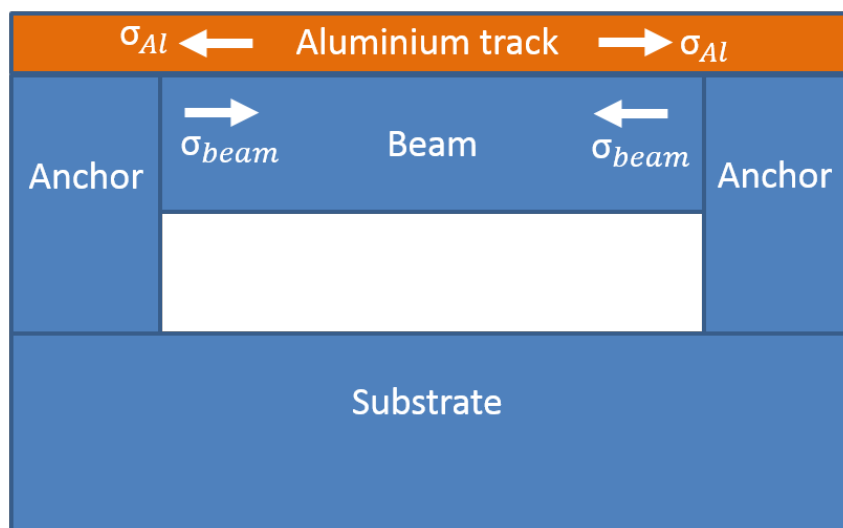


Figura 5.2 Schematizzazione di una molla del magnetometro Z e degli stress generati dal mismatch dei coefficienti di espansione termica.

5.2 Redesign del sensore

5.2.1 Modello usato per le simulazioni

Il modello utilizzato per le simulazioni svolte in questo capitolo è mostrato in figura 5.3. Si tratta di un singolo clamped-clamped beam, fissato agli estremi da ancoraggi connessi ad un substrato in polisilicio tramite uno strato di ossido. Le dimensioni usate per riprodurre al meglio la situazione reale del dispositivo sono riportate in tabella 5.4. Per le simulazioni agli elementi finiti si è usata una *prestressed analysis*: in questo modo, per ogni valore della temperatura, il software simula l'espansione termica calcolando lo stress stazionario e successivamente in questa condizione calcola la frequenza di risonanza del beam. Il modello restituisce variazioni della f_0 sovrastimate, ma comunque indicative in fase di progetto: la presenza di 20 molle nel dispositivo reale, e in generale di una struttura più complessa, mitiga infatti gli effetti dello stress termico.

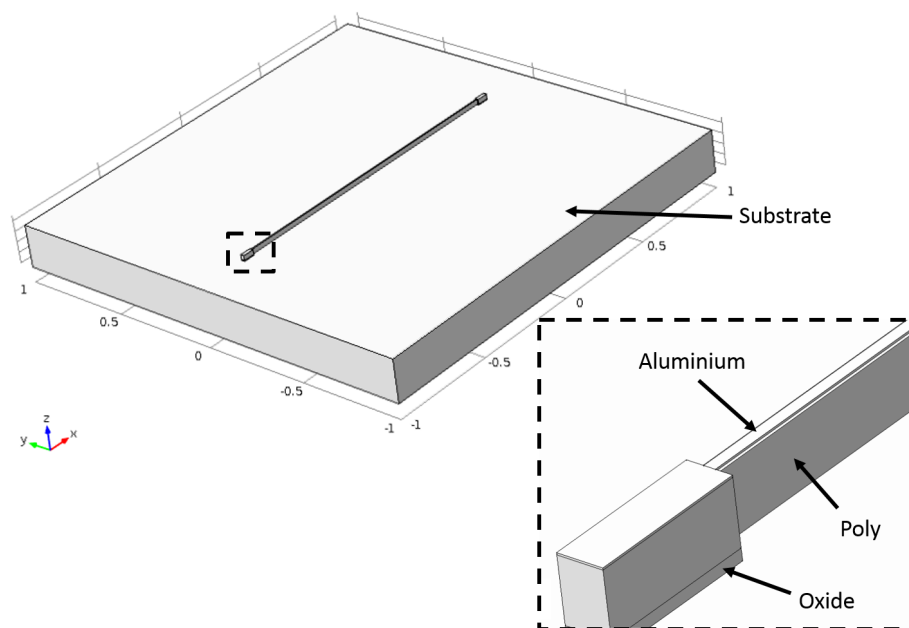


Figura 5.3 Modello di un clamped-clamped beam ancorato al substrato, usato per le simulazioni Comsol presentate in questo capitolo.

Parametro	Simbolo	Valore
Lunghezza beam	L_{beam}	$1400\mu\text{m}$
Larghezza molla	W_{beam}	$6\mu\text{m}$
Larghezza pista Al	W_{Al}	$4\mu\text{m}$
Lato substrato	L_{sub}	2mm
Lunghezza ancoraggio	L_{anc}	$55\mu\text{m}$
Larghezza ancoraggio	W_{Al}	$16\mu\text{m}$
Spessore beam	t_{beam}	$22\mu\text{m}$
Spessore alluminio	t_{Al}	$0.7\mu\text{m}$
Spessore ossido	t_{ox}	$2.6\mu\text{m}$
Spessore substrato	t_{sub}	$200\mu\text{m}$

Tabella 5.4 Principali dimensioni del modello del clamped-clamped beam usato per le simulazioni agli elementi finiti

5.2.2 Design degli stress reliefs

Allo scopo di attenuare le problematiche relative agli sforzi assiali, sono state simulate varie tipologie di *stress reliefs*, scegliendo di implementare in un seguente redesign del sensore quella risultata più efficace.

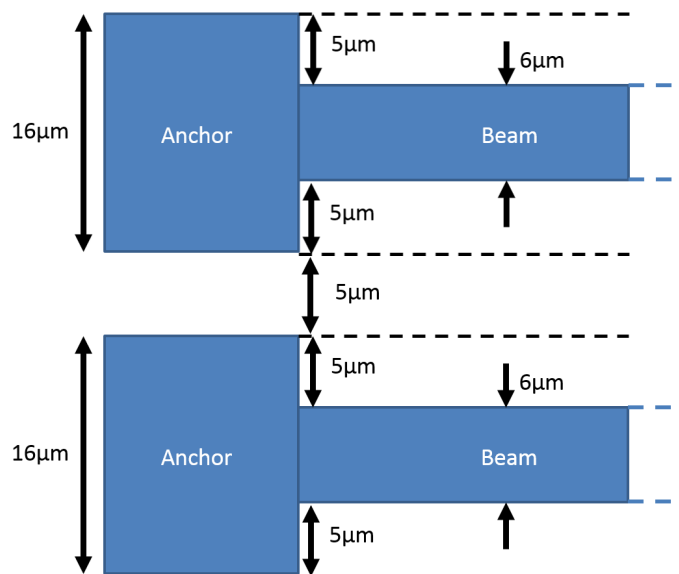


Figura 5.4 Vincoli dimensionali per il design degli stress relief.

Nel progetto delle strutture si sono tenuti inoltre in considerazione i seguenti punti:

- la realizzazione degli stress reliefs non deve compromettere il corretto funzionamento del dispositivo;
- le strutture implementate devono permettere il passaggio di una pista di metal il più larga possibile, per mantenere bassa la resistenza dei percorsi in alluminio;
- allo scopo di mantenere la stessa distanza tra le molle e di non modificare le dimensioni degli ancoraggi, le strutture devono essere progettate con dimensioni tali da rientrare nell'area evidenziata in figura 5.4.

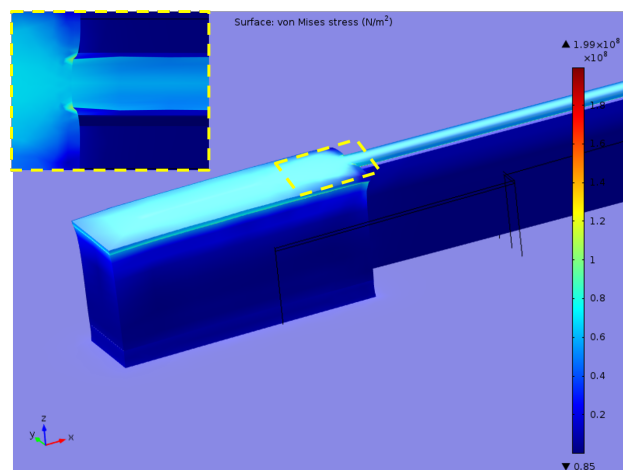


Figura 5.5 Simulazione Comsol dell'andamento dello stress di Von Mises nel beam ad una temperatura di $330K$.

Al fine di mostrare la distribuzione dello stress e i suoi effetti nel design originale della molla, si riporta il risultato di una simulazione ad una temperatura di $T_1 = 330K$. In figura 5.5 (e in tutte le simulazioni successive), sono mostrati l'andamento del *Von Mises stress* e le deformazioni causate da esso, con un fattore di scala pari a 500 per essere rese apprezzabili. Come evidente in figura 5.5 e come descritto in [5], le condizioni peggiori in termini di concentrazione di stress in un risonatore clamped-clamped si riscontrano agli angoli formati dal beam con gli ancoraggi fissi. Nei processi MEMS, lo step di etching tende a far sorgere naturalmente angoli arrotondati, alleviando questo problema: in strutture criticamente stressate, si può pensare di accentuare volontariamente questi *fillets* in fase di design, come mostrato in figura 5.6.

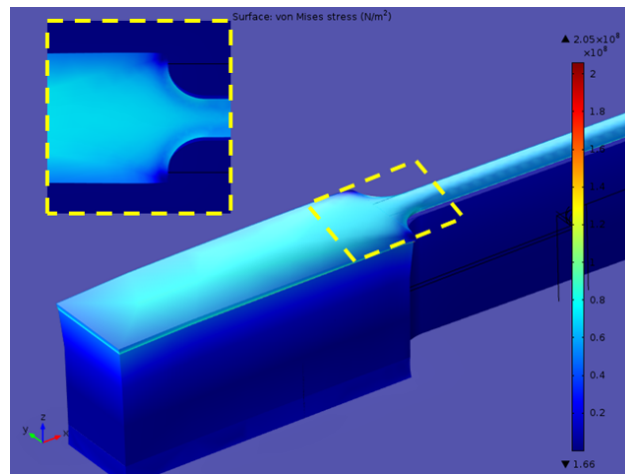


Figura 5.6 Simulazione Comsol dell'andamento dello stress di Von Mises ad una temperatura di 330K nella struttura con fillets.

Lo stress risulta evidentemente meglio distribuito, ma i risultati in termini di drift della frequenza di risonanza presentano miglioramenti minimi. L'approccio adottato tende infatti ad agire esclusivamente sui punti a maggior concentrazione di stress. Per migliorare ulteriormente l'effetto, si può pensare invece di progettare strutture capaci di assorbire lo sforzo assiale dell'intero beam. Una prima soluzione di questo tipo, chiamata *stress relief by forking* [5], è mostrata in figura 5.7. Si può notare come il beam ai suoi estremi presenti due diramazioni: le piste di metal in questa zona risultano più strette, ma questo è compensato dalla presenza di due percorsi resistivi in parallelo.

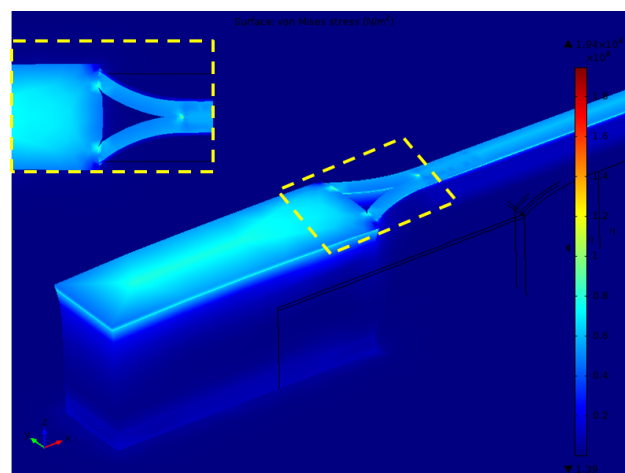


Figura 5.7 Simulazione Comsol dell'andamento dello stress di Von Mises ad una temperatura di 330K nella struttura con forking.

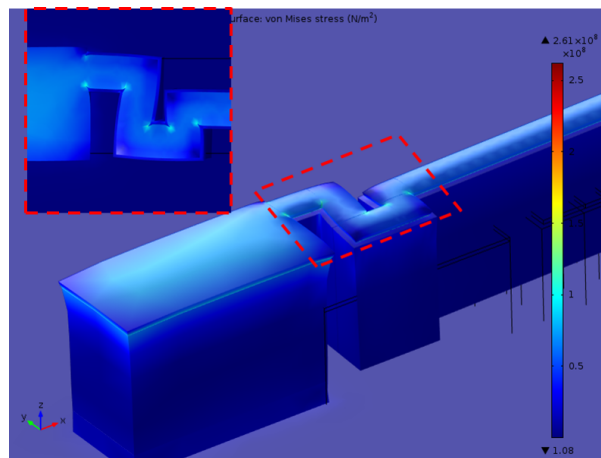


Figura 5.8 Simulazione Comsol dell'andamento dello stress di Von Mises ad una temperatura di 330K nella struttura con serpentina.

Come secondo approccio, la molla è stata ripiegata a "serpentina" nelle vicinanze degli ancoraggi, ottenendo gli effetti presentati in figura 5.8. Il tratto in alluminio risulta in questo caso leggermente più resistivo, essendo aumentata la lunghezza della pista deposta sulla molla.

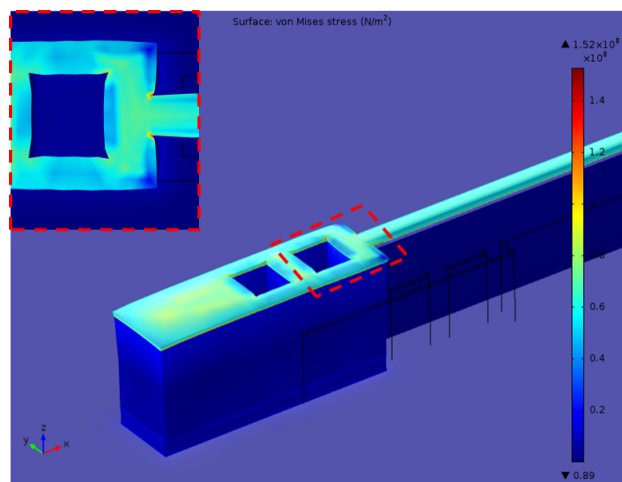


Figura 5.9 Simulazione Comsol dell'andamento dello stress di Von Mises ad una temperatura di 330K nella struttura con fori negli ancoraggi.

Da ultimo, si è pensato di realizzare dei fori negli ancoraggi, come mostrato in figura 5.9. Gli effetti di tali buchi risultano tanto migliori quanto più essi si avvicinano all'estremo del beam: sarà quindi presente un trade off tra l'efficacia dello stress relief e larghezza della pista di metal in quel punto. Questa soluzione, essendo

localizzata nell'ancoraggio e non nel beam stesso, presenta inoltre il vantaggio di poter essere abbinata ad una delle strutture viste in precedenza.

In tabella 5.5 sono riportati, per le strutture simulate, i risultati in termini di drift relativo della frequenza di risonanza per una variazione di temperatura $\Delta T = T_{\text{ref}} - T_1$, dove $T_{\text{ref}} = 293.15K$ e $T_1 = 330K$.

Stress relief	$\frac{\Delta f}{f_0} _{\Delta T}$
No relief	6.58%
Fillets	6.45%
Forking	6.1%
Holed anchor	6%
Serpentine	5%
Serpentine + holed anchor	4.5%

Tabella 5.5 Risultati delle simulazioni Comsol in termini di variazione relativa percentuale della frequenza di risonanza per un $\Delta T = T_{\text{ref}} - T_1$

La soluzione migliore risulta essere quella mostrata in figura 5.10, che combina la serpentina con i fori negli ancoraggi, tenuti ad una distanza di $5\mu m$ dall'estremità del beam per permettere il passaggio di una linea di metal sufficientemente larga.

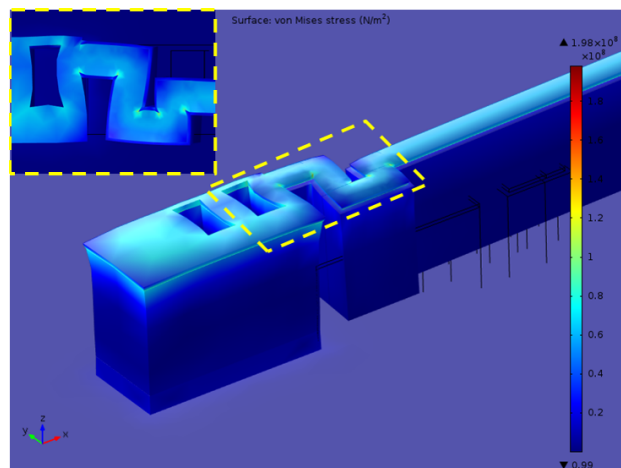


Figura 5.10 Simulazione Comsol dell'andamento dello stress di Von Mises ad una temperatura di $330K$ della struttura finale scelta.

5.2.3 Redesign dei link in polisilicio

La struttura a serpentina scelta per la realizzazione degli stress relief comporta un leggero aumento della resistenza delle piste di alluminio depositate sulle molle.

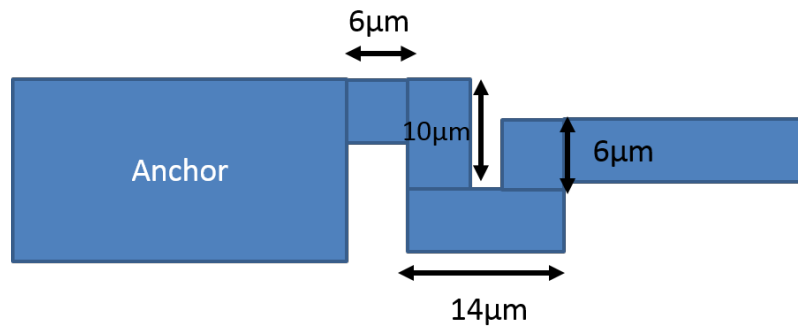


Figura 5.11 Rappresentazione dello stress relief con serpentina, con relative dimensioni.

Infatti ricordando che la resistenza di quadro dell'alluminio è di $0.09 \frac{\Omega}{\square}$ e riferendosi alle dimensioni dello stress relief riportate in figura 5.11, si può calcolare la resistenza introdotta da una singola serpentina:

$$R_{\text{serpentine}} = R_{\square, \text{Al}} \cdot \frac{L_{\text{serpentine}}}{W_{\text{Al}}} = 0.8 \Omega \quad (5.4)$$

Poichè la resistenza del percorso di alluminio lungo metà molla (senza stress relief) è di circa 16Ω , implementando la soluzione proposta si ha un lieve peggioramento per quanto riguarda le correnti di perdita nei link, con una diminuzione del fattore N_{eq} introdotto in 1.4.1.

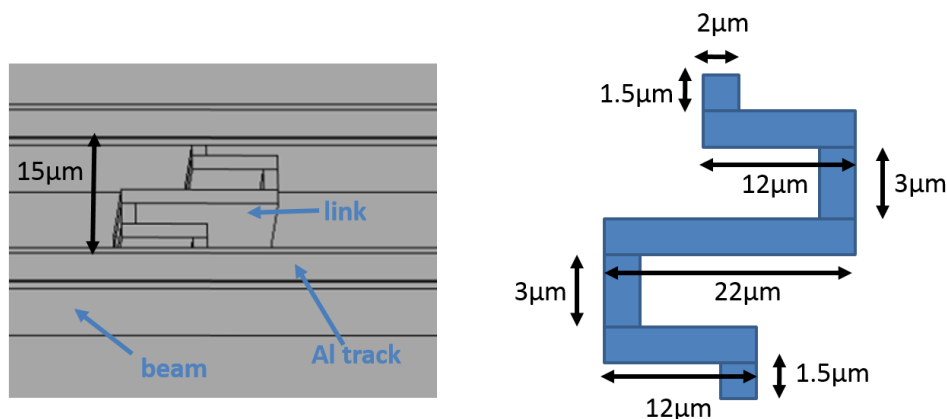


Figura 5.12 Rappresentazione dei link a serpentina in polisilicio, con relative dimensioni.

Per compensare questo leggero aumento di resistenza, ma soprattutto per abbassare in generale l'ammontare di queste correnti di perdita, è possibile realizzare i link con un'analogia forma a serpentina, ma con una funzione del tutto differente: questa volta la struttura, rappresentata in figura 5.12, ha lo scopo di rendere il tratto in polisilicio più lungo e di conseguenza più resistivo. Per stimare i vantaggi ottenibili si può calcolare il valore di resistenza dei link realizzati in modo standard e con la tecnica a serpentina, ricordando che $R_{\square, \text{poly}} = 20.45 \frac{\Omega}{\square}$:

$$R_{\text{link}} = R_{\square, \text{poly}} \cdot \frac{L_{\text{link}}}{W_{\text{link}}} = 153\Omega \quad (5.5)$$

$$R_{\text{link, serpentine}} = R_{\square, \text{poly}} \cdot \frac{L_{\text{serpentine}}}{W_{\text{link}}} = 562\Omega \quad (5.6)$$

Si può notare come l'incremento della resistenza dei collegamenti tra le molle sia molto maggiore rispetto alla resistenza aggiuntiva introdotta dagli stress relief: si riscontrerà quindi un aumento del fattore N_{eq} , con conseguente miglioramento delle prestazioni del sensore sia in termini di sensitività che di risoluzione.

Le soluzioni descritte in questo capitolo saranno implementate e testate in futuri run di fabbricazione dei magnetometri.

Conclusioni

Nel corso di questo lavoro di tesi si è progettata l'elettronica di pilotaggio e lettura per effettuare per la prima volta il testing *in operation* dei magnetometri Lorentz triassiali precedentemente progettati. Si è adottata la tecnica del driving *off-resonance*, recuperando la perdita in termini di sensitività tramite il ricircolo della corrente nelle multiple spire dei device e con la possibilità di utilizzare l'*on-off current switching*.

La realizzazione della board, insieme all'implementazione di un software *Labview* di generazione ed acquisizione di campi arbitrari, ha permesso di sottoporre il dispositivo ad una sfera di campo magnetico, ottenendo una risposta lineare sostanzialmente per qualsiasi entità del raggio, confermando il FSR praticamente illimitato (relativamente alle applicazioni consumer) dei magnetometri Lorentz.

La creazione di un modello *Simulink* del magnetometro Lorentz e dei vari contributi all'offset in uscita in esso presenti (meccanico, elettrico e di accoppiamento capacitivo), ha permesso lo sviluppo di tecniche atte a compensare questa tensione in uscita per campo nullo. Grazie a queste tecniche si è riuscito ad attenuare l'offset in uscita di un circa un ordine di grandezza, svolgendo inoltre un'analisi comparativa al fine di evidenziare vantaggi e svantaggi di ciascuna tipologia di compensazione.

Grazie alle misure di rumore effettuate si sono messi in evidenza i problemi di drift dell'offset presenti nei magnetometri Z multiloop: con delle misure in camera climatica ed uno studio delle criticità in termini di stress termico nella soluzione *metal on trench* si è creato un modello attendibile del fenomeno.

Si è proposto infine un redesign del circuito, volto ad introdurre particolari geometrie dei risonatori clamped-clamped al fine di attenuare il fenomeno del drift dell'offset. Inoltre, sono stati introdotti collegamenti "a serpentina" tra le molle, allo scopo di aumentare la resistenza di questi percorsi e diminuire le correnti di perdita del dispositivo, aumentando il fattore N_{eq} di guadagno in sensitività della geometria multiloop.

Si prevede quindi che il prossimo run di fabbricazione dei dispositivi fornirà sensori

competitivi con quelli presenti sul mercato al giorno d'oggi, rendendo possibile la realizzazione di IMU a 9 o 10 assi su singolo chip.

Bibliografia

- [1] E. Mounier and L. Robin. Status of the MEMS Industry. Technical report, Yole Developpement, 2013.
- [2] Behraad Bahreyni and C. Shafai. A resonant micromachined magnetic field sensor. *Sensors Journal, IEEE*, 2007.
- [3] Mo Li, V.T. Rouf, M.J. Thompson, and D.A. Horsley. Three-axis lorentz-force magnetic sensor for electronic compass applications. *Microelectromechanical Systems, Journal of*, 2012.
- [4] G. Langfelder, C. Buffa, A. Frangi, A. Tocchio, E. Lasalandra, and A. Longoni. Z -axis magnetometers for mems inertial measurement units using an industrial process. *Industrial Electronics, IEEE Transactions on*, 2013.
- [5] V. Kempe. *Inertial MEMS Principle and Practice*. Cambridge University Press, 2011.
- [6] D. Laudi. Tecniche di sensing capacitivo in magnetometri mems a forza di lorentz operanti alla frequenza di risonanza, 2013.
- [7] G. Langfelder and A. Tocchio. Operation of lorentz-force mems magnetometers with a frequency offset between driving current and mechanical resonance. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 2013.
- [8] J. Kyynaraine, J. Saarilahti, H. Kattelus, A. Karkkainen, T. Meinander, A. Oja, P. Pekko, H. Seppa, M. Suhonen, H. Kuisma, S. Ruotsalainen, and M. Tilli. A 3d micromechanical compass. *Sensors and Actuators A: Physical*, 2008.
- [9] A. Frangi, B. De Masi, B. Langfelder, and D. Paci. Optimization of lorentz force mems magnetometers using rarefied-gas-theory. *IEEE*, 2013.

-
- [10] G. Laghi, S. Dellea, A. Longoni, P. Minotti, A. Tocchio, S. Zerbini, and G. Langfelder. Torsional mems magnetometer operated off-resonance for in-plane magnetic field detection. *Sensors and Actuators*, 2015.
- [11] W. C. Tang, T.H. Nguyen, and R.T. Howe. Laterally driven polysilicon resonant microstructures. *IEEE*, 1989.
- [12] W. C. Tang, T.H. Nguyen, M.W. Judy, and R.T. Howe. Electrostatic-comb drive of lateral polysilicon resonators. *Sensors and Actuators*, 1990.
- [13] J. Lenz and Alan S. Edelstein. Magnetic sensors and their applications. *Sensors Journal, IEEE*, 2006.
- [14] R.S. Popovic. *Hall effect devices*. Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 2004.
- [15] A. Platif, J. Kubik, M. Vopalensky, and P. Ripka. Precise amr magnetometer for compass. In *Sensors, 2003. Proceedings of IEEE*, 2003.
- [16] J.G. Zhu and C. Park. Magnetic tunnel junctions. *Materials Today*, 2006.
- [17] STMicroelectronics. *Digital output magnetic sensor: ultra low-power, high performance 3-axis magnetometer. LIS3MDL Datasheet*, 2013.
- [18] Freescale Semiconductor. *Xtrinsic MAG3110 Three-Axis, Digital Magnetometer. MAG3110 Datasheet*, 2013.
- [19] Asahi Kasei. *3-axis Electronic Compass. AK8975 Datasheet*, 2010.
- [20] Bosch. *BMM150 Geomagnetic Sensor Datasheet*, 2013.
- [21] G. Laghi. Ottimizzazione della geometria e delle prestazioni di magnetometri mems tramite innovative tecniche di pilotaggio della corrente, 2013.
- [22] Analog Devices. *High Performance, 145 MHz FastFET Op Amps. AD8065 Datasheet*, 2010.
- [23] Texas Instruments. *Precision, Low Power Instrumentational Amplifier. INA129 Datasheet*, 2005.
- [24] Analog Devices. *High Voltage, Latch-up Proof, 4-Channel Multiplexer ADG5404 Datasheet*, 2011.

-
- [25] C.T. Nguyen. Micromechanical resonators for oscillators and filters. In *Proceedings of the 1995 IEEE International Ultrasonics Symposium, Seattle, WA,, 1995*.
- [26] C.T. Nguyen and R.T. Howe. An integrated cmos micromechanical resonator high-q oscillator. *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, 1999.
- [27] H.G. Barrow, T.L. Naing, R.A. Schneider, T.O. Rocheleau, V. Yeh, Z. Ren, and C.T. Nguyen. A real-time 32.768-khz clock oscillator using a 0.0154-mm² micromechanical resonator frequency-setting element. *Frequency Control Symposium (FCS), IEEE International*, 2012.
- [28] A. Tocchio, A. Caspani, and G. Langfelder. Mechanical and electronic amplitude-limiting techniques in mems resonant accelerometer. *IEEE Sensors Journal, Vol. 12 No 6*, 2012.
- [29] Analog Devices. *Low Power, Wide Supply Range, Low Cost Unity-Gain Difference Amplifier*, 2011.
- [30] G. Langfelder, C. Buffa, P. Minotti, A. Longoni, A. Tocchio, and S. Zerbini. Operation of lorentz-force mems magnetometers with on-off current switching. In *Proc. ESSCIRC/ESSDERC 2014, Venezia, Italy*, 2014.
- [31] L. Molfetta. Magnetometri mems triassiali a multiple spire operati fuori risonanza e in on-off current switching, 2014.
- [32] Analog Devices. *LC2MOS Precision Mini-DIP Analog Switch ADG419 Datasheet*, 2009.
- [33] Burr-Brown. *Wide Bandwidth precision analog multiplier MPY634 Datasheet*, 2004.
- [34] S. Tumanski. *Thin Film Magnetoresistive Sensors*. Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia, 2000.
- [35] Analog Devices. *2-Terminal IC Temperature Transducer AD590 Datasheet*, 2013.
- [36] C. Buffa, A. Tocchio, and G. Langfelder. A versatile instrument for the characterization of capacitive micro- and nanoelectromechanical systems. *IEEE transaction on instrumentation and measurement, VOL.61, NO. 7*, 2012.

-
- [37] D.J. Gorman. *Free vibration analysis of beams and shafts*. 1975.
- [38] R. Melamud, M. Hopcroft, C. Jha, B. Kim, S. Chandorkar, R. Candler, and T. W. Kenny. Effects of stress on the temperature coefficient of frequency in double clamped resonators. In *Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems*, 2005.