

POLITECNICO DI MILANO

---

V Facoltà di Ingegneria  
Corso di Laurea Specialistica in Ingegneria Elettronica  
Dipartimento di Elettronica e Informazione



*Vibrometro laser*  
*retroazionato in digitale*

Relatore:  
Chiar.mo Prof.  
Michele Norgia

Presentata da:  
Dario Melchionni  
Matr. N° 750430

Correlatore:  
Ing. Alessandro Magnani

Anno Accademico 2011-2012



Al mio Babbo.





# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>11</b>
<b>1 Interferometria</b>	<b>13</b>
1.1 Principi di interferometria . . . . .	13
1.2 Prestazioni per la vibrometria . . . . .	23
1.3 Speckle–Pattern . . . . .	28
1.4 Richiami sui laser a semiconduttore . . . . .	33
<b>2 Tecnica interferometrica a retroiniezione</b>	<b>39</b>
2.1 Teoria del self-mixing . . . . .	39
2.2 Sorgenti laser impiegate e sicurezza . . . . .	48
<b>3 Vibrometro: struttura complessiva</b>	<b>53</b>
3.1 Premessa . . . . .	53
3.2 Progetto del vibrometro . . . . .	61
3.2.1 Variazione della potenza del laser in funzione della corrente. Sviluppo del ramo di sottrazione. . . . .	61
3.2.2 Disturbi. . . . .	65
3.2.3 Stabilità. . . . .	67
3.2.4 Compensazione della caratteristica $\chi$ . . . . .	74
<b>4 Circuito analogico</b>	<b>77</b>
4.1 Circuito analogico di partenza. . . . .	77
4.1.1 Alimentatore laser. . . . .	77

4.1.2	Amplificatore a transimpedenza e condizionamento analogico. . . . .	81
4.2	Adattamento del circuito, progetto del PCB e modifiche circuitali per l'implementazione dell'anello di reotrazione. . . .	86
<b>5</b>	<b>Elaborazione digitale</b>	<b>91</b>
5.1	Introduzione all'analisi del segnale . . . . .	91
5.2	Studio e sviluppo degli algoritmi . . . . .	92
5.2.1	Filtraggio digitale . . . . .	92
5.2.2	Algoritmo di unwrap . . . . .	94
5.3	Programmazione . . . . .	100
5.4	Scelta del processore . . . . .	104
<b>6</b>	<b>Prove sperimentali e misure</b>	<b>107</b>
6.1	Premessa . . . . .	107
6.2	Prove relative al corretto funzionamento dell'aggancio di frangia	108
6.3	Sensibilità dello strumento . . . . .	112
6.4	Caratterizzazione del trasferimento $\chi$ . . . . .	114
6.5	Velocità massima . . . . .	116
	<b>Conclusioni</b>	<b>117</b>
	<b>Ringraziamenti</b>	<b>119</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>121</b>
	<b>Appendice</b>	<b>123</b>

# Elenco delle figure

1.1	Configurazione interferometrica di Michelson. . . . .	14
1.2	Andamento del segnale fotogenerato in funzione di $V$ . . . . .	15
1.3	Andamento del segnale fotogenerato in funzione di $V$ . . . . .	17
1.4	Andamento del segnale fotogenerato in funzione di $V$ . . . . .	17
1.5	Configurazione a <i>Doppio Fascio</i> . . . . .	18
1.6	Problema di ambiguità risolto. . . . .	19
1.7	Configurazione interferometro a <i>due frequenze</i> . . . . .	20
1.8	Elettronica di elaborazione. . . . .	21
1.9	Interferometro di Michelson con retroazione di compensazione. . . . .	22
1.10	Diagramma di “ <i>Wege</i> l”. . . . .	23
1.11	Andamento del rumore di fase equivalente in funzione della banda filtrante e della potenza ottica. . . . .	25
1.12	In a) è rappresentata qualitativamente la frammentazione della fase dell’onda nel tempo. In b) è mostrato il conseguente all’argamento di spettro. . . . .	25
1.13	Andamento della visibilità $V$ in funzione della differenza di lunghezza dei bracci. . . . .	26
1.14	Presenza di granuli di luce di un fascio diffuso. . . . .	29
1.15	Schema semplificato dell’origine degli speckle. . . . .	29
1.16	Dettaglio di uno speckle per la caratterizzazione. . . . .	31
1.17	Configurazione tipica di un sistema EPSI. . . . .	32
1.18	Schema illustrativo di un laser a Fabry-Perot. . . . .	34

1.19	In a) sono mostrati i possibili modi oscillanti in una cavità ideale e in b) lo spettro della luce con effetto filtrante da parte del materiale attivo. . . . .	35
1.20	Schema illustrativo di un laser DFB. . . . .	35
1.21	Schema illustrativo di un laser VCSEL. . . . .	36
2.1	Configurazione di self-mixing. . . . .	40
2.2	Modulazione AM ed FM del fasore originario in cavità. . . .	41
2.3	Round trip ottico rappresentato come un sistema a tre specchi.	41
2.4	Scostamento della frequenza attuale rispetto al valore imperturbato $\nu_0$ . . . . .	44
2.5	Diverse condizioni ottiche con i rispettivi segnali di self-mixing in seguito ad uno spostamento sinusoidale del bersaglio. . . .	47
2.6	Configurazione di un interferometro a retroiniezione con diodo laser. . . . .	48
2.7	Variante alla classica configurazione di self-mixing.. . . .	48
2.8	Diagramma relativo alle classi di sicurezza. . . . .	49
3.1	Andamento asimmetrico del segnale di self-mixing in funzione di uno spostamento sinusoidale del bersaglio. . . . .	54
3.2	Dipendenza lineare tra la potenza ottica e piccoli spostamenti.	55
3.3	Schema a blocchi del vibrometro ad anello chiuso. . . . .	57
3.4	Schema con suddivisione analogica / digitale. . . . .	61
3.5	Circuito opportunamente modificato. In evidenza il ramo di sottrazione. . . . .	63
3.6	Aumento della distorsione all'aumentare della sottrazione. . .	64
3.7	Induttanza per evitare giri di massa. . . . .	67
3.8	Sistema retroazionato. . . . .	68
3.9	Effetto della retroazione sul segnale interferometrico. . . . .	69
3.10	Schema a blocchi con indicate le funzioni di trasferimento. . .	69
3.11	Trasferimento $\chi(s)$ di un laser <i>HL7851G</i> . . . . .	72
3.12	Diagramma di Bode: module e fase del $G_{loop}$ . . . . .	73

3.13	Diagramma di Bode della caratteristica $\chi$ . . . . .	74
4.1	Schema elettrico e Package dell' <i>HL7851G</i> . . . . .	78
4.2	Laser e lente di collimazione. . . . .	79
4.3	Stabilizzatore di tensione a 5V. . . . .	79
4.4	Schema elettrico dell'alimentatore laser controllato in corrente.	80
4.5	Schema elettrico dell'amplificatore a transimpedenza che agisce anche da sommatore. . . . .	82
4.6	Grafico della capacità di compensazione. . . . .	82
4.7	Frangere sovrapposte . . . . .	84
4.8	Filtra passabanda attivo. . . . .	85
4.9	Circuito realizzato tramite ORCAD Capture di Cadence. . .	87
4.10	Realizzazione del PCB tramite ORCAD Layout di Cadence.	88
4.11	Scheda PCB . . . . .	89
4.12	Circuito realizzato. . . . .	90
5.1	Confronto tra elaborazione real-time e postprocessing. . . . .	93
5.2	Unwrap del segnale interferometrico. . . . .	95
5.3	Velocità del salto di frangia limitata dall'elettronica. . . . .	97
5.4	Algoritmo base per l'unwrap del segnale. . . . .	97
5.5	Unwrap del segnale interferometrico. . . . .	97
5.6	Secondo algoritmo sviluppato per l'unwrap del segnale. . . .	98
5.7	Terzo algoritmo sviluppato per l'unwrap del segnale. . . . .	99
5.8	Algoritmo scelto per eseguire l'unwrap del segnale. . . . .	99
5.9	Segnale interferometrico all'ingresso dell'ADC e segnale pro- cessato tramite l'algoritmo di Unwrap in uscita dal DAC. . .	100
5.10	Flow chart del programma. . . . .	102
5.11	Schema base di collegamento tra periferiche facenti uso del- l'interfaccia SPI. . . . .	103
5.12	In A) è schematizzata la struttura Von Neumann, mentre in B) quella Harvard. . . . .	104
5.13	Piccolo TMS320F28069 . . . . .	106

5.14	Delfino TMS320F28335 . . . . .	106
6.1	Cassa acustica utilizzata come bersaglio vibrante e ottica. . .	108
6.2	300 Hz, anello chiuso. . . . .	109
6.3	300 Hz, segnale interferometrico. . . . .	109
6.4	500 Hz, anello chiuso. . . . .	109
6.5	500 Hz, segnale interferometrico. . . . .	109
6.6	1000 Hz, anello chiuso. . . . .	109
6.7	1000 Hz, segnale interferometrico. . . . .	109
6.8	Aggancio a metà frangia a diverse frequenze . . . . .	109
6.9	200mV. . . . .	110
6.10	1.2V. . . . .	110
6.11	2.2V. . . . .	110
6.12	Aumento dell'ampiezza del segnale d'uscita all'aumentare dell'ampiezza di oscillazione . . . . .	110
6.13	Segnale interferometrico ad anello aperto e ad anello chiuso nelle medesime condizioni. . . . .	111
6.14	Rumore bianco in uscita sovrapposto al segnale relativo allo spostamento del bersaglio. . . . .	113
6.15	Andamento in frequenza del trasferimento $\chi$ . . . . .	115
6.16	Numero di frange limite agganciate a $250Hz$ . . . . .	116
6.17	Appendice A . . . . .	124
6.18	Appendice B . . . . .	125
6.19	Appendice C . . . . .	126
6.20	Appendice D . . . . .	127

# Introduzione

La continua evoluzione tecnologica di molti settori dell'industria e della ricerca scientifica ha come fulcro lo sviluppo e il perfezionamento di tecniche ingegneristiche atte a soddisfare le richieste sempre più esigenti alle varie applicazioni. Tra queste tecniche, grande importanza viene attribuita alle misure di dimensioni spaziali ad elevata precisione su distanze che spaziano dai micron ai centimetri. Alcuni esempi di applicazioni riguardano la misura delle vibrazioni di motori e di organi meccanici in movimento, la misura degli spostamenti della gabbia toracica umana per la diagnosi di malattie polmonari o, ancora, nei laboratori di ricerca, come ausilio per il corretto posizionamento delle ottiche nei banchi prova. Spesso, le misure di dinamiche spaziali devono avvenire con la condizione di non perturbare l'oggetto in questione. Questa caratteristica, detta *contact-less*, privilegia tutti quegli strumenti che fanno uso della luce per effettuare la misura stessa e, il più delle volte, sfruttano le teorie dell'interferometria ottica. L'obiettivo di questa Tesi è quello di studiare e sviluppare un interferometro laser utilizzabile come strumento di misure dimensionali e basato sulla recente tecnica interferometrica di *retroiniezione* o *self-mixing*. Il dispositivo è pensato principalmente per effettuare misure vibrometriche con risoluzione fino ai  $50nm$  e dinamiche massime fino ad alcuni centimetri. Il costo relativamente basso del dispositivo, unito alla praticità tipica della tecnica di *self-mixing* fanno sì che lo strumento studiato possa, una volta ottimizzato ed ingegnerizzato, risultare competitivo rispetto ai vibrometri attualmente presenti sul mercato.

Gli argomenti sviluppati sono organizzati in sei capitoli principali. Nel

*capitolo primo* vengono richiamate le basi teoriche sull'interferometria e discusse alcune configurazioni ottiche alternative a quella di *self-mixing* con relativi pregi e limitazioni. Vengono quindi illustrati i limiti intrinseci dell'interferometria, con particolare enfasi al fenomeno degli speckle. Viene infine data una panoramica generale delle sorgenti laser a semiconduttore.

Il *capitolo secondo* è dedicato principalmente alla trattazione teorica del principio di *self-mixing* e della retroiniezione ottica della luce in cavità laser; viene quindi analizzato il particolare segnale a frange generatosi dalla retroiniezione. L'ultima parte tratta la questione sicurezza associata alle misure ottiche con laser, specie in ambiti biomedici.

Nel *capitolo terzo* viene presentato lo strumento nel suo complesso descrivendo il sistema *mixed-signal* come l'unione di due progetti: quello analogico, riguardante l'ottica e l'elettronica analogica; e quello digitale, legato alla programmazione del *DSP* e all'elaborazione digitale dei segnali. La concatenazione dei due permette di controllare il funzionamento del laser e di ricavarne le informazioni utili.

Nel *capitolo quarto* vi è una trattazione più dettagliata della parte analogica che comprende la configurazione elettro-ottica, lo sviluppo dell'elettronica per la polarizzazione del diodo laser, i filtri per l'elaborazione del segnale generato dal fotodiodo di monitor, il layout del circuito.

Nel *capitolo quinto* si descrive l'implementazione su processore *DSP* dell'algoritmo necessario alla stabilizzazione dell'anello di controllo e alla ricostruzione del segnale di *self-mixing*. Vengono illustrati, inoltre, il tipo di processore e gli accorgimenti software attuati per garantire un'elaborazione real-time dei dati mantenendo le specifiche di sensibilità.

Nel *capitolo sesto*, infine, saranno presentate le principali prove sperimentali di sensibilità, banda, velocità massima di aggancio e caratteristica  $\partial\lambda/\partial I$ .



# Capitolo 1

## Interferometria

*In questo capitolo vengono richiamati i principi che stanno alla base delle più diffuse tecniche interferometriche in grado di effettuare misure di distanza e velocità in modo accurato. Nella prima parte verrà esposta una panoramica generale di configurazioni ottiche note evidenziandone i principali aspetti e criticità. Saranno quindi analizzati i fattori che determinano la degradazione delle qualità interferometriche della luce (con particolare attenzione al fenomeno degli speckle) e dei limiti intrinseci di misura. Infine, nell'ultima parte, verranno discusse varie sorgenti di luce coerente a semiconduttore quali i laser DFB, VCSEL e a Fabry-Perot.*

### 1.1 Principi di interferometria

L'interferometria è una tecnica che si basa sulla sovrapposizione di due o più fasci ottici, in accordo con la teoria ondulatoria della luce. Questo metodo di misura è nato nel diciassettesimo secolo ad opera di scienziati come Newton, Young e Huygens per cercare di interpretare la natura stessa della luce. Da esperimenti svolti con rudimentali strumenti di laboratorio come lenti e fenditure, sono subito emerse le grandi potenzialità offerte dall'interferometria. Tuttavia è solo dagli anni '60, grazie allo sviluppo di sorgenti ottiche coerenti, che è stato veramente possibile proseguire lo studio di varie configurazioni interferometriche. Tutte queste tecniche hanno

comunque la stessa radice in comune: sfruttare la coerenza della luce sorgente per creare un battimento ottico su un dispositivo fotosensibile. Oggi l'interferometria rappresenta uno dei più importanti metodi per effettuare misure di precisione in molti ambiti industriali e di ricerca. Le sue caratteristiche di non invasività e di contenuta divergenza del fascio permettono di realizzare accurati strumenti di misura laddove vi sono ambienti critici di lavoro e irraggiungibilità del bersaglio.

La più semplice e classica configurazione ottica prende il nome dal suo inventore, ovvero l'interferometro di Michelson mostrato in Figura 1.1

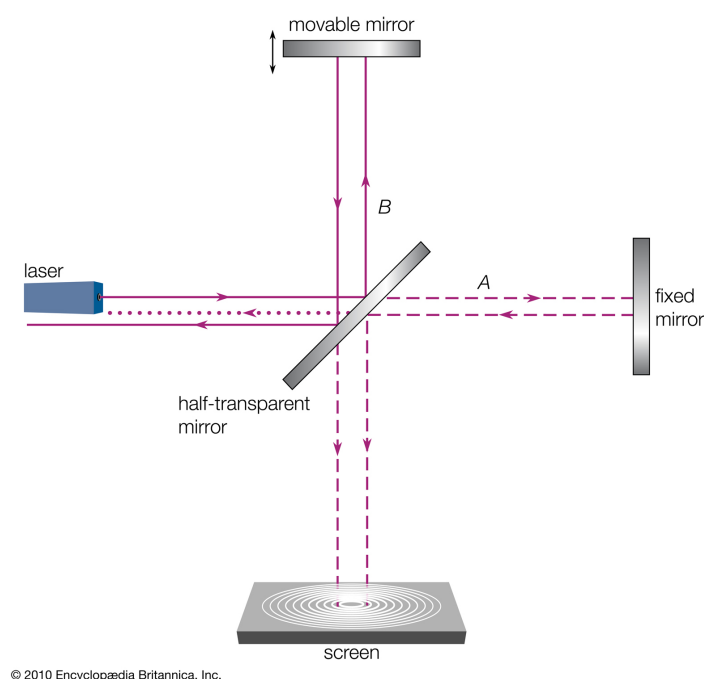


Figura 1.1: Configurazione interferometrica di Michelson.

Il principio di base consiste nel duplicare il fascio generato da una sorgente laser mediante uno specchio semiriflettente beam splitter e di creare due fasci indipendenti, quello di riferimento e quello di misura. Le variazioni della differenza di percorso tra il primo ed il secondo fascio rappresentano misura da effettuare. Successivamente, grazie agli specchi posti alle estremità dei due bracci, i due fasci vengono riflessi e congiunti nello stesso punto sullo specchio semiriflettente; un fotodiodo posto di fronte al punto di incidenza genererà una corrente proporzionale all'intensità del fascio ottico

dato dalla sovrapposizione dei due. In particolare indicando con  $E_r$  il campo elettrico relativo al cammino di riferimento e con  $E_m$  il campo elettrico di quello di misura, il segnale in uscita dal fotodiodo dipenderà dalla somma vettoriale dei due campi elettrici:

$$I_{ph} = \sigma | E_m + E_r |^2 = \sigma \{ E_m^2 + E_r^2 + 2E_m E_r \operatorname{Re}[e^{i(\phi_m - \phi_r)}] \} \quad (1.1)$$

dove i campi  $E_{m,r}$  sono stati rappresentati come vettori rotanti di ampiezza  $| E_{m,r} |$  e fase  $\phi_{m,r}$ . Dall'espressione 1.1 ne deriva una corrente fotogenerata pari a:

$$I_{ph} = I_m + I_r + 2\sqrt{I_m I_r} \cos(\phi_m - \phi_r) \quad (1.2)$$

$$V = \frac{P_{max} - P_{min}}{P_{max} + P_{min}} \quad (1.3)$$

Come si nota, mantenendo costante il termine  $\phi_r$  la corrente fotogenerata dipende della fase  $\phi_m$  ed è possibile ricavare l'informazione dello spostamento del bersaglio in base all'andamento del segnale, mostrato in Figura 1.2

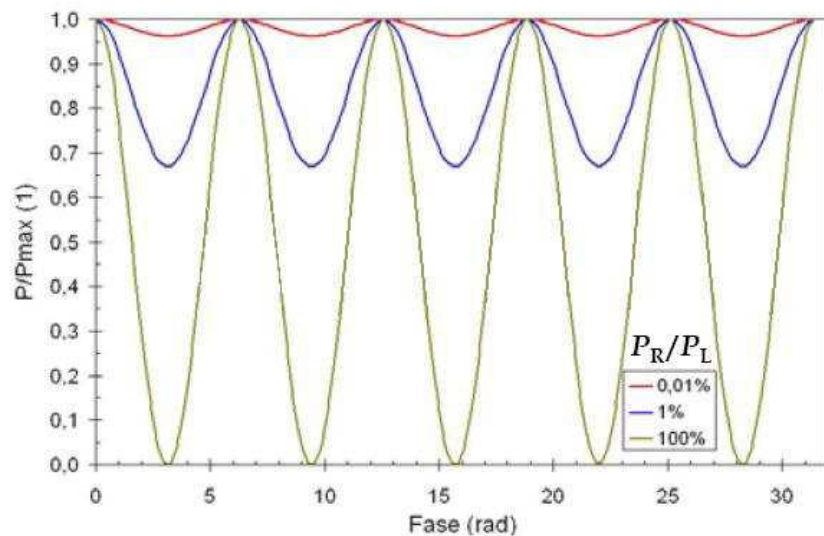


Figura 1.2: Andamento del segnale fotogenerato in funzione di  $V$ .

dove  $V$  è la visibilità delle frange, dipendente da asimmetrie delle intensità ottiche tra i due bracci mentre  $I_{max}$  e  $I_{min}$  sono i rispettivi valori massimi e minimi di intensità ottica al fotodiodo. Esplicitando l'espressione della differenza di fase totale  $\phi$  in funzione delle dimensioni geometriche dell'apparato, ne deriva:

$$\phi = \phi_m - \phi_r = 2\frac{2\pi}{\lambda}(s_m - s_r) \quad (1.4)$$

La particolarità di questo segnale è quella di essere periodico per sfasamenti totali  $\phi$  pari a  $2\pi$ , che corrispondono ad uno spostamento di  $s_m$  pari a  $\lambda/2$  (con  $\lambda$  lunghezza d'onda del laser). Facendo l'operazione di derivazione sul segnale a frange in uscita e comparandolo rispetto ad un valore riferimento è possibile aumentare la risoluzione fino a  $\lambda/4$  (rispetto ai  $\lambda/2$  senza derivazione). Questa configurazione risulta essere molto semplice e impiega un numero limitato di componenti ottici. Tuttavia vi sono tre principali svantaggi di questa tecnica; il primo consiste nella retroiniezione indesiderata di luce all'interno della cavità ottica del laser e quindi la modulazione della potenza ottica trasmessa (peraltro eliminabile mediante l'uso di *corner cube* e *cube beam splitter* al posto degli specchi, prendendo il nome di configurazione di Twyman-Green mostrata in Fig.1-3 ). Il secondo consiste nella difficoltà pratica di allineare perfettamente i due specchi rendendo quindi complesso far incidere nello stesso punto i due fasci. La terza criticità riguarda l'ambiguità del verso di spostamento in corrispondenza del massimo o minimo del segnale generato Figura 1.4.

Una variante a questa configurazione per l'eliminazione del problema di ambiguità del verso, fa uso di un secondo canale ottico detto "in quadratura" che abbia una dipendenza sinusoidale della fase totale  $\phi$  anziché cosinusoidale. Questa nuova configurazione viene detta "*interferometro a doppio fascio*" (Figura 1.5). Il fascio di luce coerente proveniente dal laser polarizzato linearmente viene trasmesso attraverso una lamina birifrangente di spessore  $\lambda/8$  (orientata a  $45^\circ$  rispetto l'asse di polarizzazione del fascio). In questo modo, impiegando un particolare cube splitter è possibile ricavare

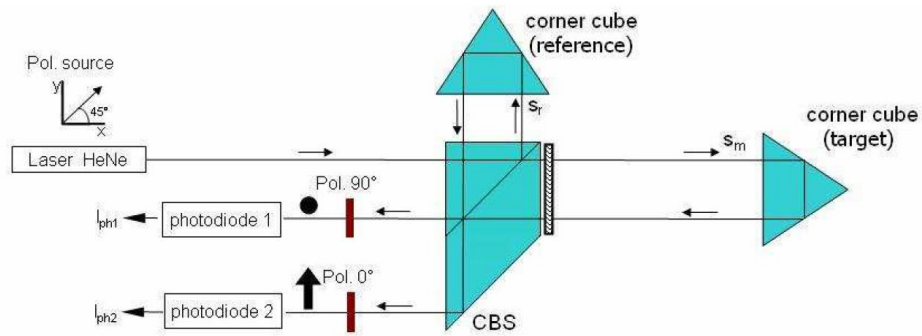


Figura 1.3: Andamento del segnale fotogenerato in funzione di  $V$ .

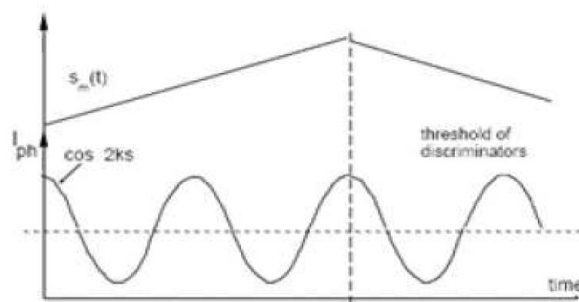


Figura 1.4: Andamento del segnale fotogenerato in funzione di  $V$ .

due fasci separati in uscita con sfasamento relativo costante pari a  $\pi/2$  utilizzando una lamina inserita sul ramo di misura. I due fasci vengono prelevati in maniera distinta mediante due polarizzatori inclinati di  $45^\circ$  rispetto l'asse ottico in modo da prelevare la componente verticale su un fotodiodo ( $0^\circ$ ) e la orizzontale sull'altro ( $90^\circ$ ).

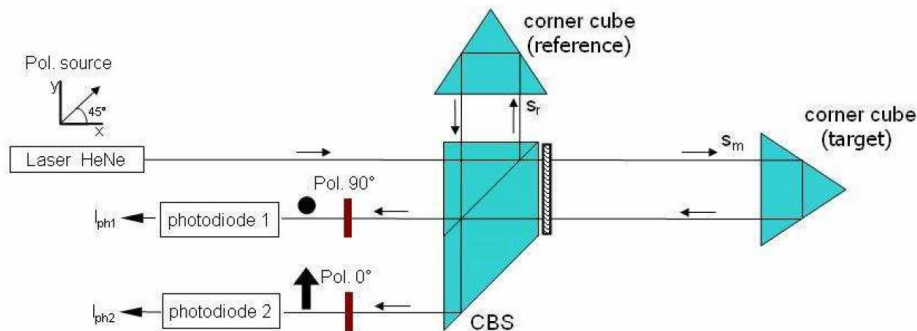


Figura 1.5: Configurazione a *Doppio Fascio*.

Indicando con  $k$  il numero d'onda in 1.4, si possono ricavare le espressioni dei due segnali fotogenerati:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (1.5)$$

$$I_{ph} = \frac{1}{4}I_m + \frac{1}{4}I_r + \frac{1}{2}\sqrt{I_m I_r} \cos[2k(s_m - s_r)] = \frac{1}{2}I_m \{1 + \cos[2k(s_m - s_r)]\} \quad (1.6)$$

$$I_{ph} = \frac{1}{4}I_m + \frac{1}{4}I_r + \frac{1}{2}\sqrt{I_m I_r} \cos[2k(s_m - s_r + \frac{\lambda}{8})] = \frac{1}{2}I_m \{1 - \sin[2k(s_m - s_r)]\} \quad (1.7)$$

Nel caso in cui lo spostamento del target sia costante ed inverta il verso proprio sul massimo o minimo della fase totale  $\phi$ , l'ambiguità risulta essere risolta mediante il confronto dei due segnali interferometrici mediante una particolare elaborazione digitale dei due segnali. In Figura 1.6 vengono mostrati gli andamenti temporali. Un'ulteriore vantaggio di questa tecnica consiste nell'aumento della risoluzione spaziale, ora pari a  $\frac{\lambda}{8}$  per via del

doppio canale ottico. Tuttavia risultano non molto elevate le prestazioni in termini di banda del segnale utile. Questa, infatti, risulta essere limitata inferiormente dall'operazione di derivata (dato che al diminuire della frequenza, risulta minore l'ampiezza del segnale derivata) e superiormente dalla limitata velocità dell'elettronica di comparazione dei due canali. Chiaramente, una limitata banda disponibile per l'elaborazione pone vincoli sulla massima velocità di spostamento  $\nu_{max}$ , calcolabile dalla relazione 1.8.

$$\nu_{max} = \frac{\lambda}{8} BW_{max} \quad (1.8)$$

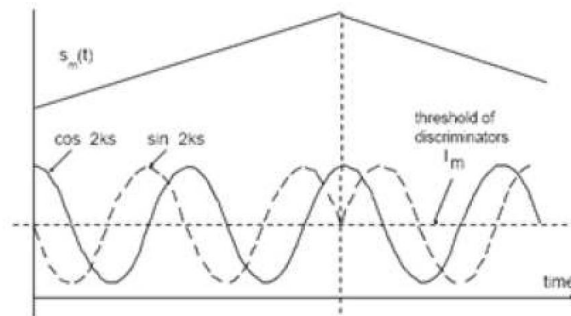


Figura 1.6: Problema di ambiguità risolto.

Per ovviare a queste problematiche si può adottare una nuova configurazione ottica, più complessa della precedente, chiamata “*interferometro a due frequenze*” come rappresentato Figura 1.7.

La sorgente ottica è costituita da un particolare laser (HeNe ad effetto Zeeman ‘splittato’) che ha la proprietà di emettere due onde ortogonali tra loro con una frequenza leggermente diversa, tipicamente di  $\Delta f = 5$  MHz; mediante un polarizzatore a  $45^\circ$  rispetto ai due assi di polarizzazione, si trasmette il fascio attraverso un beam splitter che provvede a separarlo in due direzioni diverse.

Il fascio incidente al GCBS (Glan Cube Beam Splitter) viene scomposto dalle sue due polarizzazioni originarie; la prima segue il ramo di riferimento, la seconda il ramo di misura. I due fasci si ricongiungono poi sul secondo fotodiode.

I due segnali generati dai fotodiodi, considerando il battimento pari a  $\Delta f$  tra due componenti in comune (per via di polarizzatori posti a  $45^\circ$ ), genereranno il classico segnale a frange sinusoidali ma questa volta con un offset proprio di  $\Delta f$ . In particolare il primo fotodiodo, detto di riferimento, eroga una fotocorrente sinusoidale alla frequenza fissa  $\Delta f$  mentre il secondo fotodiodo, detto di misura, una corrente sinusoidale ad una frequenza di  $\Delta f$  con un contributo aggiuntivo di segnale utile dovuto allo spostamento.

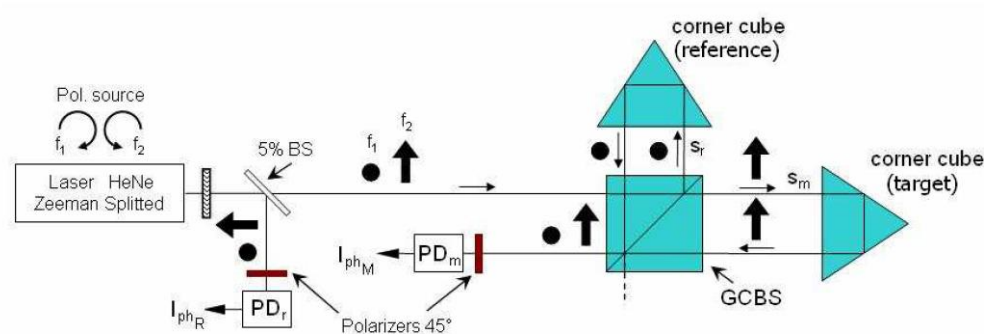


Figura 1.7: Configurazione interferometro a due frequenze.

Infine un'elettronica dedicata a valle del sistema provvede a contare le singole frange dei due segnali interferometrici e a sottrarne il risultato ottenendo così il numero di frange dovuto allo spostamento reale del target, mostrato in Figura 1.8. I vantaggi di questa configurazione rispetto a quella “a doppio fascio” consistono nel rendere nullo il limite inferiore di banda del segnale utile (che ora, grazie all'offset di  $\Delta f$ , può anche essere 0 Hz) e di incrementare l'immunità ai ambientali dato che cadono tipicamente a frequenze  $f \ll f_{\text{flaser}}$ . La risoluzione risulta essere di  $\lambda/4$ .

Le configurazioni finora discusse, sicuramente valide in senso generale, sono comunque oggetto di alcune limitazioni e a “non idealità” che ne abbattano le prestazioni negli ambienti reali di applicazione. Negli schemi precedenti ad esempio, non si è tenuto conto delle vibrazioni e derivate spaziali del ramo di riferimento o ai disturbi sul ramo di misura. Questi inevitabilmente influenzano la misura della vibrazione del bersaglio generando rumore



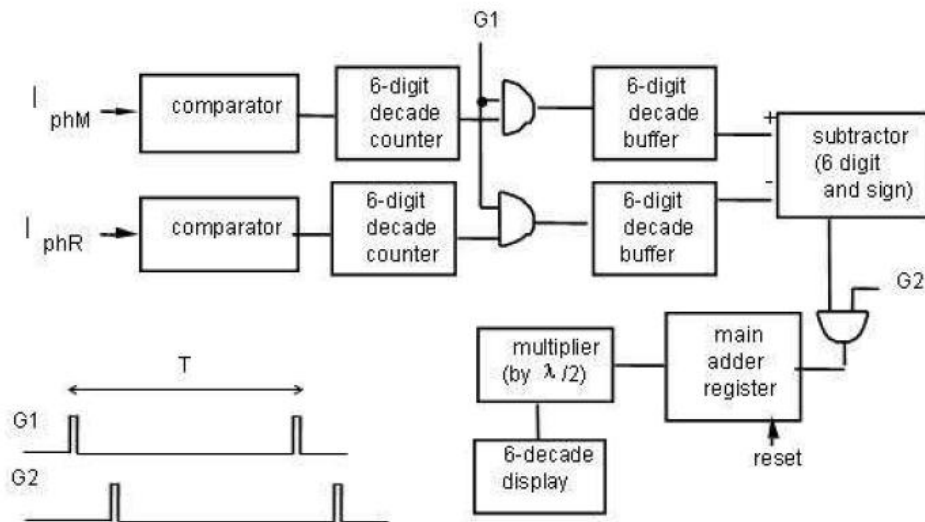


Figura 1.8: Elettronica di elaborazione.

di fondo. Un modo per eliminarli almeno in parte consiste nel modificare la classica struttura di Michelson, come riportato in Figura 1.9.

La retroazione di compensazione consente di realizzare l'inseguimento dinamico del cammino di misura da parte di quello di riferimento per via della retroazione su quest'ultimo. Il segnale dovuto alla sola vibrazione del target viene amplificato e riportato sull'attuatore piezoelettrico del ramo di riferimento; si crea così una sorta di compensazione della vibrazione “*ad aggancio di frangia*” in cui, idealmente, si opera attorno ad un punto di lavoro a potenza ottica costante sul fotodiodo. Il segnale fotogenerato pari a:

$$I_{ph} = I_0 \{1 + \cos[2k(s_m - s_r)]\} \quad (1.9)$$

viene preamplificato da uno stadio a transimpedenza fornendo il segnale in tensione  $V - ph$ . Successivamente si effettuati due filtraggi, uno di tipo low-pass ed un altro high-pass. Il segnale filtrato passa-basso sottratto ad un valore costante di riferimento  $V_{ref}$ , viene amplificato di un fattore  $A$  e applicato al cristallo piezoelettrico. Questo segnale, ad anello chiuso costituisce *il segnale errore* del loop ed idealmente (con  $G_{loop0} = \infty$ ) risulta essere nullo. Il valore di  $V_{ref}$  determina il punto di lavoro ottico del sistema;

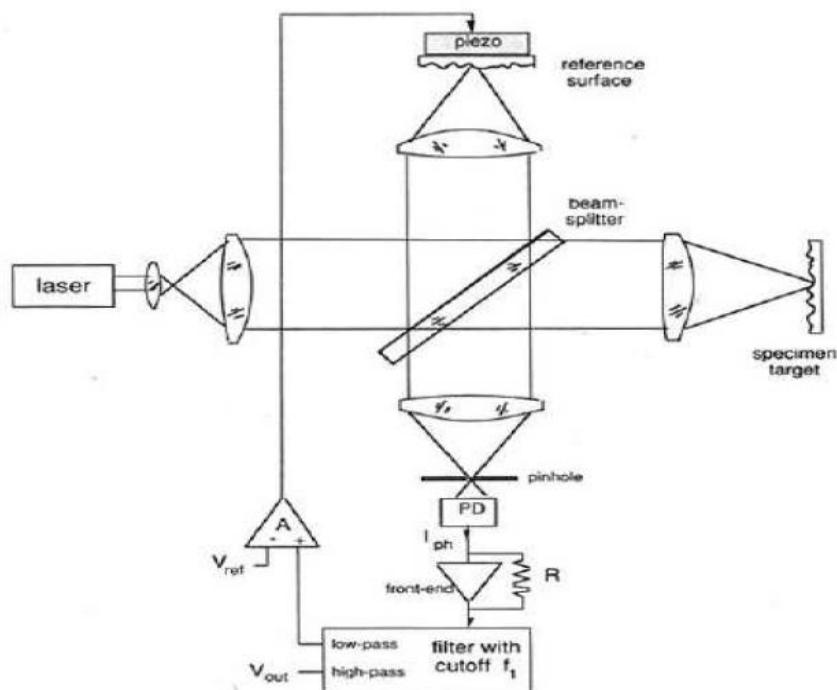


Figura 1.9: Interferometro di Michelson con retroazione di compensazione.

tipicamente conviene operare con sfasamenti  $\phi$  pari a  $\frac{\pi}{2}$  così da lavorare in zona lineare. Il valore della frequenza discriminatrice  $f_1$  invece, dipende dal contenuto spettrale dei disturbi ambientali rispetto a quello del segnale utile. Nella maggior parte dei casi il disturbo cala per frequenze prossime a  $f_{dist} \approx 100 \div 1000$  Hz; scegliere la frequenza  $f_1 \approx f_{dist}$  implica che tutte le componenti a bassa frequenza dei disturbi esterni vengano filtrate per via della retroazione e che si generi un segnale nullo in uscita. Per vibrazioni con frequenza superiore a  $f_{dist}$  è come se l'anello fosse aperto (a causa dell'effetto filtrante del passa-basso) e quindi il contributo allo sfasamento totale ottico  $\phi$  dovuto al target fa sì che si generi in uscita al filtro passa alto il classico segnale di Michelson con frange sinusoidali e rappresentato nell'Eq.1.9. Evidentemente i segnali utili con contenuto spettrale per  $f < f_1$  vengono trattati come disturbi e quindi filtrati mentre i disturbi con  $f > f_1$  vengono trasferiti in uscita pressoché intatti. La scelta di  $f_1$ , in definitiva, è da stabilire in fase sperimentale.

## 1.2 Prestazioni per la vibrometria

Indipendentemente dal tipo di configurazione ottica impiegata, ogni interferometro usato come vibrometro ha dei limiti intrinseci di spostamento misurabile del target e della frequenza di oscillazione. In Figura 1.10 viene mostrato il “*diagramma di Wegel*” che è molto utile per una prima analisi delle prestazioni di un vibrometro.

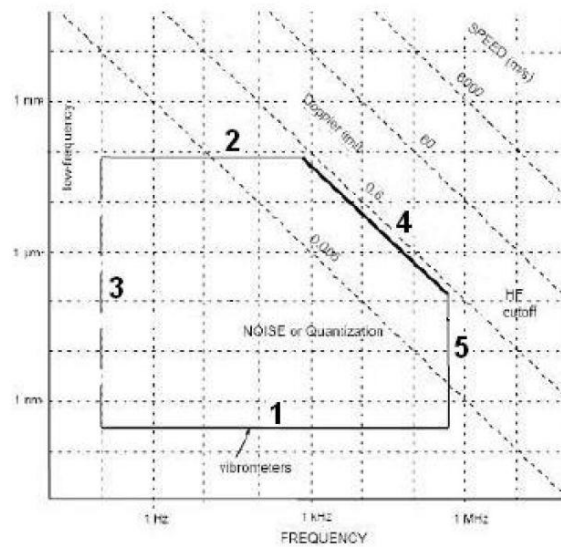


Figura 1.10: Diagramma di “*Wegel*”

Il diagramma è composto da un quadrilatero in cui ogni lato indica il particolare limite ammesso dallo strumento. Il segmento inferiore (1), mostra il minimo spostamento misurabile in base al rumore di fondo o dalla risoluzione intrinseca del vibrometro. La linea superiore (2), rappresenta invece il massimo spostamento possibile dal target affinché il sistema ottico funzioni correttamente. La linea laterale sinistra (3), indica la minima frequenza di vibrazione in accordo alla minima banda di segnale dell'elettronica di elaborazione mentre la linea destra (5), la massima. Infine il segmento obliquo (4) mostra il limite alla velocità di spostamento massima (che si mantiene costante lungo la linea) ed è funzione del prodotto tra la frequenza di oscillazione  $f_{osc}$  e la sua ampiezza  $A$ , come dimostrato nell'Eq.1.10.

$$\nu \propto f_{osc}A \quad (1.10)$$

Il limite di spostamento minimo, ipotizzando trascurabile il contributo dovuto alla limitata risoluzione, è dominato principalmente dal *rumore quantico* che si sovrappone alla corrente fotogenerata. Assumendo di lavorare a metà frangia (in cui la sensibilità è massima) e di sottoporre un piccolo spostamento al bersaglio di ampiezza molto minore di  $\lambda/2$ , la corrispettiva variazione di corrente è pari a:

$$I_{ph} = I_0 \{1 + V \cos[2k(s_m - s_r)]\} \quad (1.11)$$

dove  $V$  è la visibilità delle frange.

Considerando il rumore shot  $i_n$  associato al segnale utile, per ottenere un rapporto segnale rumore al limite unitario occorre imporre  $i_n = \Delta I_{ph}$  mettendo a sistema le equazioni:

$$\begin{cases} i_n = \sqrt{2qI_0B} \\ \Delta I_{ph} = I_0V\phi \end{cases} \quad (1.12)$$

$$\phi_{min} = \frac{i_n}{VI_0} = \frac{1}{V} \sqrt{2\frac{qB}{I_0}} \quad (1.13)$$

dove  $\phi_{min}$  è la fase equivalente minima di sfasamento per generare un segnale in corrente pari a  $i_n$ . Definendo il *Noise Equivalent Displacement* (NED) come lo spostamento equivalente minimo per avere rapporto segnale rumore unitario a valle del fotodiodo, ne deriva che:

$$NED = \frac{\phi_{min}}{kR} = \frac{\lambda}{2\pi RV} \sqrt{2\frac{qB}{I_0}} \quad (1.14)$$

Da risultati sperimentali, tuttavia, risulta che il rumore quantico è quasi sempre trascurabile; ad esempio, con un laser HeNe da 1 mW di potenza ed una banda  $B = 1$  Hz, il valore di NED associato risulta pari a circa  $1 f_m!$  Di per sé quindi il rumore quantico permette di misurare spostamenti estremamente piccoli come mostrato in Figura 1.11.

Per quanto riguarda invece il massimo spostamento misurabile, occorre tener presente che un qualunque fascio coerente generato da un laser ha una

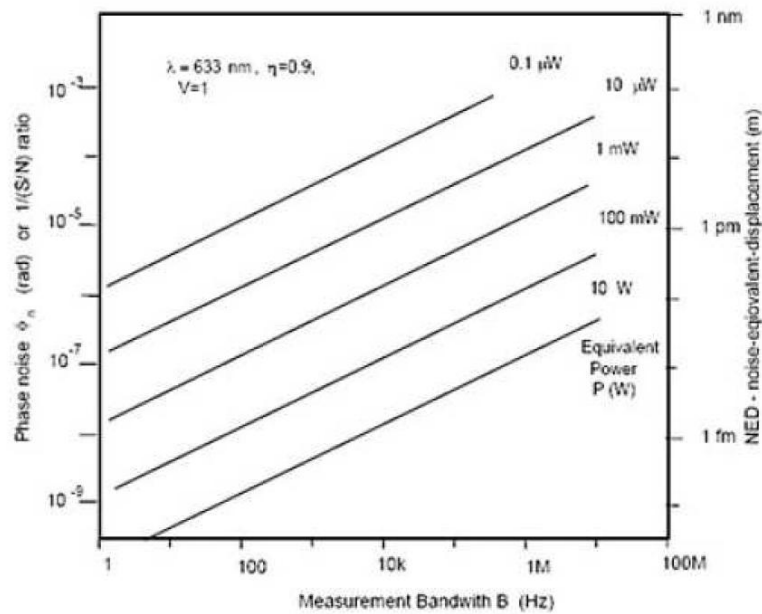


Figura 1.11: Andamento del rumore di fase equivalente in funzione della banda filtrante e della potenza ottica.

lunghezza di coerenza limitata, dopo cui la fase dell'onda assume un valore casuale rispetto al precedente.

$$L_{coh} = cT_{coh} \quad (1.15)$$

$$T_{coh} = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (1.16)$$

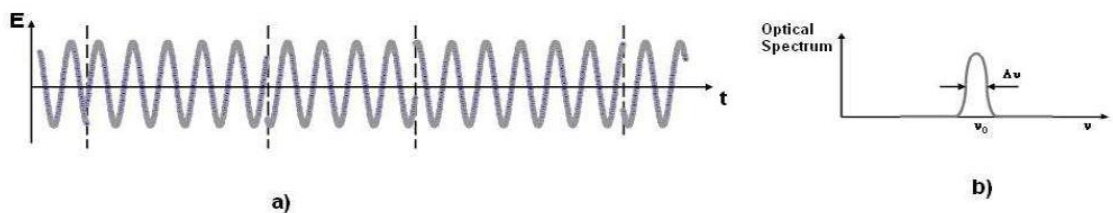


Figura 1.12: In a) è rappresentata qualitativamente la frammentazione della fase dell'onda nel tempo. In b) è mostrato il conseguente allargamento di spettro.

con  $\Delta\nu$  pari all'allargamento di riga della sorgente e  $c$ , velocità della luce. Risulta quindi che la massima differenza di lunghezza tra i due rami dell'interferometro debba essere inferiore a  $c/\Delta\nu$ . Tipicamente l'allargamento

$\Delta\nu$  di un buon laser a semiconduttore è di circa 3 MHz mentre quello di un HeNe, di 300 kHz. Ne deriva che quest'ultima tipologia di laser si presta meglio ad effettuare misure interferometriche.

L'allargamento spettrale comporta una riduzione della visibilità  $V$  delle frange d'interferenza Figura 1.13 ed equazione 1.17 e quindi ad una diminuzione del segnale utile 1.11:



Figura 1.13: Andamento della visibilità  $V$  in funzione della differenza di lunghezza dei bracci.

$$V = e^{-\left(\Delta \frac{L}{L_{coh}}\right)} \quad (1.17)$$

Allo stesso modo in cui si è calcolato il parametro  $NED_{shot}$ , anche il rumore di fase  $\Delta\nu$  contribuisce alla limitazione della sensibilità dello strumento. Considerando il fatto che la frequenza del laser varia nel tempo, si può attribuire una variazione di fase equivalente:

$$\phi = \frac{4\pi}{\lambda}(s_m - s_r) = \left(\frac{4\pi}{c}\right)(s_m - s_r)(\nu_0 + \delta\nu(t)) \quad (1.18)$$

Il rumore di fase ed il corrispettivo errore di spostamento equivalente risultano essere pari a:

$$\Delta\phi = \frac{4\pi\nu}{c}(s_m - s_r)\delta\nu = 2\pi \frac{2(s_m - s_r)\Delta\nu}{\lambda_0\nu_0} \quad (1.19)$$

$$NED_{\Delta\nu} = \frac{\Delta\phi}{2k} = \frac{\Delta\nu}{\nu_0}(s_m - s_r) = \frac{\lambda_0}{L_{coh}}(s_m - s_r) \quad (1.20)$$

Tipicamente il contributo del *rumore di fase* della sorgente è dominante rispetto a quello del rumore quantico. Con riferimento all'esempio prece-

dente, assumendo  $\Delta s = 10\text{cm}$ , lo spostamento equivalente minimo dovuto a tale contributo risulta essere infatti pari a 66 pm.

Oltre a quanto descritto, vi sono altri fenomeni che riducono le prestazioni di un interferometro. Ad esempio in un interferometro risulta importante che i fasci incidenti sul rilevatore abbiano la stessa polarizzazione e distribuzione spaziale; si definiscono quindi i seguenti fattori di merito:

$$\mu_{sp} = \frac{\int \int_A E_m(x, y) E_r(x, y) dx dy}{\sqrt{\int \int_A |E_m(x, y)|^2 dx dy \int \int_A |E_r(x, y)|^2 dx dy}} \quad (1.21)$$

$$\mu_{pol} = \frac{\overrightarrow{E_m} \overrightarrow{E_r}}{|\overrightarrow{E_m}| |\overrightarrow{E_r}|} \quad (1.22)$$

Si nota che il fattore  $\mu_{sp}$  tende ad uno se i fasci tendono ad essere uguali tra loro e monomodali mentre  $\mu_{pol}$  è unitario solo se i campi elettrici sono orientati nella stessa direzione. L'effetto dei coefficienti  $\mu_{sp}$  e  $\mu_{pol}$  incide anche nella visibilità  $V$  delle frange, degradandola come mostrato nell'equazione seguente:

$$V = \mu_{sp} \mu_{pol} e^{\frac{-\Delta L}{L_{coh}}} \quad (1.23)$$

Un ulteriore fattore di ostacolo di una misura interferometrica è dato dalla dispersione nel mezzo. Com'è noto, infatti, la lunghezza d'onda di un fascio ottico dipende anche dalle caratteristiche del mezzo in cui si sta propagando come la costante dielettrica relativa  $\epsilon_r$ , la temperatura  $T$  e la pressione atmosferica  $p$ . Le variazioni inevitabili di questi tre fattori apportano quindi un errore sulla misura, valutabile esprimendo l'indice di rifrazione del mezzo in funzione dei parametri specificati, come mostrato nelle equazioni seguenti:

$$(n_{air} - 1) |_{st} = 272.6 + \frac{4.608}{\lambda_{[\mu m]}} + \frac{0.061}{\lambda_{[\mu m]}^2} [ppm] \quad (1.24)$$

$$(n_{air} - 1) = (n_{air} - 1) |_{st} \left( \frac{p}{760} \right) \left( \frac{288}{T} \right) \quad (1.25)$$

Ad esempio, una sorgente a  $632.8nm$  (laser ad HeNe) dall'Eq. 1.24 risulta uno scostamento dell'indice di rifrazione di  $0.28 \cdot 10^3$  mentre da variazioni di temperatura nell'ordine di  $\approx 10^\circ C$  e di pressione di  $1mbar$  ne consegue scostamenti di  $n_{air}$  di circa  $1ppm$ . Le soluzioni a queste problematiche spaziano dalla stabilizzazione di temperatura e pressione dell'ambiente circostante, all'effettuare una compensazione sul risultato finale mediante la stima dell'indice di rifrazione, previa misura di temperatura e pressione.

### 1.3 Speckle–Pattern

L'ultimo fenomeno limitante di particolare rilievo di ogni misura interferometrica prende il nome di *speckle–pattern*. Questa dinamica si è rilevata di ostacolo nello sviluppo del vibrometro oggetto di questa tesi, per cui verrà trattata in modo ampio. In molti casi pratici risulta impraticabile lavorare con superfici riflettenti; si pensi ad esempio ai terminali dei bracci di un interferometro di Michelson in cui teoricamente occorrerebbe porre uno specchio (o addirittura un corner cube) sul bersaglio vibrante. Questa soluzione, nella maggior parte dei casi, risulta essere impraticabile visto che si impiega proprio una tecnica laser per realizzare una misura contact-less. Poiché la maggior parte delle superfici dei target di carattere industriale sono di natura diffusiva, occorre verificare che l'interferometro funzioni correttamente; tuttavia ogni qualvolta che un fascio di luce coerente incide su di una superficie diffusiva, la luce retro-diffusa non avrà una distribuzione spaziale di potenza omogenea ma sarà costituito da una serie di “granuli” ottici, come mostrato in Figura 1.14. Da un'analisi di coerenza ottica inoltre risulta che ogni granulo risulta scorrelato in fase dagli altri.

Si intuisce come questo fenomeno possa creare grossi problemi ogni qualvolta si effettuano misure interferometriche di target in movimento.

L'origine fisica di questo effetto è molto complessa e necessita di un'approfondita analisi statistica della distribuzione di luce; tuttavia il concetto di base, semplificando, è il seguente, schematizzato nella Figura 1.15.



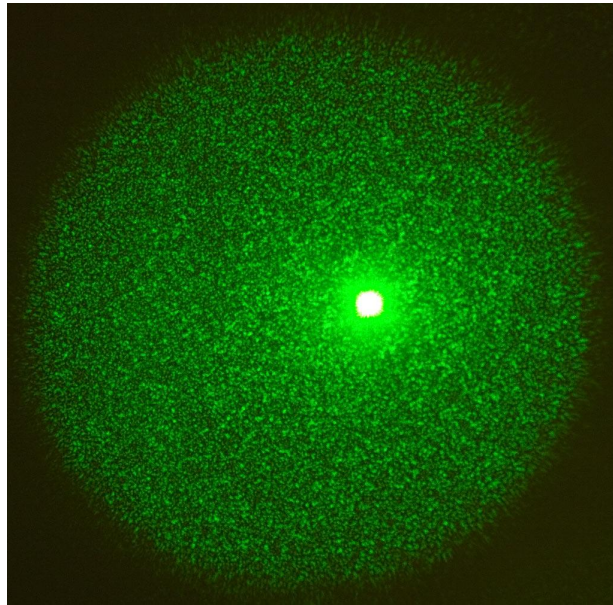


Figura 1.14: Presenza di granuli di luce di un fascio diffuso.

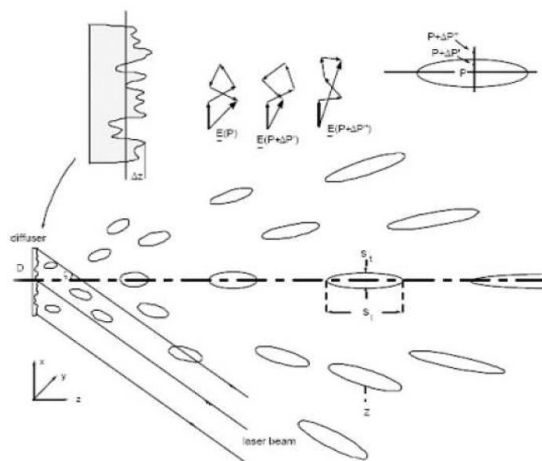


Figura 1.15: Schema semplificato dell'origine degli speckle.

Illuminando una superficie diffusiva con luce ad alta coerenza, le tipiche irregolarità superficiali fanno sì che ogni settore di area circa pari a quella di un avvallamento si comporti da sorgente di luce debolmente correlata dal settore vicino. Il campo risultante in un punto  $P$  dello spazio di fronte alla superficie sarà costituito dalla sovrapposizione di tutte le onde emesse dai singoli settori sorgente; queste onde, aventi relazione di fase caotica, si sommano e sottraggono in fase creando interferenze costruttive e distruttive lungo una superficie spaziale di osservazione. Ogni granulo ottico prende il nome di *speckle* e la loro composizione genera la figura a macchie mostrata in Figura 1.14. Ogni speckle assume la forma di un ellissoide con l'asse maggiore diretto verso il punto luminoso della superficie che l'ha generato. La variazione della relazione di fase interessa anche l'interno di ogni singola macchia di luce in quanto varia gradualmente tra gli estremi. Vista la complessità di caratterizzazione di questo fenomeno, si definisce un singolo speckle come l'ellissoide avente variazioni di fase contenute nel 50% e con assi di dimensioni stimate dalle equazioni 1.26 e 1.27:

$$s_l = \lambda \left( 2 \frac{z}{D} \right)^2 \quad (1.26)$$

$$s_t = \lambda \left( \frac{z}{D} \right) \quad (1.27)$$

dove  $z$  è la distanza tra il punto di osservazione e il bersaglio e  $D$  è la dimensione di macchia su di esso. Considerando la Figura 1.16 si possono ricavare questi risultati in maniera molto semplice; basandosi su un teorema di radiometria, l'accettanza  $a$  di un'apertura con angolo solido  $\Omega$  ed area di ricezione  $A$  è pari al quadrato della lunghezza d'onda moltiplicato per il numero di modi coinvolti.

Dato un laser a singolo modo, si ottengono le seguenti relazioni di accettanza  $a$ , angolo solido visto dal riflettore  $\Omega$  e area di ricezione dello speckle  $A$ :

$$a = \Omega A = \lambda^2 \quad (1.28)$$

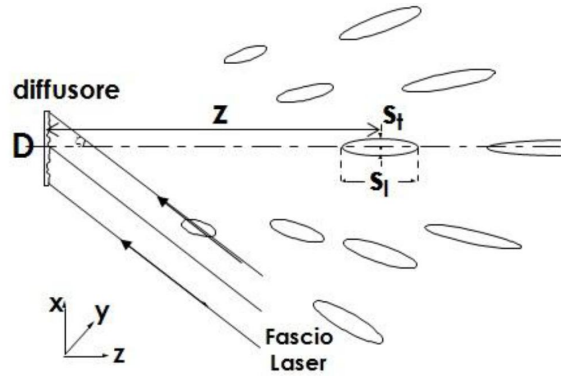


Figura 1.16: Dettaglio di uno speckle per la caratterizzazione.

$$\Omega = \pi \left( \frac{D^2}{2z} \right) \quad (1.29)$$

$$A = \pi \left( \frac{s_t^2}{2} \right) \quad (1.30)$$

Considerando le ultime tre relazioni scritte si ricavano sia l'espressione della dimensione trasversale  $s_t$  che quella laterale  $s_l$ :

$$s_t = \frac{4 \lambda z}{\pi D} \quad (1.31)$$

$$s_l = \frac{2}{\pi} \lambda \left( 2 \frac{z}{D} \right)^2 \quad (1.32)$$

Tipicamente la dimensione longitudinale  $s_l$  dell'ellissoide è molto maggiore di quella trasversale  $s_t$ ; ad esempio, sia una sorgente con lunghezza d'onda di  $632.8nm$ , potenza  $1mW$ , dimensione di macchia sul diffusore di  $2.5mm$  e punto di osservazione a  $0.5m$ , lo speckle misura una dimensione longitudinale di  $25mm$  e trasversale di  $126\mu m$ . Per effettuare quindi misure interferometriche mantenendo il più possibile contenuti gli effetti degli speckle, occorrono spostamenti del target molto inferiori a  $s_l$ ; qualora la vibrazione ecceda da questo vincolo si avrebbe la perdita del tracking del target. A questo proposito si potrebbe impiegare un sistema retroazionato per "agganciare" lo speckle situato più vicino e, visto il calo di potenza ottica, si spostano leggermente le posizioni delle ottiche mediante attuatori

magnetici al fine di centrarlo sul fotodiode. Un'altra possibile tecnica è cercare di ridurre la dimensione di macchia sulla superficie diffusiva così da aumentare le dimensioni  $s_l$  e  $s_t$  e quindi lo spazio operativo di vibrazione del target. Analogamente alle definizioni di  $NED_{quantico}$  e di  $NED_{\Delta v}$ , si definisce il parametro  $NED_{speckle}$  come:

$$NED_{speckle} = \frac{\Delta z}{s_l} \quad (1.33)$$

Il fenomeno degli speckle in alcuni contesti può anche essere sfruttato direttamente per realizzare misure spaziali. Queste tecniche, dette *ESPI* (Electronic Speckle Pattern Interferometry) si basano sul confronto di diversi speckle-pattern originati dalla superficie diffusiva in movimento e un esempio di configurazione è mostrata in Figura 1.16.

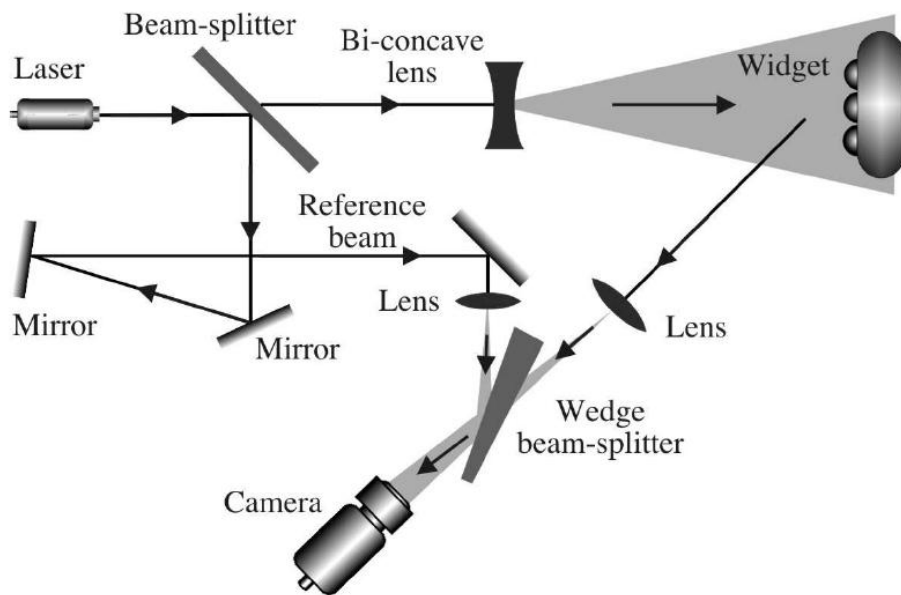


Figura 1.17: Configurazione tipica di un sistema ESPI.

Il sistema illustrato è composto principalmente da una sorgente coerente laser, due beam splitter e un sensore *CCD*. Per piccoli spostamenti del target diffusivo ogni speckle incidente sul *CCD* varierà di poco la sua posizione ed il conseguente battimento con il fascio proveniente del primo beam splitter crea interferenza tra i due. Confrontando repentinamente le immagini

acquisite dal *CCD* e provvedendo ad una successiva elaborazione digitale di immagine, è possibile ricostruire lo spostamento effettuato dal target. Questa tecnica richiede apparati ottici costosi e delicati ma permette di analizzare spostamenti bidimensionali, cosa non fattibile con un'interferometro di Michelson.

## 1.4 Richiami sui laser a semiconduttore

In commercio esistono diverse tipologie di laser a semiconduttore; da un punto di vista fisico, queste differiscono sia dal processo di realizzazione che dalla struttura finale del dispositivo stesso. I parametri su cui si può agire per modificare le caratteristiche di un diodo laser sono il tipo di cavità ottica impiegata e la forma degli specchi semi-riflettenti necessari a realizzare la retroazione ottica. In base a queste due caratteristiche peculiari, la maggior parte dei laser a semiconduttore in commercio rientrano in tre categorie principali:

- laser a Fabry-Perot
- laser DFB
- laser VCSEL

La prima categoria di laser, quella a Fabry-Perot, è costituita dalla classica configurazione con cavità orizzontale a specchi piani, come mostrato in Figura 1.18:

Il principio di funzionamento è analogo a quello di un oscillatore elettronico. La luce presente in cavità stimola alcuni atomi, preventivamente eccitati dalla corrente di pompa, ad emettere un fotone con la stessa fase e frequenza di quello incidente; si crea così un fenomeno simile ad una valanga ottica caratterizzato da un certo guadagno per unità di lunghezza e solo le perdite nel materiale e quelle utili (luce uscente) limitano la potenza emessa. I due specchi ai lati estremi della cavità permettono l'instaurarsi di uno o più modi di oscillazione stabili (onde stazionarie) realizzando una sorta

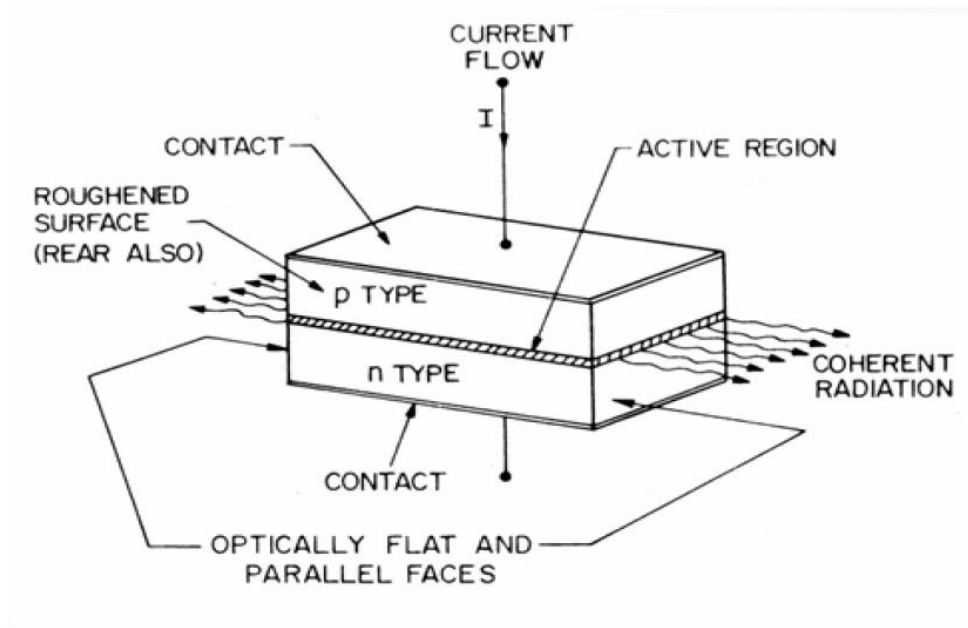


Figura 1.18: Schema illustrativo di un laser a Fabry-Perot.

di retroazione positiva. Il guadagno d'anello del laser, che in condizioni stazionarie è unitario, è espresso nella relazione 1.33 dove  $R_1$  e  $R_2$  sono le riflettività degli specchi,  $g$  è il guadagno per unità di lunghezza,  $\alpha_{int}$  sono le perdite per unità di lunghezza,  $n$  è l'indice di rifrazione del mezzo e  $L$  la lunghezza della cavità.

$$G_{loop} = e^{gL} e^{\alpha_{int} L} \sqrt{R_1 R_2} e^{-j4\pi n L / \lambda} \quad (1.34)$$

In condizioni ideali, ovvero con guadagno  $g$  costante in frequenza, si instaurerebbero infiniti modi longitudinali spazati in frequenza della quantità  $\Delta\nu_{fsr}$ , pari a:

$$\Delta\nu_{fsr} = \frac{c}{2nL} \quad (1.35)$$

Tuttavia, a causa della ristretta banda di  $g$ , solo alcuni modi “vedono” un  $G_{loop}$  maggiore di uno mentre tutti gli altri vengono filtrati; il risultato è che il fascio di luce in uscita presenta solo alcuni modi, o addirittura uno solo Figura 1.19b. La condizione di monomodalità è scritta nella relazione 1.36:

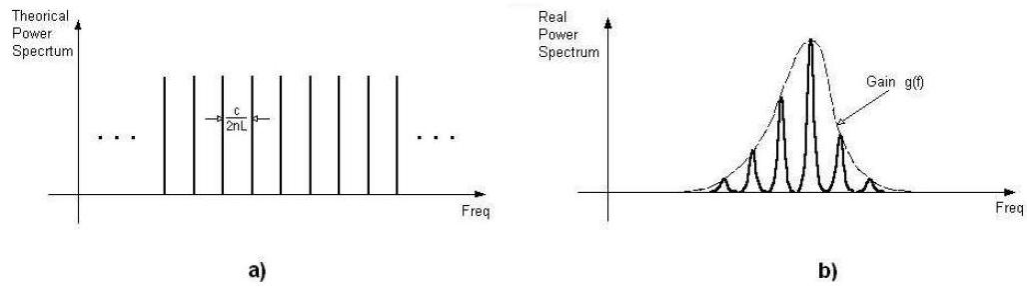


Figura 1.19: In a) sono mostrati i possibili modi oscillanti in una cavità ideale e in b) lo spettro della luce con effetto filtrante da parte del materiale attivo.

$$BW_g \leq \frac{c}{2L} \quad (1.36)$$

La seconda categoria di laser è chiamata *DFB* (Distributed Feeb-Back). Il principio di funzionamento è simile a quello del Fabry-Perot ma con la differenza che non sono presenti due specchi separati e definiti bensì è inserito uno strato corrugato adiacente allo strato attivo che crea una perturbazione periodica dell'indice di rifrazione, come illustrato nello schema in Figura 1.20. Questo meccanismo, detto *riflessione di Bragg*, dà origine ad una retroazione distribuita lungo la cavità stessa.

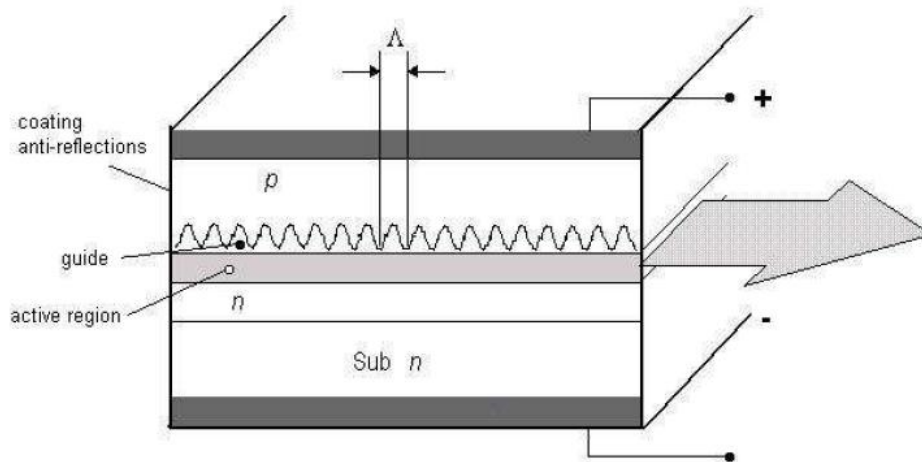


Figura 1.20: Schema illustrativo di un laser DFB.

La realizzazione di questi dispositivi è molto raffinata e questo incide molto sul costo finale. L'ultima categoria principale di laser prende il nome di *VCSEL* (Vertical Cavity Surface Emitting Laser). Questi dispositivi, a differenza dei precedenti, hanno l'asse ottico posizionato lungo la stessa direzione della propagazione di corrente e in Figura 1.21 ne è schematizzata la struttura.

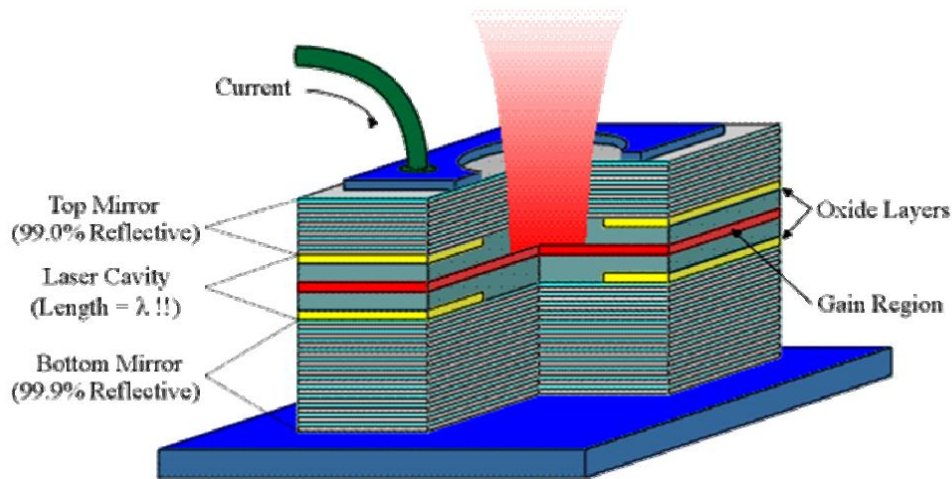


Figura 1.21: Schema illustrativo di un laser VCSEL.

La particolarità fondamentale dei laser *VCSEL* è che hanno una cavità molto inferiore alle dimensioni laterali del dispositivo e la luce viene emessa dalla superficie anziché dai bordi laterali. Data la ridotta cavità, a pari guadagno  $g$  occorre aumentare la riflettività degli specchi al fine di poter avere un guadagno d'anello maggiore di uno; per questo motivo vengono realizzati specchi composti da parecchi strati dielettrici (circa una trentina) con indice di rifrazione alternato di spessore pari a  $\lambda/4$ . Sostanzialmente sono due riflettori di Bragg, posti però verticalmente. La principale limitazione di questo dispositivo è la bassa potenza di emissione per via degli specchi fortemente riflettenti ma date le sue ridotte dimensioni è possibile affiancare più diodi laser per aumentare la potenza totale del fascio ottico creando un array di elementi attivi. La caratteristica che premia i *VCSEL* è la ristretta larghezza di riga dell'unico modo oscillante; proprio grazie alle sue ridotte dimensioni di cavità, la distanza spettrale tra i modi  $\Delta_{v_{fsr}}$



risulta essere tipicamente maggiore della banda del guadagno  $BW_g$ . Questi dispositivi sono tuttora in fase di grande sviluppo e possono certamente trovare impiego in possibili sviluppi futuri per i vibrometri laser.



## Capitolo 2

# Tecnica interferometrica a retroiniezione

*In questo capitolo verrà presentata la tecnica interferometrica impiegata nello sviluppo di questa tesi: a retroiniezione o self-mixing. Inizialmente verrà presentata l'analisi teorica del fenomeno ed in particolare il segnale interferometro a frange generato, per poi discutere su come sia possibile realizzare il prototipo dello strumento. Infine saranno esposti i limiti di sicurezza per l'impiego delle sorgenti laser, specialmente in applicazioni biomediche, e le caratteristiche dei laser effettivamente impiegati.*

### 2.1 Teoria del self-mixing

Come accennato nell'introduzione, l'obiettivo di questa tesi è quello di realizzare un vibrometro il più possibile pratico ed economico utilizzabile per diversi scopi, sia di laboratorio che per l'industria. Le configurazioni ottiche analizzate nel primo capitolo riescono difficilmente a soddisfare entrambe le richieste; infatti, la complessità delle ottiche impiegate con il conseguente aumento di prezzo e ingombro, sono fattori che ne limitano gli impieghi a strumentazioni di nicchia. Si pensi ad esempio ai rilevatori di onde gravitazionali, terrestri e non, che seppur basandosi sulla classica configurazione di Michelson, hanno raggiunto complessità impensabili da implementare in

un dispositivo commerciale. Nel 1978 è stata presentata per la prima volta una nuova tecnica interferometrica chiamata self-mixing, la quale si presta bene alle richieste prima citate fino a divenire sempre più impiegata negli ultimi anni. Questa particolare topologia di configurazione interferometrica è nota per la sua semplicità strutturale; essa infatti è composta solo da un diodo laser, da un'ottica di collimazione e da un fotodiodo, che può essere addirittura quello "di monitor" integrato sullo stesso chip del laser. Lo schema di principio è mostrato in Figura 2.1. La luce emessa dal laser viene

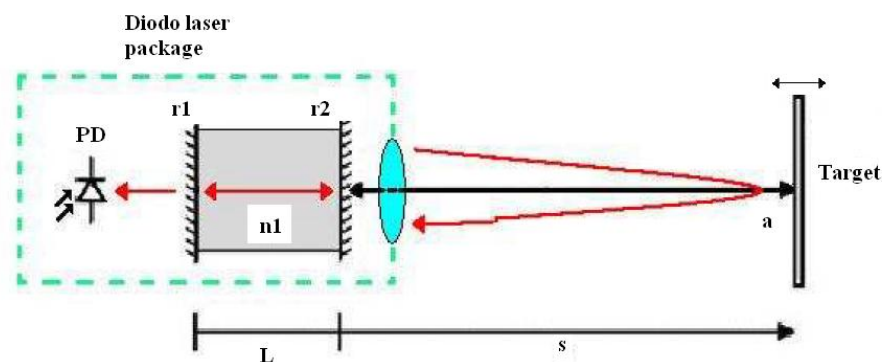


Figura 2.1: Configurazione di self-mixing.

focalizzata, attraverso la lente di collimazione posta di fronte al *case*, sul bersaglio vibrante. Parte della luce riflessa o diffusa dalla superficie rientra nella cavità del laser (sempre attraverso la lente, ma nel senso opposto) e dà origine al battimento con l'onda già presente in essa. A questo punto si instaura un particolare fenomeno (a livello di dispositivo) per cui, in base allo sfasamento tra l'onda originaria e quella retro-iniettata Figura 2.1, vengono modulate alcune caratteristiche del laser come la *corrente di soglia* e la *slope efficiency*. Ipotizzando di polarizzare il laser con corrente costante, ne consegue che la potenza ottica istantanea emessa dal laser dipenderà dall'angolo di sfasamento tra le due onde.

$$\Phi = 2ks \quad (2.1)$$

Diversamente, è possibile analizzare il fenomeno osservando che il campo in cavità viene modulato AM ed FM dal campo retro-iniettato; per chiarezza si può rappresentare il campo elettrico oscillante all'interno della cavità laser come un vettore rotante nel piano delle fasi alla frequenza ottica  $\omega$ , mostrato in Figura 2.2. L'onda di rientro invece, è rappresentata come un vettore di ampiezza ridotta che si somma al precedente (portante) creando appunto sia la modulazione di ampiezza che di frequenza. Indicando con  $a$

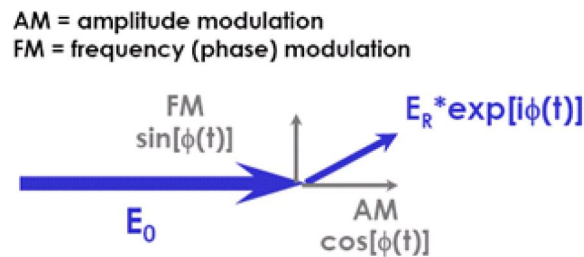


Figura 2.2: Modulazione AM ed FM del fasore originario in cavità.

la frazione potenza ottica che rientra in cavità normalizzata per quella in uscita, ne deriva che la componente di modulazione AM sarà dato dal fattore  $aE\cos(\phi)$  mentre quella FM da  $aE\sin(\phi)$ . La possibilità di discriminare i due segnali in quadratura è molto importante perchè permettere di risolvere il problema dell'ambiguità del verso di spostamento. Per comprendere meglio cosa accade da un punto di vista matematico, si faccia riferimento al *round trip* ottico schematizzato in Figura 2.3. Come quanto fatto nel

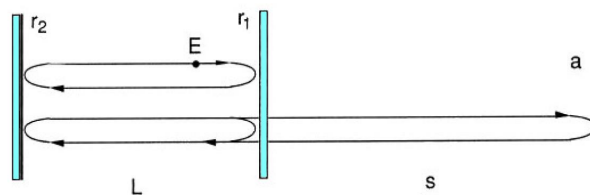


Figura 2.3: Round trip ottico rappresentato come un sistema a tre specchi.

primo capitolo, si inizia dall'analisi del round trip ottico. Il campo elettrico di ritorno che si somma a quello iniziale è dato dalla somma di due contributi: quello classico dato dalla riflessione dello specchio al lato opposto della cavità e quello dato dalla riflessione (o diffusione) dovuta al target,

mostrato dall'equazione 2.2.

$$E' = Er_1r_2e^{2\gamma L}e^{j2kL} + Eae^{j2ks} \quad (2.2)$$

dove si indica con  $r_1$  la riflettività dello specchio di uscita, con  $\gamma$  il guadagno netto per unità di lunghezza (già privato dalle perdite), con  $L$  la lunghezza della cavità e con  $a$  il fattore di riflessione (o diffusione) della superficie del target. Di conseguenza il guadagno d'anello risulta essere:

$$G_{loop} = r_1r_2e^{2\gamma L}e^{j2kL} + ae^{j2ks} \quad (2.3)$$

Come ogni oscillatore, per far sì che instauri una oscillazione permanente nel tempo è necessario che venga rispettato il criterio di *Barkhausen*:

$$\begin{cases} G_{loop} = 1 \\ \Phi_{loop} = 0 \end{cases} \quad (2.4)$$

In assenza di retroiniezione, ovvero con coefficiente  $a$  nullo, si ritrovano le stesse equazioni di un normale laser in cui il guadagno uguaglia le perdite (con  $k$  che indica al numero d'onda, e  $\nu$  i modi di risonanza):

$$\begin{cases} G_{loop} = r_1r_2e^{2\gamma L} = 1 \\ \Phi_{loop} = 2kL = N2\pi \end{cases} \quad (2.5)$$

$$k = 2\pi n_l \frac{nu_0}{c} \quad (2.6)$$

$$\nu_0 = N \frac{c}{2n_l L} \quad (2.7)$$

Se invece la frequenza reale devia da quella di risonanza propria, la frazione di  $2kL$  in eccesso rispetto ad un multiplo di  $2\pi$  può essere espressa come:

$$2kL = 4\pi n_l L \frac{\nu - \nu_0}{c} \quad (2.8)$$

e in un interferometro di Fabry-Perot all'aumentare della lunghezza di cavità  $L$ , la frequenza di risonanza diminuisce. Pertanto, attorno ad un punto di lavoro vale la relazione differenziale:

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = -\frac{\Delta \nu}{\nu} \quad (2.9)$$

In presenza di retroiniezione invece (quindi con coefficiente  $a$  non nullo), l'espressione 2.3 diventa:

$$r_1 r_2 e^{2\gamma L} \sin\left(4\pi n_l L \frac{\nu - \nu_0}{c}\right) + a \sin(2ks) = 0 \quad (2.10)$$

Ipotizzando che il termine di deviazione di frequenza  $(\nu - \nu_0)$  sia abbastanza piccolo da considerare  $\sin(x) \approx x$  e mettendo l'equazione 2.10 a sistema con la 2.5, si riscrive la condizione di risonanza sostituendo i parametri:

$$2ks = 4\pi s \frac{\nu}{c} \cong 4\pi s \frac{\nu_0}{c} \quad (2.11)$$

$$(\nu - \nu_0) + \left[ \frac{c}{4\pi n_l L} a \sin\left(\frac{4\pi s \nu_0}{c}\right) \right] = 0 \quad (2.12)$$

Indicando con  $\nu' = (\nu - \nu_0)$  la perturbazione della frequenza reale rispetto alla ideale, la modulazione della frequenza vale:

$$\nu' = \frac{c}{4\pi n_l L} a \sin\left(\frac{4\pi s \nu_0}{c}\right) \quad (2.13)$$

Rappresentando su un grafico (Figura 2.4) la frequenza reale  $\nu$  rispetto a quella imperturbata  $\nu_0$  e allo spostamento  $s$  del target, si ottiene una sinusoide sovrapposta alla bisettrice del primo quadrante; si noti come la funzione sia periodica di  $2\pi$ , equivalenti a spostamenti  $s$  pari a  $\lambda/2$ . In base alle equazioni di *Barkhausen* (2.5) si può esprimere la distanza del target come un multiplo intero di  $\lambda/2$  sommato allo scarto  $\Delta s$ :

$$s = N \frac{\lambda}{2} + \Delta s \quad (2.14)$$

con  $\Delta s < \lambda/2$ .

Dal grafico in (Figura 2.4) si vede che spostando il target della quantità  $\Delta s$ , la frequenza reale varia ed assume il valore dato dall'intersezione tra il segmento tratteggiato e la curva. Nel caso in cui l'ampiezza della sinusoide sovrapposta sia sufficientemente piccola, il punto di intersezione sarà univoco e si dice essere *regime di bassa iniezione*; nel caso invece di ampiezze maggiori di una certa soglia vi possono essere tre o più punti di intersezione rappresentanti la frequenza reale  $\nu$  ed è possibile determinare quello effettivo soltanto mediante la conoscenza delle condizioni del laser precedenti allo

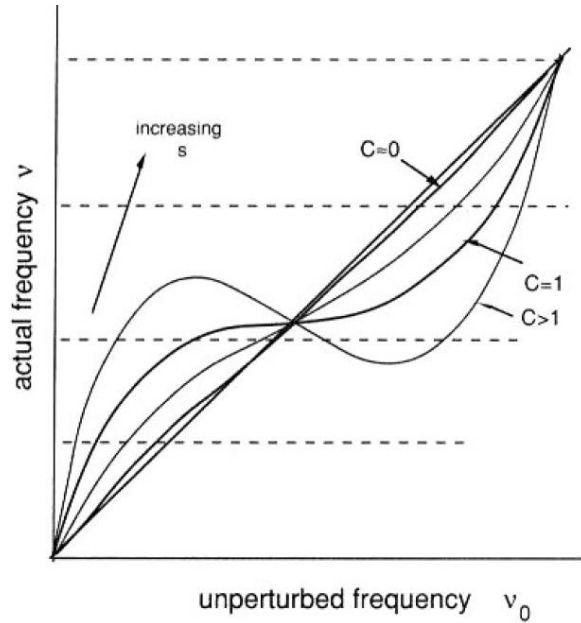


Figura 2.4: Scostamento della frequenza attuale rispetto al valore imperturbato  $\nu_0$ .

spostamento  $\Delta s$ . In questo caso si dice essere in *regime di alta iniezione* e applicando al target uno spostamento crescente, si noteranno dei bruschi salti di frequenza in concomitanza dei punti di intersezione multipli. Il caso intermedio che demarca i due estremi è quello in cui il flesso del punto centrale del grafico assuma pendenza nulla; matematicamente la condizione da imporre è:

$$\begin{cases} \frac{d(y = x + A\sin(Bx))}{dx} = 0 \\ Bx = \pi \end{cases} \quad (2.15)$$

da cui risulta  $AB = 1$ . Sostituendo i parametri fisici nell'equazione precedente, risulta:

$$\frac{c}{4\pi n_l L} a \frac{4\pi s}{c} = \frac{as}{n_l L} = 1 \quad (2.16)$$

A questo punto si definisce il fattore  $C$  (2.17) come indice della retroiniezione del sistema interferometrica self-mixing, pari a:

$$C = \frac{as}{n_l L} \quad (2.17)$$



Nel caso particolare di utilizzo di sorgenti a semiconduttore l'espressione diventa:

$$C = as \frac{\sqrt{1 + \alpha_{en}^2}}{n_l L} \quad (2.18)$$

dove il termine aggiuntivo  $\alpha_{en}^2$  rappresenta il fattore di allargamento di riga che tipicamente assume un valore variabile tra 2 e 6.

Quanto presentato fornisce solo una dimostrazione qualitativa del fenomeno fisico; una descrizione più accurata del sistema ottico richiederebbe di risolvere le tre equazioni differenziali sviluppate da Lang e Kobayashi nel 1980. Queste equazioni valutano le variazioni temporali del campo elettrico, del numero di atomi eccitati e della fase dell'onda in funzione dei parametri fisici del diodo come il tempo di decadimento, il tempo di round trip esterno, etc. Questo, però, è molto complesso e la relativa incertezza di molti dei parametri coinvolti fa sì che la descrizione appena svolta si possa ritenere più che sufficiente per un'analisi al primo ordine del problema. Quello che si ottiene, a seguito di uno spostamento del bersaglio, non è solo una modulazione della frequenza propria dell'oscillazione del laser ma anche una modulazione della potenza ottica emessa; più precisamente, apportando al target uno spostamento a velocità costante nel tempo, si nota che l'intensità del fascio assume un andamento periodico "a frange" descritto dall'espressione 2.19.

$$P(\Phi) = P_0[1 + mF(\Phi)] \quad (2.19)$$

dove  $P_0$  è la potenza del laser senza retroiniezione,  $m$  viene detto *indice di modulazione* e rappresenta l'ampiezza del segnale a frange sovrapposto al termine costante,  $\Phi = 2ks$  è lo sfasamento tra l'onda emessa e quella retro-iniettata ed infine  $F(\Phi)$  è una funzione periodica in  $\Phi$  con periodo pari a  $2\pi$  e ampiezza normalizzata tra  $-1$  e  $+1$ . La forma d'onda della funzione  $F(\Phi)$  e il valore di  $m$  dipendono fortemente dal fattore  $C$ , quindi dalle caratteristiche fisiche del sistema ottico. Verranno esposti quattro casistiche principali:

1.  $C \ll 1$  Questa condizione di funzionamento viene detta regime di *retroiniezione molto debole* proprio perché la quantità di potenza ot-

tica rientrante in cavità è molto ridotta a causa, ad esempio, di una alta riflettività degli specchi in cavità o di bassi coefficienti di riflessione/diffusione della superficie del target o ancora se si è in presenza di uno speckle buio. La forma d'onda  $F(\Phi)$  sarà una senoide con ampiezza ridotta, tipicamente di  $10^{-4}$  (rispetto il valore in continua).

2.  $0.1 < C < 1$  Si dice che il laser opera in *regime di debole retroiniezione*. La forma d'onda  $F(\Phi)$  inizia a distorcersi come mostrato in Figura 2.5a. La maggior parte dei casi pratici di funzionamento si trova in questa condizione.
3.  $1 < C < 4.6$  Il laser funziona in *regime di moderata retroiniezione*. Per questi valori di  $C$  vi sono tre punti di intersezione nel grafico di Figura 2.4 e quindi sono presenti bruschi salti di potenza ottica. Come si nota dalla Figura 2.5b, il sistema è di natura bistabile con due stati stabili ed uno instabile (che non si raggiunge se non nell'istante iniziale). Sperimentalmente si nota che anche questo regime di funzionamento si instaura di frequente.
4.  $C > 4.6$  Infine, se la luce retro-iniettata è al limite pari a quella incidente, lavorando a grandi distanze e in un punto in cui lo speckle ha potenza massima, si dice essere in zona di *di forte retroiniezione* e ci sono cinque o più punti di equilibrio. Non tutte le sorgenti a diodo laser, tuttavia, riescono a lavorare in questa zona viste le forti non linearità come il mode-hopping, dove l'onda emessa dal laser subisce salti casuali di fase rendendo di fatto quasi impossibile effettuare misure interferometriche.

La particolarità fondamentale della configurazione di self-mixing, oltre la semplicità strutturale, è che non è necessario un secondo canale ottico “di riferimento” ma basta ricavare l'informazione dello spostamento direttamente dalla sola potenza emessa dal laser. Inoltre, importante proprietà, si risolve automaticamente il problema dell'ambiguità del verso proprio grazie

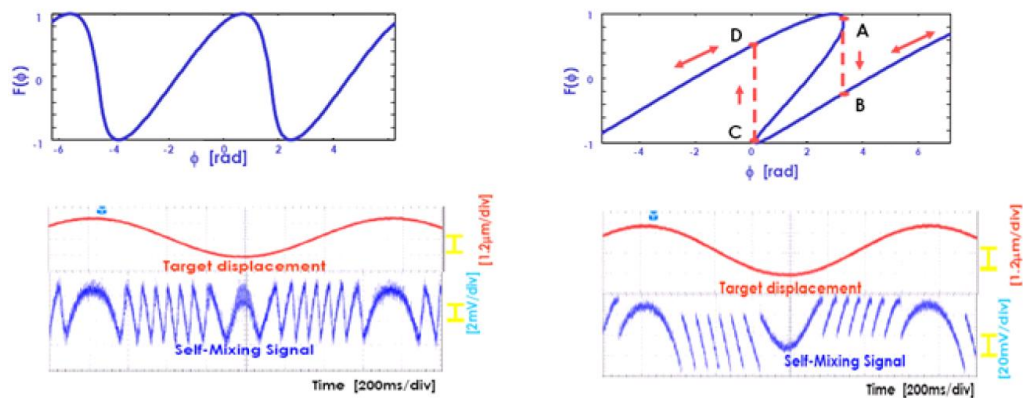


Figura 2.5: Diverse condizioni ottiche con i rispettivi segnali di self-mixing in seguito ad uno spostamento sinusoidale del bersaglio.

alla distorsione caratteristica di  $F(\Phi)$  che ne include l'informazione; chiaramente quest'ultima affermazione è vera se non ci si trova nella condizione di *regime molto debole* laddove la forma d'onda modulante è idealmente una sinusoidale.

Per la misura della potenza ottica emessa si fa uso del fotodiodo di monitor che tipicamente viene integrato nel package di un diodo laser; questo riduce ancor più il numero di elementi costitutivi del setup di misura, mostrato in Figura 2.6. Come si vede il sistema è composto dal diodo laser, da una lente di collimazione e, solo nel caso di un target con superficie riflettiva, un attenuatore variabile per limitare la potenza ottica retro-iniettata in cavità.

Questa configurazione ottica risulta conveniente in quanto non sono necessari particolari allineamenti delle ottiche per effettuare la misura e nel caso di bersagli diffusivi, si rende non necessario l'uso di un attenuatore esterno. Una soluzione con prestazioni più elevate è rappresentata in Figura 2.7

Lo schema (simile al precedente) fa uso di una lente di collimazione anche in prossimità del target per focalizzare il fascio su di esso. Apparentemente sembrano non esserci grosse differenze ma questa configurazione permette di lavorare a distanze più elevate e, mediante la seconda lente, raccogliere più potenza ottica diffusa dalla superficie del bersaglio (perché se ne aumenta

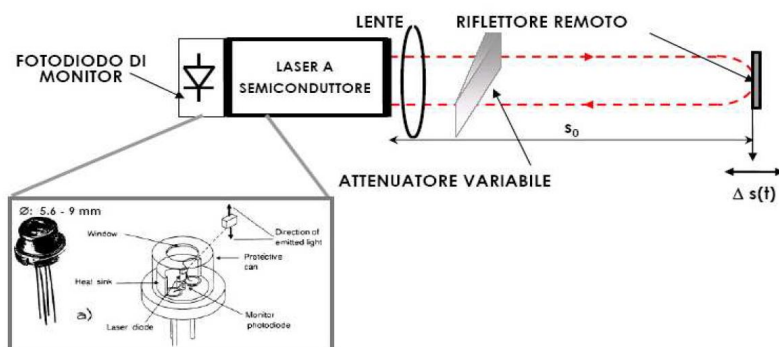


Figura 2.6: Configurazione di un interferometro a retroiniezione con diodo laser.

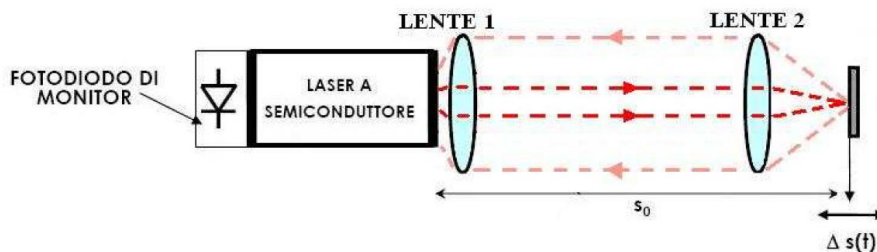


Figura 2.7: Variante alla classica configurazione di self-mixing..

l'angolo solido visto). Queste due proprietà permettono di aumentare il valore del fattore  $C$  e quindi di avere frange più distorte, con conseguenze positive sul riconoscimento del verso di spostamento.

## 2.2 Sorgenti laser impiegate e sicurezza

Il vibrometro laser realizzato deve prestarsi a misure di vibrazioni/spostamenti in diversi settori industriali e di laboratorio, ad esempio: misura delle vibrazioni in fase di test di motori elettrici, misura di spostamenti della gabbia toracica per la diagnosi di complicazioni polmonari, misura accurata nel posizionamento delle ottiche sui banchi prova di laboratorio, etc... Occorre, quindi, garantire l'incolumità dell'utente durante l'utilizzo del dispositivo; in questo caso devono essere rispettati alcuni vincoli di sicurezza riguardanti la sorgente ottica impiegata.

Le norme legislative che regolano l'utilizzo di laser sono diverse da paese

a paese; tuttavia sono state identificate quattro classi in relazione alle pericolosità ad esse connesse. I rischi da un uso improprio di laser possono creare ustioni alla pelle e danni agli occhi. Il parametro più importante per la classificazione di una sorgente è la potenza ottica, seguita dalle condizioni operative come il duty cycle, il tempo di esposizione e la divergenza del fascio. In Figura 2.8 è mostrato un diagramma riassuntivo degli aspetti di sicurezza.

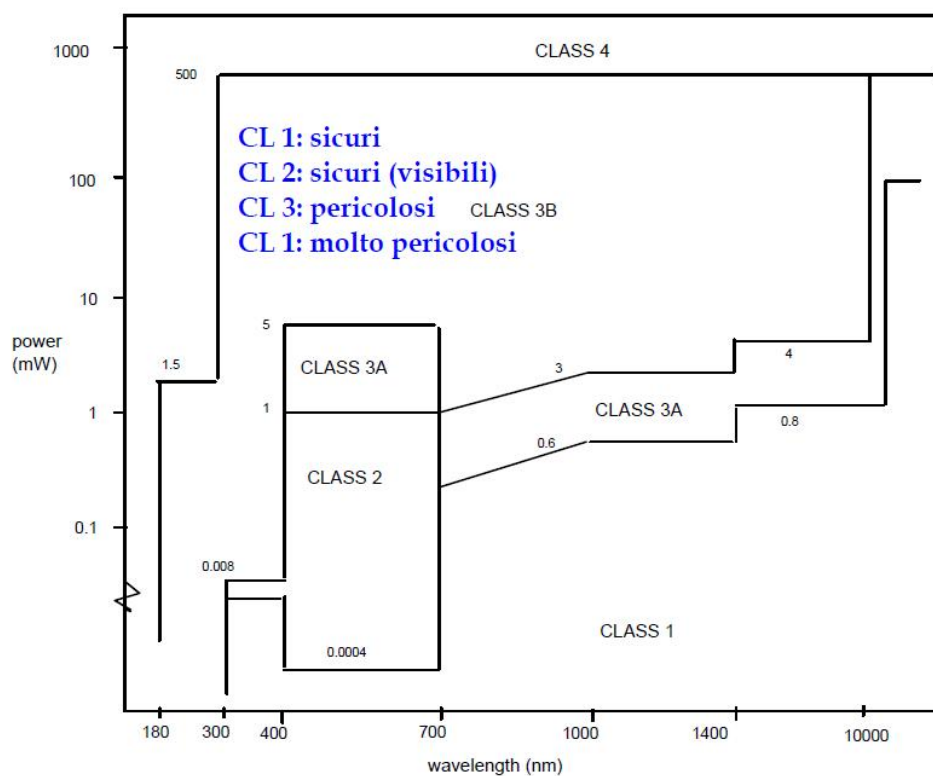


Figura 2.8: Diagramma relativo alle classi di sicurezza.

In particolare, per quanto riguarda la classe di appartenenze:

- La Classe 1 include tutte le sorgenti che non arrecano danni permanenti.
- La Classe 2 comprende i laser che emettono nel visibile tali cui il riflesso oculo-motore permette inconsciamente di limitare il tempo di esposizione al fascio e quindi i danni.

- La Classe 3A include tutte le sorgenti che risultano sicure per una visione non assistita da strumenti ottici, come microscopi o lenti d'ingrandimento.
- La Classe 3B è costituita dai laser che rappresentano un rischio nel caso di visione diretta e per questo motivo devono essere posti gli opportuni avvisi nell'ambiente di lavoro.
- La Classe 4 infine, comprende tutti quei laser di potenza tale da risultare pericolosi sia per esposizione diretta che diffusa.

La scelta specifica della sorgente laser, oltre ai requisiti di sicurezza, dipende da molte altre caratteristiche da rispettare per poter effettuare una buona misura interferometrica. Fondamentale è la proprietà di *monomodalità* della luce; per definizione di interferometria, occorre mantenere il più possibile la relazione di fase dell'onda nel tempo e nello spazio. Eventuali salti di modo o tempi di coerenza troppo brevi, infatti, sono deleteri per la misura.

Un altro parametro importante è la *stabilità alla retroiniezione* in modo da utilizzare un diodo laser che garantisca fattori  $C$  prossimi all'unità; qualora fosse troppo piccolo si creerebbe il problema dell'ambiguità (frange sinusoidali) e se troppo grande, si avrebbero effetti non lineari intrinseci che limiterebbero la prestazioni.

Anche il rapporto *segnale-rumore* dovuto al fotodiodo di monitor dev'essere sufficientemente grande da rendere ben visibile il segnale dal fondo di rumore. Infine vanno considerati gli aspetti di costo e portabilità dello strumento finale che viste le potenzialità della configurazione di self-mixing, promettono di realizzare uno strumento concorrenziale con quelli già presenti in commercio.

Per la realizzazione del primo prototipo, sono state prese in considerazione tre diodi laser diversi:

- **ML725B11F** È di tipo DFB (Distributed FeedBack) in *InGaAsP* con  $\lambda = 1310nm$  e prodotto dalla Mitsubishi. La corrente di alimen-

tazione scelta è di 15mA a cui eroga una potenza ottica di 2.2mW ma è stato riscontrato sperimentalmente un buon funzionamento fino a correnti di 0.5mA. Date le sue buone caratteristiche, si presta bene alle misure interferometriche; tuttavia è il più costoso e non emettendo nel visibile rende necessario un secondo laser per il puntamento del bersaglio

- **HL7851G** È di tipo Fabry-Perot in *GaAlAs* con  $\lambda = 785nm$  e prodotto dalla Hitachi. La corrente di polarizzazione è di 70mA ed eroga una potenza ottica di 11mW oltre la quale il comportamento è decisamente buono per l'impiego in configurazioni di self-mixing, sia su superfici riflettenti che diffusive. Il suo costo è abbastanza contenuto e non necessita di laser secondari di puntamento dato che è visibile all'occhio. Tuttavia la sua potenza emessa può risultare pericolosa se il fascio è a diretto contatto con l'utente e quindi il dispositivo può trovar impiego solo in determinate applicazioni.

- **PS85-F1P0N**

È di tipo VCSEL (Vertical Cavity Surface Emitting Laser) prodotta dalla Roithner LaserTechnik con  $\lambda = 810nm$ . La corrente di polarizzazione è di 3mA con una potenza ottica di 0.5mW. La sua bassa potenza di funzionamento si presta per la realizzazione di uno strumento per impieghi universali, anche biomedici, ma la scarsa qualità del segnale a frange ne ha escluso inizialmente l'impiego.

Per lo sviluppo di questo progetto si è scelto di utilizzare l'*HL7851G* per il costo contenuto e per il fatto che, essendo visibile, permette una facile collimazione. E' possibile consultare il datasheet del laser in Appendice A.





## Capitolo 3

# Vibrometro: struttura complessiva

*In questo capitolo si descrive il vibrometro ad aggancio di frangia nella sua globalità descrivendo il sistema mixed-signal come l'unione di due progetti: quello analogico, riguardante l'ottica e l'elettronica analogica; e quello digitale, legato alla programmazione del DSP e all'elaborazione digitale dei segnali. Partendo da principi interferometrici illustrati nei capitoli precedenti si sviluppa lo schema generale del progetto evidenziando i vantaggi rispetto ad altri strumenti presenti in letteratura.*

### 3.1 Premessa

Nei primi due capitoli si sono discusse le principali tecniche che consentono di effettuare misure interferometriche, evidenziandone i principali limiti. Come si è potuto vedere, i vantaggi della configurazione di self-mixing permettono di realizzare uno strumento finale molto versatile e concorrenziale rispetto ai tradizionali vibrometri, ottici e non, in commercio. Dalla teoria che sta alla base di questa recente tecnologia, risulta che gli spostamenti effettuati da un bersaglio in movimento vengano mappati in un segnale a frange asimmetriche generato dal fotodiodo di monitor integrato nel package. Più precisamente, noto che ogni frangia rappresenta

uno spostamento pari a  $\lambda/2$  e che all'inversione del verso di spostamento se ne inverte anche l'orientamento Figura 3.1, appare evidente che sommando opportunamente nel tempo le frange generate si possa ricostruire lo spostamento del bersaglio.

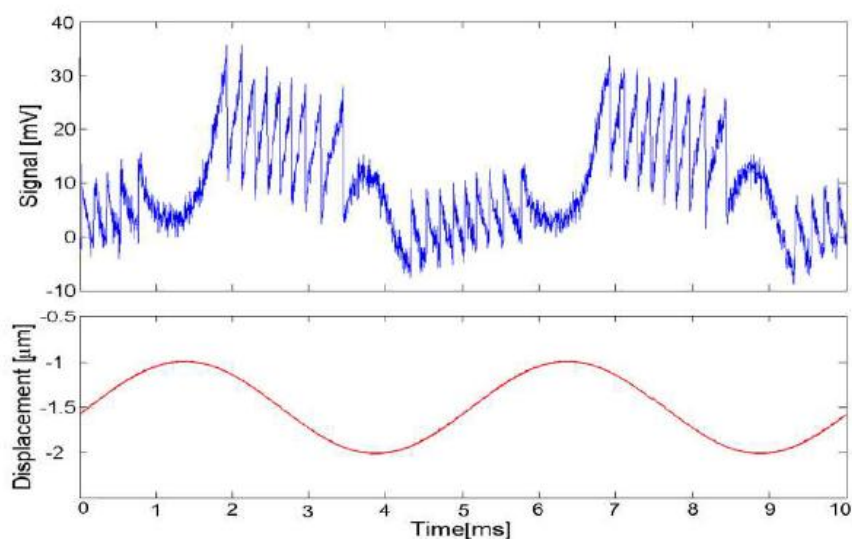


Figura 3.1: Andamento asimmetrico del segnale di self-mixing in funzione di uno spostamento sinusoidale del bersaglio.

La risoluzione della misura, che con questa tecnica di elaborazione risulta pari a  $\lambda/2$ , è ulteriormente incrementabile valutando il segnale anche all'interno di ogni singola frangia; infatti come mostrato in Figura 3.2, se il fattore  $C$  è prossimo o poco superiore all'unità, la pendenza  $\beta$  della frangia è da ritenersi sufficientemente costante e quindi il segnale interferometrico risulta direttamente proporzionale allo spostamento.

In questo modo se si opera ad anello aperto e a mezza altezza di frangia, la dinamica tollerabile è di  $\pm\lambda/4$  e l'unica limitazione di risoluzione è rappresentata dal rumore elettronico che si sovrappone al segnale utile.

Un metodo utilizzabile per agganciare la fase dello strumento a metà frangia è quello di servirsi di un anello di retroazione che agisce sulla lunghezza d'onda del laser in modo da compensare le lente variazioni di fase prodotte da fluttuazioni termiche e fattori ambientali.

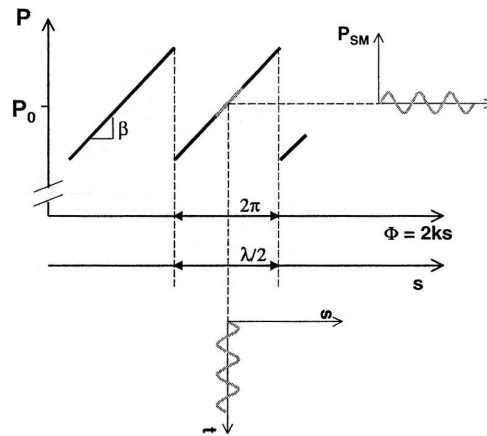


Figura 3.2: Dipendenza lineare tra la potenza ottica e piccoli spostamenti.

Per estendere il massimo segnale misurabile ad un'ampiezza ben superiore alla mezza frangia si può utilizzare una tecnica di annullamento attivo della fase secondo il quale l'anello di retroazione viene utilizzato per compensare anche le variazioni di fase del segnale interferometrico che sono prodotte dallo spostamento del bersaglio stesso. La lunghezza d'onda del diodo laser viene modificata in modo da mantenere un numero costante di lunghezze d'onda tra la cavità ed il bersaglio: se per esempio l'oggetto si allontana, la lunghezza d'onda deve essere opportunamente aumentata. Come abbiamo visto la fase è  $\phi = 2ks = 2s(2\phi)/(\lambda)$ . Se si differenzia questa espressione rispetto a  $s$  e  $\lambda$  si ottiene:

$$\phi = 2ks = 2\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)s \implies \Delta\phi = 2\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)\Delta s - 2\left(\frac{2\pi}{\lambda_0^2}\right)s_0\Delta\lambda \quad (3.1)$$

dove  $s_0$  è la distanza tra laser e bersaglio a riposo e  $\lambda_0$  è la lunghezza d'onda di emissione imperturbata. L'obiettivo è quindi mantenere il valore della fase costante, vale a dire  $\Delta\phi = 0$ . Ciò significa che il cambiamento di fase prodotto da uno spostamento del misurando di  $\Delta s$  può essere compensato applicando una variazione di lunghezza d'onda  $\Delta\lambda$  tale che, dalla (3.1):

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0}{s_0}\Delta s \quad (3.2)$$

Questa variazione di lunghezza d'onda può essere ottenuta, in un diodo laser, agendo sulla sua corrente di polarizzazione. Se per esempio si aumenta la corrente del diodo, si provoca un aumento della temperatura del materiale che a sua volta determina una dilatazione della cavità laser. Questa a sua volta modifica la condizione di risonanza della cavità che risulta essere verificata per un valore di lunghezza d'onda maggiore rispetto al caso a riposo ( $\lambda_0$ ). Il segnale elettrico di uscita del vibrometro è quindi costituito dal *segnale errore*, opportunamente amplificato, che viene poi utilizzato per modulare la corrente del laser. In questo modo il range dinamico dello strumento è notevolmente aumentato rispetto al valore  $\lambda/4$  di una quantità che corrisponde approssimativamente al guadagno d'anello del sistema.

Idealmente se il guadagno d'anello fosse infinito, la compensazione sarebbe perfetta e si manterrebbe la fase del fascio di ritorno, costante. Questo implica anche che si operi sempre al centro della frangia a potenza ottica fissa Figura 3.2.

$$\Delta s_{max} \cong G_{loop} \frac{\lambda}{4} \quad (3.3)$$

La dinamica del vibrometro invece, per via della retroazione, risulta incrementata di un fattore  $G_{loop}$  (3.3) oltre il quale il segnale errore in potenza è pari a mezza altezza di frangia.

In figura Figura 3.3 viene riportato lo schema a blocchi del vibrometro a retroiniezione per poter effettuare un'analisi ancora più dettagliata del suo funzionamento.

Come abbiamo già visto uno spostamento del bersaglio agisce da perturbazione al sistema e genera una variazione di fase:

$$\Delta\phi = 2\frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta s \quad (3.4)$$

Questa variazione di fase determina una variazione proporzionale nella potenza emessa dal diodo laser a causa dell'effetto della retroiniezione, data da:

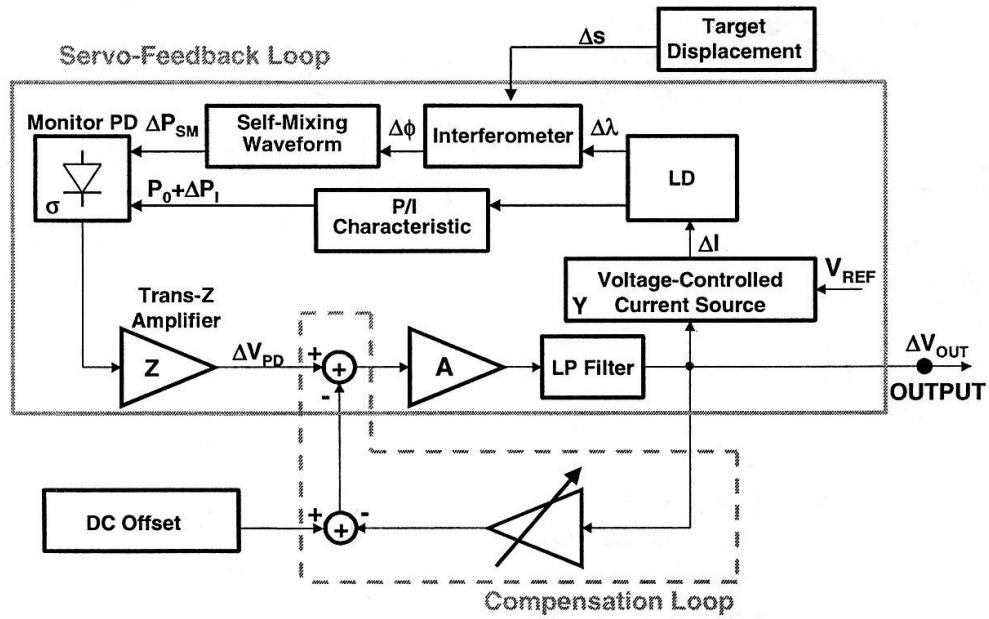


Figura 3.3: Schema a blocchi del vibrometro ad anello chiuso.

$$\Delta P_{SM} = \beta \Delta \phi \quad (3.5)$$

dove  $\beta [W/rad]$  rappresenta la pendenza della frangia Figura 3.2.

La variazione di potenza emessa viene rivelata dal fotodiodo di monitor e convertita nel segnale di tensione  $\Delta V_{pd}$  dall'amplificatore a transimpedenza:

$$\Delta V_{pd} = \sigma Z \Delta P_{SM} \quad (3.6)$$

dove con  $\sigma [A/W]$  è stata indicata la responsività del fotodiodo (comprensiva sia dell'efficienza quantica del fotodiodo sia dell'efficienza di accoppiamento con il laser) e con  $Z [\Omega]$  la transresistenza. Questo segnale viene quindi amplificato di un fattore  $A$ , filtrato passa-basso e successivamente fornito in ingresso al circuito di alimentazione del laser con ammettenza  $Y$  per generare una variazione  $\Delta I$  della corrente:

$$\Delta P_{SM} = \beta \Delta \phi \quad (3.7)$$

A sua volta la variazione di corrente del laser determina una variazione  $\Delta\lambda$  della lunghezza d'onda di emissione data da:

$$\Delta\lambda = \chi\Delta I \quad (3.8)$$

dove  $\chi = d\lambda/dI[m/A]$  è il coefficiente di variazione di lunghezza d'onda rispetto alla corrente. L'anello di retroazione deve quindi assicurare che la variazione di fase provocata dalla variazione di lunghezza d'onda sia esattamente opposta a quella causata dallo spostamento del bersaglio. In questo modo il segnale errore  $\Delta V_{out} = A\Delta V_{PD}$  rappresenta una perfetta replica dello spostamento del misurando e costituisce quindi il segnale di uscita dello strumento. Da quanto descritto fino ad ora, imponendo l'eguaglianza della 3.2 e della 3.8, possiamo definire la sensibilità dello strumento come:

$$\mathfrak{R} = \frac{\Delta V_{out}}{\Delta s} = \frac{\lambda_0}{s_0\chi Y} \quad (3.9)$$

La sensibilità quindi risulta essere inversamente proporzionale alla distanza dall'oggetto a riposo  $s_0$ .

Questa dipendenza può sembrare uno svantaggio dal momento che tale distanza non è conosciuta a priori con esattezza. In realtà questo non è una grande causa di incertezza perché la distanza può essere facilmente misurata fruttando l'effetto di self-mixing.

Come abbiamo già visto, la minima vibrazione misurabile non è determinata dalla quantizzazione imposta dal conteggio delle frange, ma è limitata dal rumore. Possono essere identificate tre cause principali di rumore: il rumore shot associato alla corrente del fotodiodo, il rumore di fase provocato dalla finita larghezza di riga del laser, il rumore meccanico del setup provocato da disturbi ambientali che generalmente mostra un andamento  $1/f$ . Il rumore di fase viene convertito in rumore di ampiezza tramite la pendenza  $\beta$ . È possibile mostrare che, per larghezze di riga inferiori a  $10MHz$ , il rumore shot domina sul rumore di fase per distanze del misurando  $s_0 < 10m$ . Il rumore shot di corrente è dato da:

$$I_n^2 = 2q\sigma F P_0 B \quad (3.10)$$

dove con  $q$  è stata indicata la carica dell'elettrone, con  $\sigma$  la responsività del fotodiodo, con  $F$  il fattore di rumore in eccesso (tipicamente  $F = 2$ ), con  $P_0$  la potenza emessa dal diodo laser e con  $B$  la banda di misura. Nel regime di moderata retroiniezione ( $C > 1$ ) il valore della pendenza  $\beta$  della caratteristica dell'interferometro a self-mixing risulta essere esprimibile come:

$$\beta = \gamma \frac{P_0}{s_0} \left[ \frac{W}{rad} \right] \quad (3.11)$$

dove il fattore  $\gamma [m/rad]$  dipende dal tempo di vita dei fotoni e dal fattore di allargamento di riga del diodo laser. È quindi ora possibile esprimere il segnale di fotocorrente corrispondente ad uno spostamento  $\Delta s$  come:

$$I_s = \sigma \beta \Delta s \frac{2\pi}{\lambda/2} = \sigma \gamma \frac{2\pi}{\lambda/2} \frac{P_0}{s_0} \Delta s \quad (3.12)$$

Il rapporto segnale-rumore è calcolato come  $SNR = I_s^2/I_n^2$ . Ammettendo un  $SNR = 1$  è possibile ricavare la *noise equivalent vibration* del vibrometro come:

$$\Delta_{s_{min}} = \frac{\lambda}{2\gamma\pi} \sqrt{\frac{qFB}{2\sigma P_0}} s_0 \quad (3.13)$$

Oltre alla ovvia dipendenza dalla potenza ottica del laser, si può notare che la minima vibrazione misurabile peggiora all'aumentare della distanza del bersaglio a causa della diminuzione della pendenza  $\beta$  con  $s_0$ . In linea di principio la *noise equivalent vibration* del vibrometro a retroiniezione è costante alle varie frequenze dal momento che si ottiene un fondo di rumore bianco. Per quanto riguarda, invece, la massima vibrazione misurabile i fattori limitanti sono determinati dal valore finito del guadagno d'anello e da imprecisione nella calibrazione dell'anello di compensazione. In pratica, il valore della fase non è mantenuto rigorosamente costante, ma esiste un errore di fase  $\Delta\phi_{err}$  proporzionale all'ampiezza della vibrazione. Quando si raggiunge la condizione  $\Delta\phi_{err} = \pi$  si verifica un salto di frangia e di conseguenza il segnale in uscita non è più proporzionale alla vibrazione. Si può quindi scrivere che:

$$\Delta_{s_{max,1}} \cong G_{loop} \frac{\lambda_0}{4} \quad (3.14)$$

In realtà, come è già stato fatto notare in precedenza, in regimi di forte retroiniezione l'isteresi del segnale interferometrico aumenta ed è quindi disponibile una zona lineare superiore a  $\pm\lambda/4$ . Un altro fattore limitante è determinato dal limitato range di variazione della corrente del laser ( $\Delta\lambda_{max}$ ). Dalla 3.2 è possibile scrivere:

$$\Delta s_{max,2} = \frac{s_0}{\lambda_0} \frac{\Delta\lambda_{max}}{2} \quad (3.15)$$

Chiaramente la dinamica ottenibile sarà limitata dal minimo tra  $\Delta s_{max,1}$  e  $\Delta s_{max,2}$ . Per quanto riguarda la precisione e l'accuratezza dello strumento, essa risulta essere determinata da quanto è accurata la conoscenza dei parametri che appaiono nell'espressione della responsività (3.9). La dipendenza  $s_0$  da non risulta essere un limite dal momento che la configurazione a retroiniezione consente di poter misurare la distanza tra diodo laser e bersaglio. Il principio di misura della distanza assoluta si basa sulla generazione di un segnale interferometrico di self-mixing a seguito di una variazione della lunghezza d'onda di emissione del laser di entità nota, ottenuta eseguendo una modulazione della corrente (ad es. ad onda triangolare) del diodo emettitore. Contando il numero di frange interferometriche generate in un periodo la distanza può essere ricavata con un'accuratezza di circa  $10^{-3}$  per distanze  $s_0 \approx 1m$ . Per quanto riguarda gli altri parametri che compaiono nell'espressione, si ha che il coefficiente  $\chi$  presenta una dipendenza molto limitata dalla temperatura e dall'usura. Lo stesso non si può dire per il valore della lunghezza d'onda emessa  $\lambda_0$ . Essa presenta infatti una forte dipendenza dalla temperatura e può quindi essere necessario effettuare un controllo sulla temperatura.

Scopo di questa tesi è l'implementazione di un vibrometro ad anello chiuso con aggancio a metà frangia che garantisca la ricostruzione del segnale di spostamento. Il sistema progettato dovrà misurare vibrazioni con sensibilità inferiori ai  $100nm$ , in un range di frequenza da 0 a  $10kHz$  con velocità di spostamento del bersaglio di  $\approx 20cm/s$ . Per garantire queste specifiche, data la scarsa flessibilità delle reti analogiche e le ridotte prestazioni, si è rivelata necessaria un'elaborazione digitale del segnale.



## 3.2 Progetto del vibrometro

Prima di vedere lo sviluppo del circuito analogico e di quello digitale nel dettaglio, analizziamo le problematiche fondamentali e le scelte di progetto che hanno portato a definire le caratteristiche del sistema nella sua globalità. Ognuno dei punti successivamente trattati riguarda sia la configurazione analogica, sia quella digitale, evidenziate in Figura 3.4; infatti la risoluzione di alcuni problemi riscontrati sperimentalmente è avvenuta apportando modifica ad entrambe le parti. Si è, tuttavia, privilegiato un approccio digitale, là dove possibile, per garantire più elasticità di controllo sui parametri.

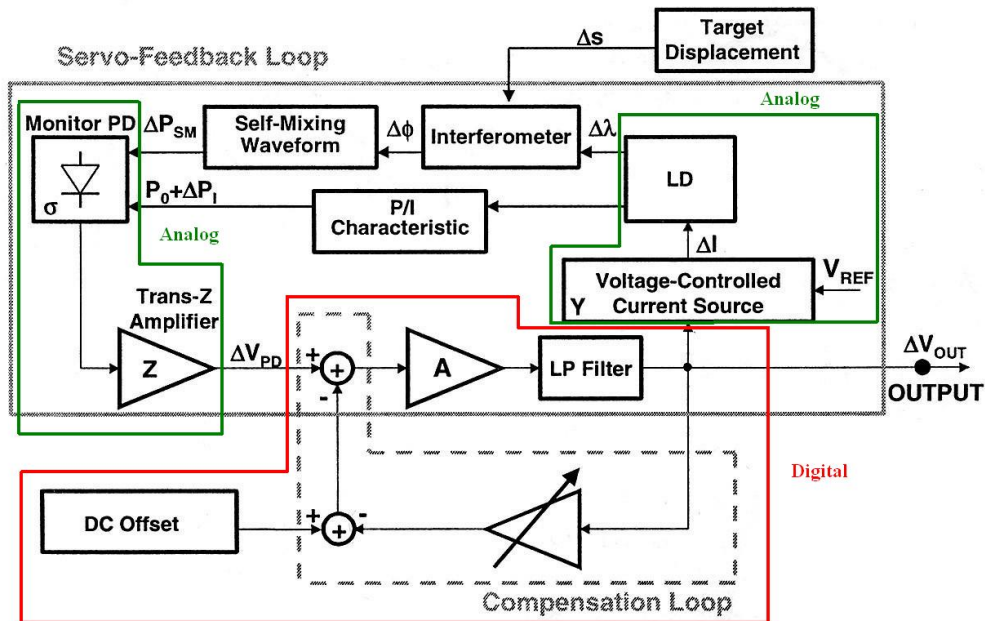


Figura 3.4: Schema con suddivisione analogica / digitale.

### 3.2.1 Variazione della potenza del laser in funzione della corrente. Sviluppo del ramo di sottrazione.

Fino a questo punto, per semplicità, è stata trascurata la dipendenza della potenza emessa dal diodo laser dalla corrente di pompa. E' noto, infatti, che una variazione della corrente provoca una variazione della potenza

emessa pari a:

$$\Delta P_I = \eta \Delta I \quad (3.16)$$

dove  $\eta$  rappresenta la *slope efficiency* del diodo laser. Affinchè l'anello risulti stabile è necessario tener in conto che andando a modulare la corrente del laser oltre ad ottenere una variazione della  $\lambda$  si ha una variazione della potenza  $P$ . Di conseguenza nella configurazione ad anello chiuso, quando il segnale prelevato dal fotodiodo, filtrato ed elaborato, viene utilizzato per modulare la corrente di polarizzazione del laser, si riscontra una variazione della potenza  $\Delta P_I$  che si somma alla potenza  $P_0$  di polarizzazione e alla potenza  $\Delta P_{SM}$  dovuta al segnale di self-mixing (3.17). La caratteristica  $\eta$  (3.16) deve essere compensata per evitare la saturazione del segnale in uscita dallo stadio di guadagno analogico e l'instabilità del sistema retroazionato.

$$P_{tot} = \Delta P_{SM} + P_0 + \Delta P_I = \Delta P_{SM} + P_0 + \eta \Delta I \quad (3.17)$$

Il ramo di compensazione è stato sviluppato sia in versione analogica che digitale. Il circuito analogico realizzato, mostrato in Figura 3.7, permette di sottrarre alla corrente in un uscita dal fotodiodo una corrente derivata dal segnale che modula la polarizzazione del laser. Attraverso un trimmer è possibile tarare il circuito in modo da annullare idealmente il contributo indesiderato dovuto al trasferimento  $\chi$ . Sperimentalmente, tuttavia, è risultato impossibile l'azzeramento a causa dell'incertezza dei parametri e di uno sfasamento tra le correnti. Questo, una volta chiuso l'anello, è stato origine di instabilità. In prima battuta, pertanto, è stato eliminato il sottrattore analogico, preferendo una compensazione totalmente digitale. Questo, tuttavia, ha portato ad un problema di dinamica. Il segnale in uscita dal fotodiodo, infatti, senza sottrazione causava una saturazione del segnale analogico in ingresso all'ADC. E' stato necessario, dunque, ritardare il circuito con una conseguente diminuzione del guadagno d'anello del sistema. Come soluzione definitiva, dunque, è stata introdotta una sottrazione analogica tale da permettere una buona dinamica, ma nello stesso tempo in grado di mantenere una buona linearità del trasferimento. Si era riscon-

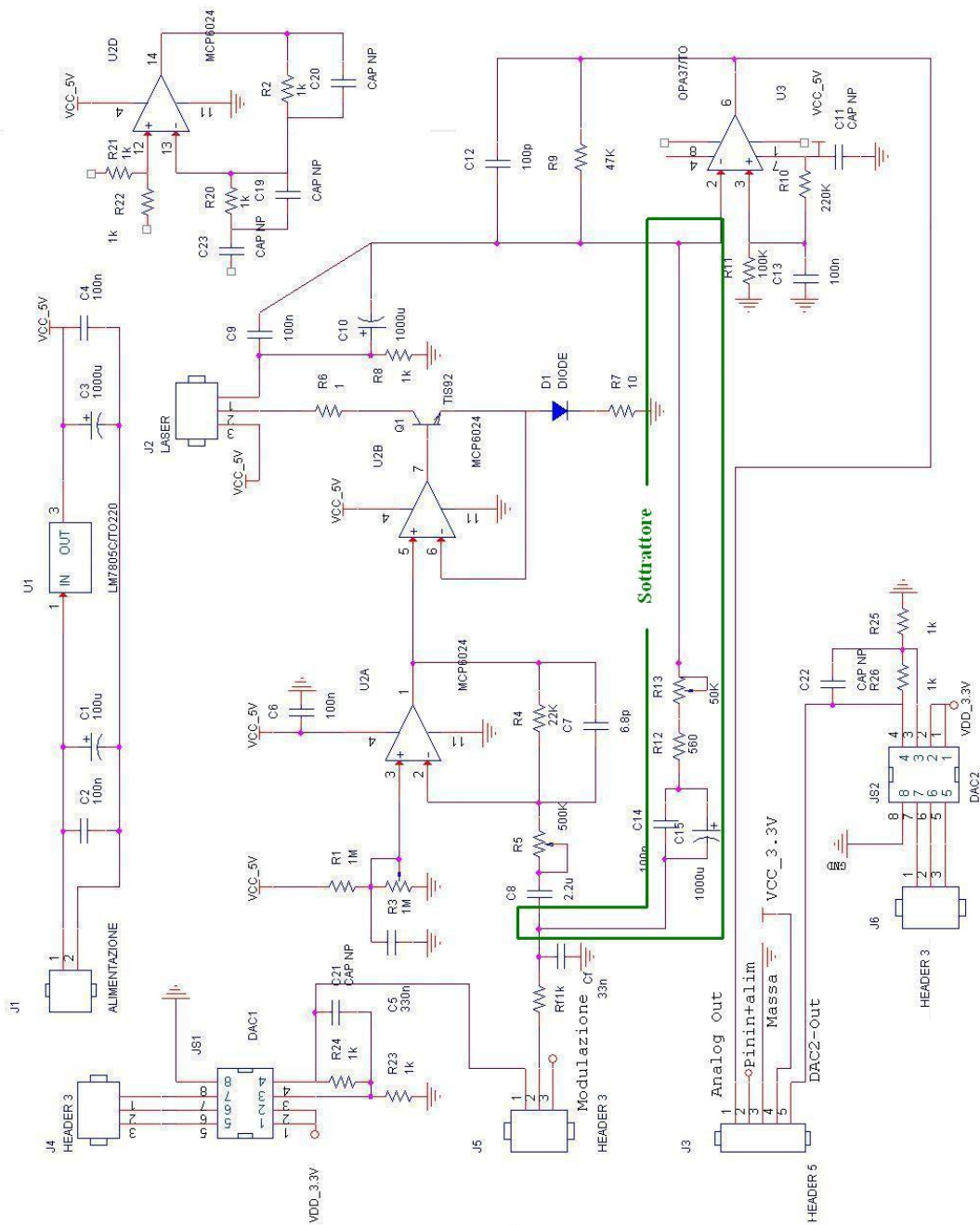


Figura 3.5: Circuito opportunamente modificato. In evidenza il ramo di sottrazione.

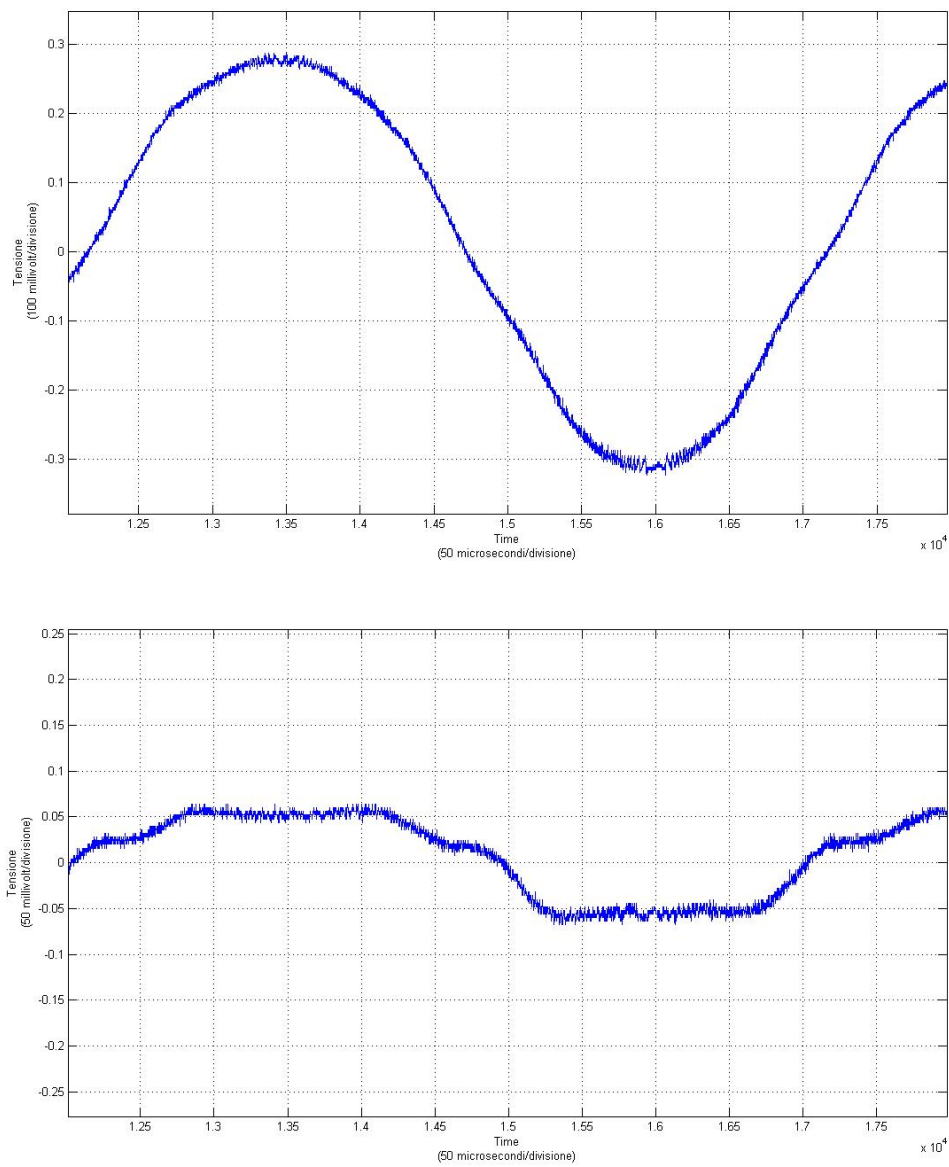


Figura 3.6: Aumento della distorsione all'aumentare della sottrazione.

trata, infatti, una forte distorsione del segnale d'uscita nel momento in cui la sottrazione tendeva ad annullare il segnale come mostrato in figura Figura 3.6.

### 3.2.2 Disturbi.

Quando si esegue una misura elettronica o si effettua una trasmissione di segnale tramite un supporto fisico, bisogna tener presente che il risultato ottenuto è determinato dalla sovrapposizione del segnale utile con altri due elementi: il rumore ed i disturbi. Il primo dà un contributo legato alla fisica del moto dei portatori di carica nei dispositivi, descritto da leggi statistiche; il secondo sono invece dovuti ad accoppiamenti elettromagnetici con segnali provenienti da altri dispositivi. Benché sia il rumore che i disturbi siano elementi che limitano la ricezione del segnale o la sua misura, la loro differente natura porta ad atteggiamenti diversi nel tentativo di minimizzarli. Il rumore in un circuito è un contributo dovuto alla natura fisica dei dispositivi, legato all'agitazione termica dei portatori o ad altri fenomeni stocastici. Data la sua origine non è possibile eliminare il rumore, perciò il progettista ha come unica possibilità quella di cercare di ridurlo attraverso apposite tecniche di filtraggio. Tale operazione deve essere svolta con grande cura, poiché filtrare significa ridurre il contributo di alcune frequenze spettrali. Per migliorare il rapporto segnale-rumore è necessario attenuare il rumore a quelle frequenze dove non c'è segnale, altrimenti l'operazione non porterebbe alcun beneficio. Viceversa, i disturbi apportano un contributo deterministico, conoscibile ed eliminabile non solo con tecniche di filtraggio selettivo, ma anche e soprattutto attraverso la schermatura dei circuiti (sia di chi genera il disturbo sia di chi lo subisce) o ricorrendo ad un migliore progetto delle connessioni, mirato proprio alla diminuzione degli accoppiamenti parassiti. I disturbi più comuni sono quelli dovuti ad accoppiamento elettromagnetico, in particolare di tipo capacitivo. Quando esiste una capacità parassita tra due cavi si ha un accoppiamento del campo elettrico, la cui variazione induce una corrente nel circuito dis-

turbato. Le capacità parassite in un circuito, oltre ad accoppiare disturbi, possono causare anche instabilità. Un esempio molto comune è dato dalla capacità parassita tra le linee di alimentazione e gli ingressi di un amplificatore operazionale, che può indurre una reazione positiva, specialmente per amplificatori a larga banda. Forti variazioni della corrente erogata dall'amplificatore possono indurre delle cadute di tensione sulle alimentazioni che, tramite l'accoppiamento capacitivo, si possono riflettere sull'ingresso dell'operazionale, causando una reazione positiva. Questo fenomeno è ancora più probabile quando si usano più amplificatori in cascata, in quanto i disturbi sulle alimentazioni, dovuti agli stadi successivi, si riflettono sul primo stadio, portando facilmente il guadagno d'anello della reazione a valori superiori a ed innescando dunque l'oscillazione. La soluzione più semplice a questo inconveniente consiste nell'aggiungere delle capacità, tipicamente da  $100nF$ , tra le alimentazioni e massa, il più vicino possibile agli integrati. In questo modo si diminuisce l'impedenza delle alimentazioni alle alte frequenze, riducendo i segnali dovuti alle variazioni di corrente assorbita dagli integrati e quindi abbassando notevolmente il guadagno d'anello della reazione positiva con gli ingressi. In questo caso non si possono utilizzare capacità elettrolitiche, in quanto non hanno un buon comportamento capacitivo ad alta frequenza, indispensabile invece per questa applicazione. Una ulteriore soluzione consiste nel distanziare i fili di ingresso del segnale dalle linee di alimentazione, se possibile, in modo da diminuire l'accoppiamento. A questo proposito, in caso di piste di un *PCB*, può aiutare un piano di massa sottostante, che fa diminuire notevolmente le capacità mutue tra le piste, oppure una pista connessa a massa interposta tra le due. Le considerazioni fatte sono state applicate, dove possibile, nella progettazione del circuito. Uno degli aspetti cruciali, tuttavia, contro i quali ci si è scontrati, è stato l'eliminazione dei disturbi dovuti all'elettronica digitale. Essendo un sistema self-mixed, infatti, l'accoppiamento dei segnali digitali con il resto del circuito ha richiesto una serie di precauzioni atte a isolare il più possibile le due sezioni del sistema: innanzitutto l'utilizzo di cavi schermati per i

segnali più sensibili, il filtraggio delle alimentazioni attraverso delle capacità di decoupling, il collegamento tra massa digitale e analogica attraverso un unico *bridge* costituito da un'induttanza.



Figura 3.7: Induttanza per evitare giri di massa.

La soppressione dei disturbi, tuttavia, è stata possibile in modo limitato poichè, nonostante il *DSP* sia montato su un *PCB* isolato, i *DAC* necessari alla conversione dei segnali digitali, per motivi di compattezza, sono saldati sul *PCB* del circuito analogico. In un futuro progetto, per migliorare ulteriormente le prestazioni, potrebbe risultare vantaggioso un layout in cui i *DAC* sono montati su un *PCB* a sé stante. Questo potrebbe portare a importanti miglioramenti dato che si è riscontrato un miglioramento notevole nel funzionamento dell'algoritmo di *UNWRAP*, descritto successivamente, al diminuire dei disturbi.

### 3.2.3 Stabilità.

Punto centrale del progetto è la stabilità dell'anello di retroazione. Per ottenere l'aggancio a metà frangia in modo da garantire un buon range di funzionamento si è proceduto con una stima delle singolarità presenti nell'anello. Data la complessità e la difficile caratterizzazione di alcuni trasferimenti si è proceduto, nel caso dei blocchi di trasferimento più problematici, basandosi su articoli e dati presenti in letteratura.

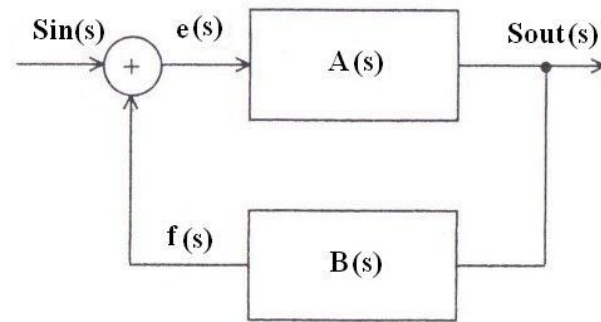


Figura 3.8: Sistema retroazionato.

Dato un anello di retroazione (Figura 3.8) il segnale d'uscita risulta essere dato da 3.18, dove  $B(s)$  ha segno negativo, essendo il nostro sistema retroazionato negativamente. Nel caso di  $G_{loop}$  elevato, l'uscita, ovvero il segnale interferometrico, risulta essere quello originale diviso per il guadagno d'anello.

$$S_{out} = \frac{A(s)}{1 - A(s)B(s)} S_{in}$$

$$G_{loop} = A(s)B(s) \quad (3.18)$$

Questo significa che, a pari ampiezza di oscillazione, il numero di salti di frangia è  $G_{loop}$  inferiore rispetto alla configurazione ad anello aperto. Per valori ragionevoli di ampiezza di oscillazione e di  $G_{loop}$  (nel nostro caso si è ottenuto un  $G_{loop} \approx 30$ ) questo ha permesso di ottenere in uscita un segnale perfettamente sinusoidale.

In questo modo risulta istantaneo leggere l'informazione relativa, per esempio, alla frequenza della vibrazione, semplicemente misurando il periodo della sinusoide in uscita. E' possibile, inoltre, avere informazioni riguardo allo spostamento dell'oggetto con grande precisione grazie alla linearità garantita dall'aggancio a metà frangia.

In Figura 3.10 è schematizzato con più chiarezza l'anello ed i blocchi di cui è composto. Al fine di ottenere un punto di lavoro che garantisca le specifiche richieste è necessario conoscere i trasferimenti in frequenza di cias-



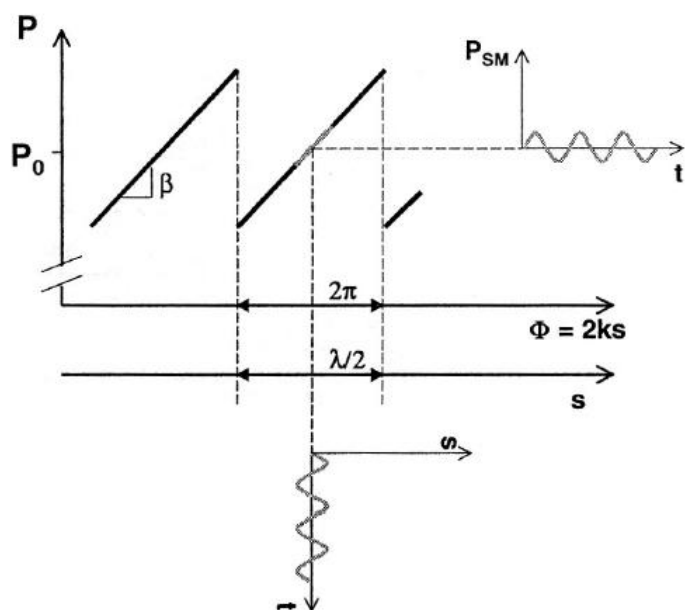


Figura 3.9: Effetto della retroazione sul segnale interferometrico.

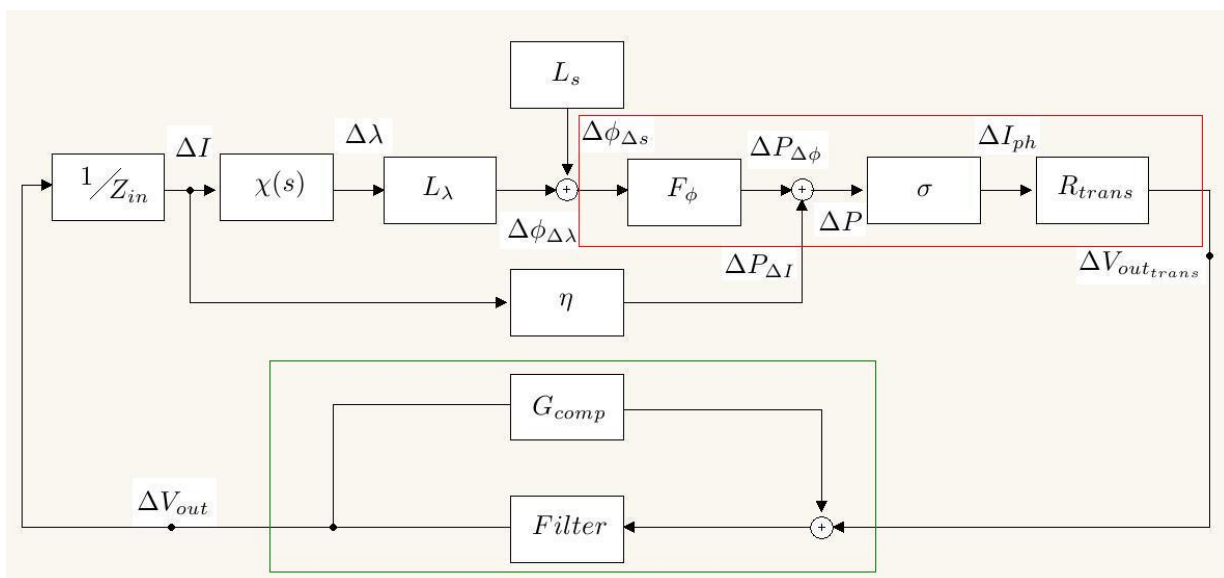


Figura 3.10: Schema a blocchi con indicate le funzioni di trasferimento.

cun blocco. In questo modo, una volta descritto l'andamento in frequenza il tutto il  $G_{loop}$  è possibile procedere alla compensazione del sistema. Affinchè risulti stabile e abbia una risposta al gradino con una velocità accettabile, si deve necessariamente avere un margine di fase di almeno  $45^\circ$ . Questo significa che, considerando l'espressione in frequenza del  $|G_{loop}|$ , essa deve tagliare l'asse  $0dB$  con un contributo di sfasamento totale minore di  $135^\circ$ . Questo perchè, se il segnale viene amplificato e riportato in ingresso sfasato di  $360^\circ$ , si somma a quello iniziale dando luogo a una retroazione positiva, quindi, instabile.

Di seguito verranno analizzate le risposte in frequenza dei singoli blocchi:

- $1/Z_{in}$
- $\chi(s)$
- $L_\lambda$
- $\Delta V_{outtrans}/\Delta\phi$

L'insieme  $\Delta V_{outtrans}/\Delta\phi$  dei blocchi  $F_\phi, \sigma, R_{trans}$  evidenziato in rosso in Figura 3.8 è stato caratterizzato in frequenza in precedenti ricerche. E' possibile, in particolare, approssimarlo come una funzione di trasferimento a singolo polo in cui la singolarità in questione è dovuta all'amplificatore  $OPA37/TO$ . Essendo questa dipendente dal valore della resistenza di feedback, ha subito variazioni durante la fase di progetto; tuttavia non è mai scesa al di sotto dei  $300kHz$ . Per quanto riguarda il guadagno in continua  $\frac{\Delta V}{\Delta\phi}$ , esso è stato misurato sperimentalmente 3.19.

$$\frac{\Delta V}{\Delta\phi} = 2,6 \frac{pm}{mA} \quad (3.19)$$

Il blocco  $1/Z_{in}$  è costituito da un amplificatore e dall'elettronica di polarizzazione del laser che presentano un polo a frequenza elevata dovuto alla banda dell'amplificatore operazionale  $MCP6024$ . In continua il valore della resistenza equivalente è espressa in 3.20.

$$Z_{in}(0) = 152\Omega \quad (3.20)$$

Tuttavia in aggiunta alla configurazione elettronica originariamente prevista è stato introdotto un filtraggio opportuno all'uscita del *DAC* per eliminare i disturbi e i glitch presenti sul segnale convertito. Questo ha permesso di avere un segnale migliore a discapito dell'introduzione di un ulteriore polo nell'anello. Il filtro passa-basso a singolo polo taglia il segnale a  $5kHz$ .

La funzione di trasferimento  $L_\lambda$  che determina lo sfasamento  $\phi_\lambda$  in funzione della variazione di lunghezza d'onda  $\Delta\lambda$  si può considerare pressoché costante in frequenza ed è stata calcolata sperimentalmente partendo dalla formula 3.21. Risulta essere pari a  $1.672 \cdot 10^{13}[rad/m]$ .

$$\begin{aligned} |\Delta\phi| &= 2\frac{2\pi}{\lambda_0^2} s_0 \Delta\lambda \\ \lambda_0 &= 785nm \\ s_0 &= 82cm \end{aligned} \quad (3.21)$$

Il blocco di maggior complessità e di maggior interesse per le prestazioni del vibrometro è legato al trasferimento tra la variazione di corrente  $\Delta I$  sulla quale si agisce per compensare lo spostamento del bersaglio e l'effettiva variazione della lunghezza d'onda del laser  $\Delta\lambda$ . La risposta termica di un diodo laser, infatti, ha un trasferimento prodotto dalla composizione di una rete formata da resistenze e capacità termiche, che introducono poli e zeri. Risulta pertanto opportuno considerare che il trasferimento sia funzione della frequenza. A tal fine si utilizzeranno i risultati ottenuti in uno studio descritto nell'articolo [15](Figura 3.11).

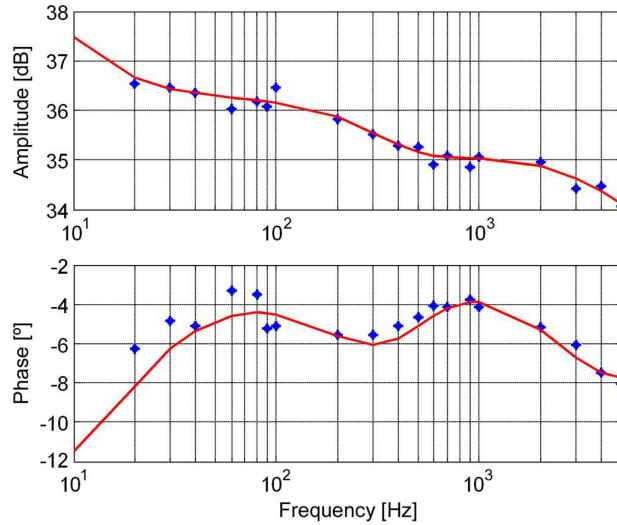


Figura 3.11: Trasferimento  $\chi(s)$  di un laser *HL7851G*.

$$\chi(s) = \rho \frac{(s - z_1)(s - z_2)(s^2 + s2\omega_{n,z}\zeta + \omega_{n,z}^2)}{(s - p_1)(s - p_2)(s - p_3)(s^2 + s2\omega_{n,p}\xi + \omega_{n,p}^2)}$$

$$\rho = 1.9 \cdot 10^{10}, z_1 = -3.8 \cdot 10^4 \left[ \frac{rad}{s} \right], z_2 = -55.8 \left[ \frac{rad}{s} \right],$$

$$\omega_{n,z} = 2.8 \cdot 10^3 \left[ \frac{rad}{s} \right], \zeta = 0.86, p_1 = -4.5 \cdot 10^8 \left[ \frac{rad}{s} \right],$$

$$p_2 = -2.96 \cdot 10^4 \left[ \frac{rad}{s} \right], p_3 = -36.9 \left[ \frac{rad}{s} \right], \omega_{n,p} = 2.68 \cdot 10^3 \left[ \frac{rad}{s} \right], \xi = 0.91$$
(3.22)

Lo studio riguarda un vibrometro con controllo d'anello basato su un laser *HL7851G* operante a  $20mW$ , a cui è stata applicata una modulazione sinusoidale della corrente con frequenze comprese tra  $1Hz$  e  $5kHz$ . È stato poi rilevato empiricamente il trasferimento tra corrente e lunghezza d'onda di emissione, realizzando, in questa modo, un modello che stimi il trasferimento tra le due grandezze considerate per il laser in questione. Questa funzione di trasferimento non ha valore assoluto per qualunque *HL7851G*, tuttavia fornisce un'indicazione su come possa essere la caratteristica di trasferimento corrente-lunghezza d'onda.

Dal grafico in figura Figura 3.11 è possibile osservare come si abbia un *minimum phase system*, ovvero con tutte le singolarità nel piano sinistro, con quattro zeri e cinque poli. La posizione dei primi quattro zeri, inoltre, è prossima rispettivamente a ciascuno dei quattro poli. Lo sfasamento prima

dell'intervento dell'ultimo polo, pertanto, risulta limitato. Dato che l'ultimo polo (riferirsi all'articolo [15] per le singularità in alta frequenza) interviene a circa  $70MHz$ , ben al di sopra delle frequenza di nostro interesse, è stato considerato nullo, in prima battuta, il contributo allo sfasamento dato dal blocco  $\chi$ .

A questo punto è stato possibile procedere alla sintesi delle singularità necessarie a stabilizzare l'anello attraverso il filtraggio del DSP (evidenziato in verde in Figura 3.10). Tenendo conto della presenza del filtro passa-basso a  $5kHz$  e della presenza dei poli ad alta frequenza (maggiore di  $100kHz$ ) si è proceduto sperimentalmente per ottenere la condizione ottima che garantisca una banda di circa  $10kHz$  e  $G_{loop}$  maggiore possibile. Questo è stato ottenuto grazie all'introduzione di un polo a bassa frequenza e di uno zero, necessario ad annullare l'effetto del polo del filtro passa-basso. In questo modo l'intersezione del  $|G_{loop}|$  con l'asse a  $0dB$  risulta essere prima delle singularità ad alta frequenza e dove il contributo di fase risulta essere superiore a  $45^\circ$ . Graficando il diagramma di Bode del  $G_{loop}$  si ottiene una frequenza di intersezione con l'asse a  $0dB$  pari a circa  $9kHz$  e uno sfasamento di  $\approx 110^\circ$ . Si è preferito evitare di porre lo zero di compensazione esattamente

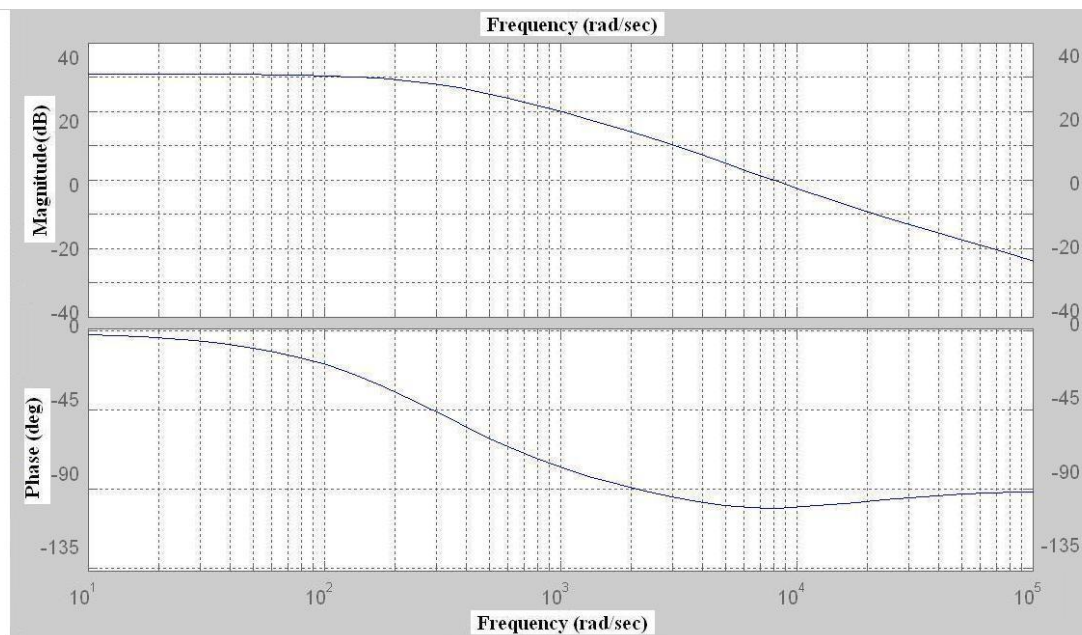


Figura 3.12: Diagramma di Bode: module e fase del  $G_{loop}$ .

a  $5kHz$  per evitare che il doppietto in banda desse delle risposte troppo lente. Grazie al filtraggio digitale è stato possibile compensare il sistema e ottenere delle buone prestazioni in termini di stabilità e banda. E' da sottolineare il fatto che l'agevole modifica dei parametri permessa dall'elettronica digitale è stata fondamentale per completare una ricerca sperimentale dell'ottimo che sarebbe stata difficoltosa con un setup totalmente analogico. Il valore del  $|G_{loop}|$  in continua è anch'esso variabile grazie al blocco digitale. Ponendo il guadagno digitale  $G_{dig}$  pari a 12 il  $|G_{loop}|$  complessivo risulta pari a  $\approx 30$  (3.23). Non essendo un valore molto elevato per migliorarlo è possibile alzare il valore di  $G_{dig}$ , aumentando, peraltro, anche la banda; il problema, tuttavia, è il limite dato dall'uscita del DSP. Questo comporta una saturazione per vibrazioni di ampiezza elevata.

$$G_{loop}(0) = \frac{1}{Z_{in}} \chi(0) \frac{\Delta V}{\Delta \phi} G_{dig} = 2.5 G_{dig} \quad (3.23)$$

### 3.2.4 Compensazione della caratteristica $\chi$

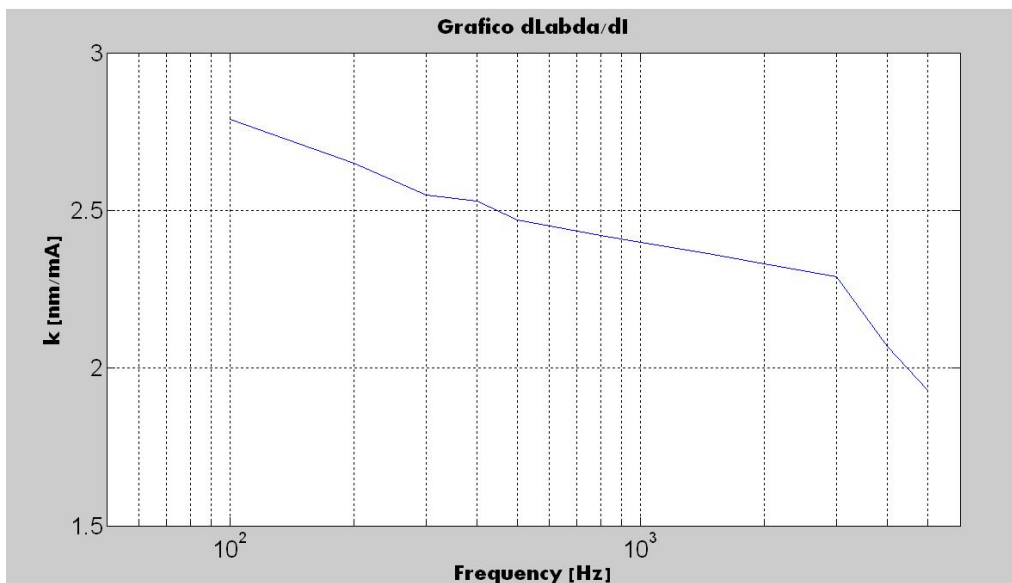


Figura 3.13: Diagramma di Bode della caratteristica  $\chi$

Per migliorare le prestazioni e la stabilità dell'anello, una volta ottenuto un corretto funzionamento del vibrometro ad anello chiuso, è stato carat-

terizzato con maggior precisione l'andamento in frequenza del trasferimento  $\chi$  che inizialmente era stato ragionevolmente trascurato. Nel Cap.6 viene descritto il metodo utilizzato per eseguire la misura. In Figura 6.15) è possibile osservare la caratteristica ottenuta per il laser utilizzato. A partire da questi dati sarà possibile estrarre le singolarità della funzione di trasferimento per eseguire una compensazione. Questa verrà effettuata sintetizzando un filtro digitale attraverso il *DSP*.





# Capitolo 4

## Circuito analogico

*In questo capitolo vengono descritte le sorgenti laser, l'ottica e la parte del sistema realizzata utilizzando elettronica analogica. Verranno illustrati in dettaglio i circuiti realizzati per l'alimentazione del diodo laser e per la modulazione della sua corrente, per il trattamento del segnale interferometrico, e per la conversione del segnale digitale proveniente dal DSP.*

Il progetto del circuito analogico ha avuto come punto di partenza un lavoro precedentemente realizzato per un telemetro che sfruttava gli stessi principi interferometrici. Tale progetto prevedeva un circuito di polarizzazione e di modulazione della corrente del laser, e un altro necessario all'amplificazione del segnale interferometrico. Obiettivo primario è stato quello di predisporre tale circuito affinché si potesse chiudere in una configurazione retroazionata. Si è provveduto, successivamente, alla realizzazione fisica di un PCB *general purpose* che permettesse di svolgere un lavoro di ottimizzazione testando sperimentalmente la validità delle modifiche attuate. Si è giunti, in questo modo, al circuito finale.

### 4.1 Circuito analogico di partenza.

#### 4.1.1 Alimentatore laser.

La sorgente laser utilizzata per ottenere il segnale interferometrico a self-mixing è l'*HLL7851G*. È una cavità risonante Fabry Perot che emette

nell'infrarosso alla lunghezza d'onda  $\lambda = 785nm$ . Essendo appena oltre lo spettro visibile è possibile vedere la macchia laser prodotta sul bersaglio, permettendo una facile collimazione. Il diodo laser impiegato contiene nello stesso package un fotodiodo di monitor che permette di valutare la potenza emessa. In (Figura 4.1) vengono mostrati la rappresentazione circuitale e il package del laser.

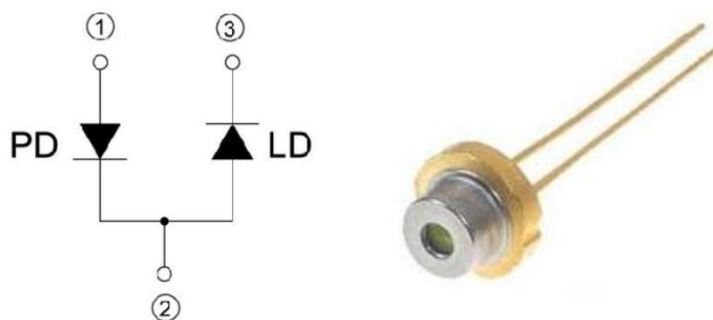


Figura 4.1: Schema elettrico e Package dell'*HL7851G*.

La potenza ottica massima emessa da questa sorgente è di  $50mW$ , corrispondente ad una corrente di pompa di  $130mA$ . Questo consentirà di effettuare ampie modulazioni di corrente anche fino a  $20mA$ . Per permettere la focalizzazione del fascio sul bersaglio è stata utilizzata una lente di collimazione. Quella impiegata è una *GS7020AA* in materiale acrilico della Roithner LaserTechnik con focale di  $8mm$  e apertura numerica di 0.3. In (Figura 4.2) viene mostrato il sistema costituito dal package del laser con annesso fotodiodo di monitor e dalla lente di collimazione. La focalizzazione viene modificata manualmente anche se sarà possibile, in sviluppi futuri, impiegare un sistema di autofocus che provvederà alla focalizzazione della macchia sul bersaglio. In questo modo il sistema potrà lavorare sempre con il  $C$  più vantaggioso.

Per effettuare il controllo di questo laser è stato utilizzato uno schema elettrico che forza la corrente di pompaggio. Nell'implementazione di vibrometri precedenti, invece, veniva utilizzata una retroazione ottica, che controllava la potenza emessa dal laser. Una piccola quantità di segnale, tuttavia, entrava nell'anello di potenza, andando a rimodulare la corrente

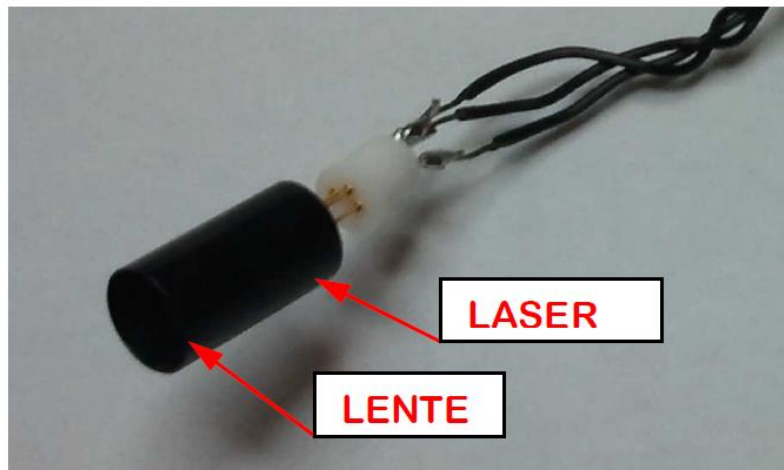


Figura 4.2: Laser e lente di collimazione.

di pompa alla stessa frequenza del segnale di modulazione. Questo effetto, che in prima approssimazione può risultare trascurabile, dava origine ad un segnale interferometrico totalmente distorto per correnti di modulazione elevate, ossia di ampiezza di  $20\text{mA}$ . Dato che non deve essere presente una rimodulazione della corrente di pompa, si è proceduto alla realizzazione di un circuito alimentatore che non fissi la potenza ottica emessa dalla sorgente, ma imponga la corrente nel laser. Per alimentare il circuito si è utilizzata una tensione di alimentazione  $V_{cc}$  a  $5\text{V}$ , stabilizzata tramite un  $LM7805$  (Figura 4.3).

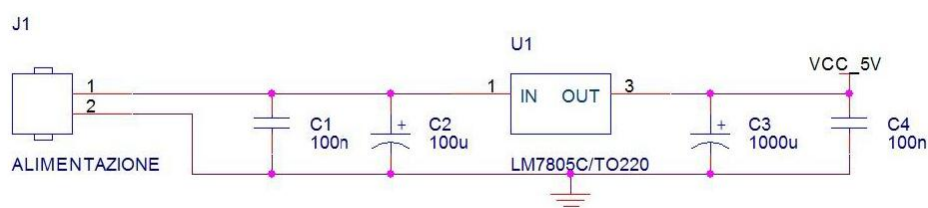


Figura 4.3: Stabilizzatore di tensione a  $5\text{V}$ .

Consideriamo, innanzitutto, la polarizzazione. A causa della presenza di  $C_5$ , all'accensione la tensione sul nodo  $V+$  del primo operazionale ( $U2A$ ) è nulla. Questa viene bufferata sul nodo  $V-$  dello stesso operazionale. Lo stesso avviene con il secondo operazionale ( $U2B$ ), impedendo, così,

una variazione istantanea della corrente di pompa e proteggendo, quindi, il dispositivo.

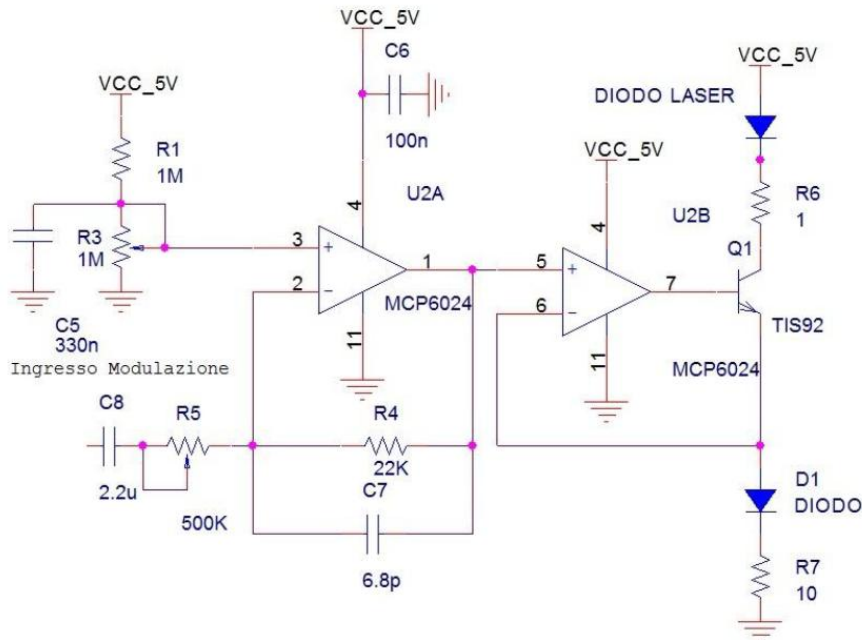


Figura 4.4: Schema elettrico dell'alimentatore laser controllato in corrente.

La capacità  $C_5$  si carica con un transitorio  $RC$ , facendo variare con questa forma d'onda anche la tensione presente su  $R_7$ . La tensione sulla capacità  $C_5$  a transitorio esaurito è modificabile agendo tramite il trimmer  $R_3$ . La corrente che attraversa il laser è pari a quella che scorre in  $R_7$ , che è data da:

$$I_{LASER} = \frac{V_{CS} - 0.7V}{R_7} \quad (4.1)$$

Il diodo  $D1$  ha funzione di non fare scorrere corrente nel laser finché la capacità  $C_5$  non raggiunge il valore di  $0.7V$ . Con il dimensionamento effettuato la massima tensione  $V_5$  è pari a  $2.5V$  che corrisponde ad una  $V_{R7}$  tale da produrre una corrente di pompa  $I_{Laser}$  di  $180mA$ .

Passiamo ora a considerare il trasferimento tra l'ingresso di modulazione e la corrente di pompa. Innanzitutto il disaccoppiamento è effettuato tramite una capacità ceramica di  $2.2\mu F$  ( $C_8$ ). L'impiego di una capacità elettrolitica non è stato possibile in quanto il morsetto di ingresso di modulazione e la

terra virtuale dell'operazionale  $U2A$  hanno tensioni variabili. La condizione di polarizzazione, infatti, del nodo di terra virtuale è dettata dalla tensione  $V_{C5}$ , mentre l'ingresso di modulazione viene tenuto ad una tensione prossima a metà dinamica in modo tale da poter modulare la corrente di pompa del laser sia verso l'alto che verso il basso. Il trasferimento di tensione tra l'ingresso di modulazione e l'uscita dell'operazionale  $U2A$  è invertente e modificabile tramite il trimmer  $R5$  da  $500k\Omega$ . Su segnale la modulazione di corrente prodotta è pari alla tensione d'uscita dell'operazionale  $U2A$  divisa per la resistenza  $R7$ .

$$\frac{I_{LASER}(s)}{V_{mod}(s)} = -\frac{sCR_4}{(1 + sR_4C_7)(1 + sR_5C_8)} \frac{1}{R_7} \quad (4.2)$$

Il trasferimento a centro banda, ossia con  $C8$  chiuso e  $C7$  aperto, è pari a:

$$\frac{I_{LASER}(s)}{V_{mod}(s)} = -\frac{R_4}{R_5} \frac{1}{R_7} \quad (4.3)$$

Dato che il primo polo si trova alla frequenza  $f_{p1} = \frac{1}{2\pi C_8 R_5}$  ed  $R5$  è una resistenza impostabile dall'utente, sarà necessario non ridurre troppo il valore di  $R5$ . Il sistema non utilizzerà  $R5$  inferiore ai  $10k\Omega$ , in modo tale che  $f_{p1} = 7Hz$ . Il secondo polo  $f_{p2} = \frac{1}{2\pi C_7 R_4}$  è alla frequenza fissata di  $1MHz$ .

### 4.1.2 Amplificatore a transimpedenza e condizionamento analogico.

Si analizza ora la struttura dell'amplificatore a transimpedenza (Figura 4.5) che esegue anche l'operazione di somma. Lo scopo, infatti, è duplice: da un lato è necessario leggere il segnale interferometrico dal fotodiodo e amplificarlo, dall'altro si vuole correggere il trasferimento  $\chi$  (descritto nel Cap.3) correggendo il contributo sulla corrente del fotodiodo dato dal segnale di modulazione.

Questo circuito prevede l'utilizzo dell' $OPA380$  amplificatore operazionale specifico per questo tipo di applicazioni. Questo amplificatore a transimpedenza, in particolare, offre un  $GBWP$  di  $90MHz$  e uno  $SR$  di  $80V\mu s$ .

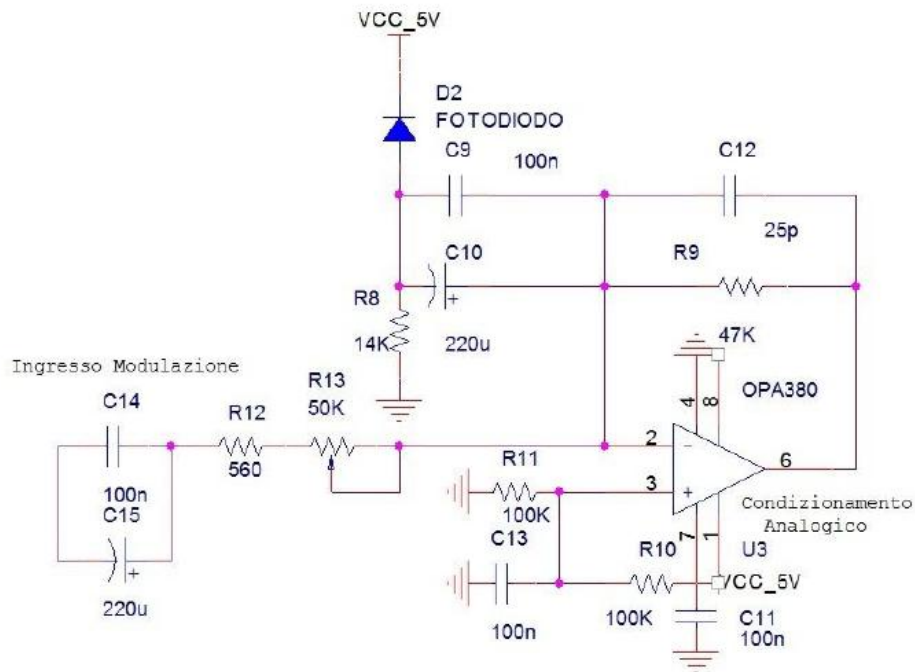


Figura 4.5: Schema elettrico dell'amplificatore a transimpedenza che agisce anche da sommatore.

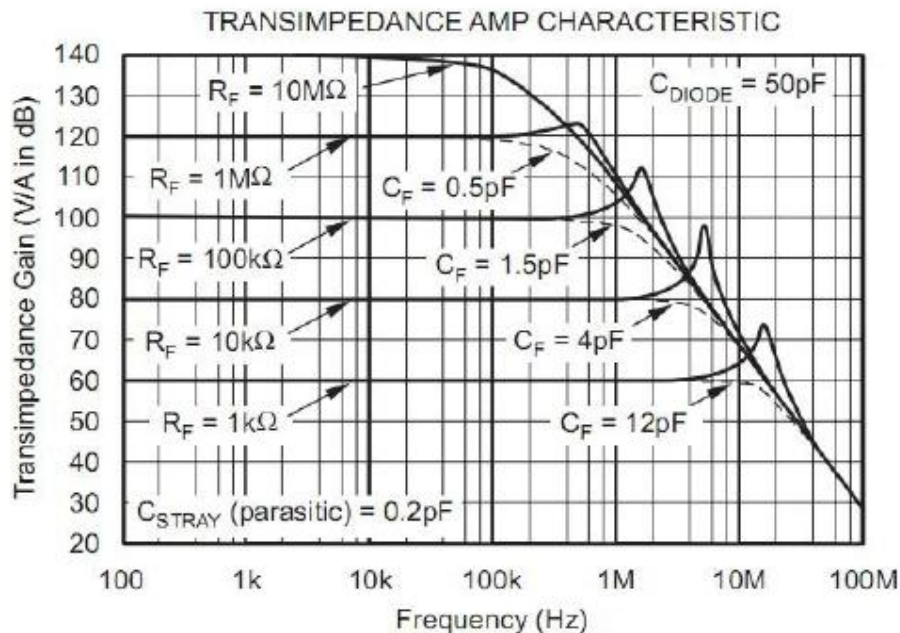


Figura 4.6: Grafico della capacità di compensazione.

L'*OPA380*, in questo caso, è utilizzato come amplificatore a transimpedenza, ma anche la funzione di circuito sommatore; infatti si può notare come sul morsetto invertente si affaccino due rami, uno proveniente dal fotodiode, mentre l'altro proveniente dall'ingresso di modulazione di tensione.

Procediamo con l'analisi della configurazione circuitale più nel dettaglio. Il morsetto + dell'*OPA380* è polarizzato a centro dinamica, in modo tale che in assenza di segnale l'uscita si trovi a  $2.5V$ . Il segnale di corrente generato dal fotodiode di monitor dovuto alle componenti di modulazione viene prelevato dalla capacità  $C10$ , che si affaccia sul nodo di terra virtuale. Viene poi amplificato dall'amplificatore a transimpedenza. Per quanto riguarda il segnale proveniente dall'ingresso di modulazione, ha un trasferimento di tipo passabanda con il condensatore  $C15$  da  $220\mu F$  che ha la funzione di bypass, che si chiude, nel peggiore dei casi, ad una frequenza  $f_{p1} = 1/(2\pi C_{15}R_{12}) = 1.3Hz$ . Il secondo polo è dato dalla rete in retroazione all'*OPA380*. Il trimmer  $R13$  viene impostato per regolare la somma dei due segnali in maniera tale da eliminare il più possibile le componenti dovute a  $\chi$  in uscita dal transimpedenza.

La resistenza di guadagno del transimpedenza  $R9$  è stata scelta pari a  $47k\Omega$ ; tuttavia la capacità che le è stata posta in parallelo non assume il valore che si trova sul datasheet in Figura 4.6 (ossia compreso tra  $1.5pF$  e  $4pF$ ); infatti ponendo un condensatore di questa dimensione il circuito si portava in una condizione di oscillazione. Questo poiché l'*OPA380* è stato utilizzato non nella classica configurazione con un unico ramo sul morsetto invertente. Dato che effettua anche la somma, si è caricato impedenzialmente il morsetto invertente andando così a modificare i parametri presenti sul datasheet del componente. In particolare la capacità scelta  $C12$  è stata posta di valore pari a  $27pF$ , introducendo un polo alla frequenza  $f_{p2} = 1/(2\pi C_{12}R_9) = 125kHz$ . Tale valore di frequenza coincide con il massimo valore di frequenza processabile per il segnale interferometrico.

In Figura 4.7 viene mostrato il segnale in uscita dall'amplificatore a

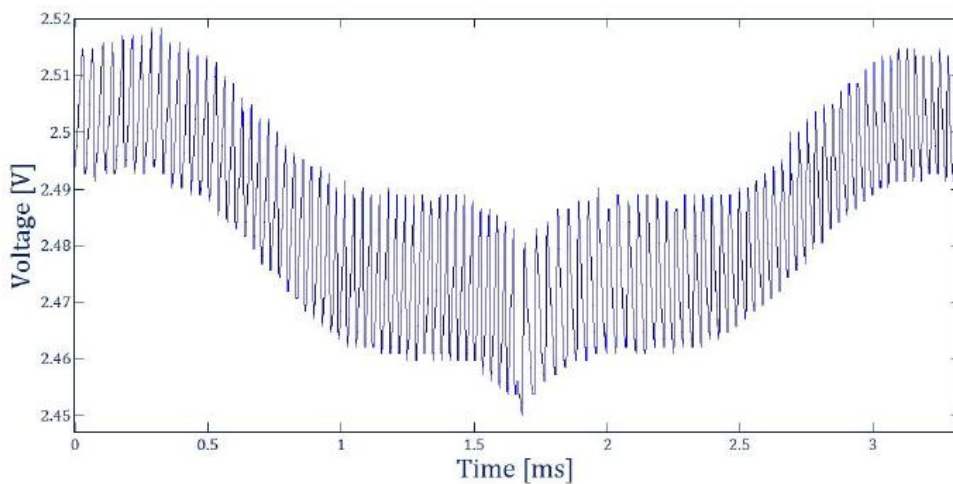


Figura 4.7: Frange sovrapposte .

transimpedenza nel caso di ingresso di modulazione triangolare. Si può notare come l'uscita sia centrata a metà dinamica ( $2.5V$ ) e come nonostante si sia eseguita una sottrazione tra il segnale proveniente dal fotodiode e l'onda triangolare di modulazione della corrente di pompa del laser sia ancora presente una componente triangolare (tutto questo senza muovere il bersaglio).

Sul datasheet del laser *HL7851G*, possiamo trovare il valore approssimato della responsività  $\sigma$  del fotodiode di monitor, che è all'incirca di  $10\mu A/mW$ . Sperimentalmente è stata misurata l'ampiezza delle frange in uscita dal transimpedenzamostratore, che risulta essere di circa  $20mV_{pp}$  ad una distanza di  $30cm$  e con uno speckle luminoso. Quindi procedendo a ritroso conoscendo questo dato possiamo effettuare una stima della potenza ottica che raggiunge il fotodiode dando origine al segnale interferometrico. La corrente foto generata è quindi pari a:

$$I_{ph} = \frac{10mV}{47k\Omega} = 0.21\mu A \quad (4.4)$$

A cui è associata una potenza ottica retroiniettata di:

$$P_{ott} = \frac{I_{ph}}{\sigma} = 23.3\mu W \quad (4.5)$$



Questi sono dati molto approssimativi ma rendono un'idea quantitativa delle ampiezze del segnale interferometrico. Approssimativamente a  $65mA$  la potenza ottica emessa dalla sorgente è di circa  $12mW$ . Quindi il segnale interferometrico corrisponde ad una variazione di potenza di circa lo 0.2% rispetto alla polarizzazione.

Tutti gli elementi fin qui descritti sono stati utilizzati per sviluppare il circuito analogico del vibrometro. Il circuito di partenza, tuttavia, prevedeva un ulteriore stadio mostrato in Figura 4.8 il cui scopo principale è la cancellazione delle componenti indesiderate dovute al trasferimento  $\chi$  mediante un filtro passa alto del secondo ordine con frequenza di taglio a  $3.39kHz$ . Per ottenere un vibrometro in grado di misurare frequenze intorno ai  $50Hz$ , tuttavia, è evidente che è stato necessario eliminare tale filtraggio ed utilizzare una tecnica diversa per la risoluzione del problema riscontrato (descritta in seguito).

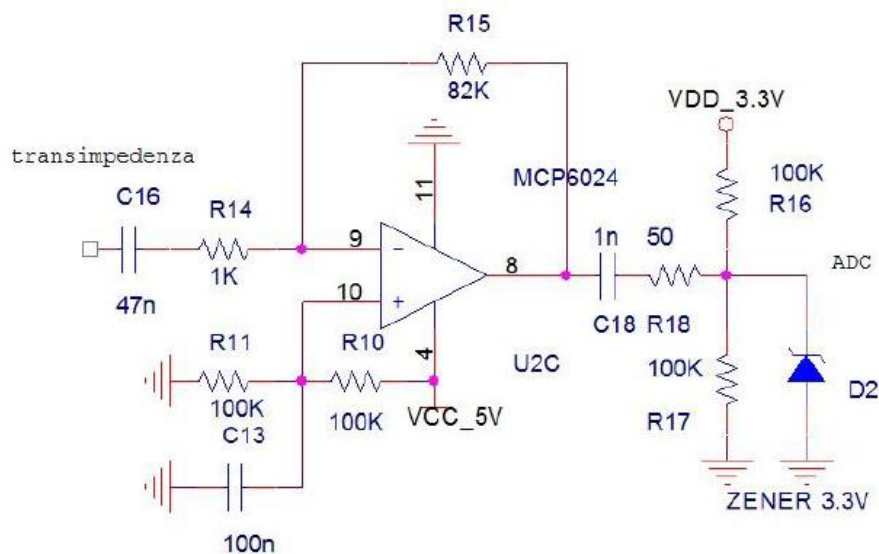


Figura 4.8: Filtro passa-banda attivo.

Com'è possibile osservare, inoltre, era previsto un diodo zener a  $3.3V$  di protezione. Dato che l'unità di digital signal processing utilizza una logica che va da  $0$  a  $3.3V$ , si garantiva, in questo modo, che eventuali ampi valori di tensione danneggiassero il *DSP*.

## 4.2 Adattamento del circuito, progetto del PCB e modifiche circuitali per l'implementazione dell'anello di reotrazione.

Il circuito descritto permette di ottenere un segnale interferometrico, amplificarlo ed elaborarlo. Le aggiunte fatte prima di procedere alla realizzazione di un PCB hanno riguardato due *DAC*: uno necessario alla conversione del segnale di modulazione in uscita dal *DAC* e l'altro predisposto come output di tutto il sistema. La presenza di due uscite digitali è stata pensata per aumentare la flessibilità; infatti in questo modo è possibile processare diversamente i due segnali e, in particolar, modo poter eventualmente ampliare la dinamica del sistema attraverso una correzione software dell'uscita globale. Come è possibile osservare dalla (Figura 4.9) sono stati predisposti degli header per garantire una facile modifica della configurazione e facilitare la fase di progettazione e verifica dei risultati. L'header *J4* permette di modulare la corrente del laser collegando a piacimento un qualsiasi segnale analogico oppure l'uscita del *DAC*, ovvero il segnale proveniente dal *DSP* opportunamente convertito. L'header *J3* permette di prelevare il segnale analogico d'uscita e quello proveniente dal secondo *DAC*, ma soprattutto permette di collegare l'alimentazione a  $3.3V$  proveniente dal *DSP* e necessaria ai *DAC*. In aggiunta, dato che il package dell'*MCP6024* include quattro amplificatori al suo interno, è stato previsto nel PCB lo spazio necessario a collegare eventuali resistenze e capacità per un possibile utilizzo del quarto amplificatore. Lo schematico del circuito è stato realizzato tramite il programma ORCAD Capture di Cadence e, successivamente, ne è stato disegnato il layout mostrato in (Figura 4.10) utilizzando il programma ORCAD Layout di Cadence. Questo ha permesso di ottenere un PCB di dimensioni ridotte ( $4cm \times 4.5cm$ ). E' stato così ottenuto un circuito *general purpose* nel senso che il PCB da una parte permette l'utilizzo in più applicazioni interferometriche (telemetro, vibrometro etc...) e, dall'altra, ha consentito di portare avanti un lavoro sperimentale

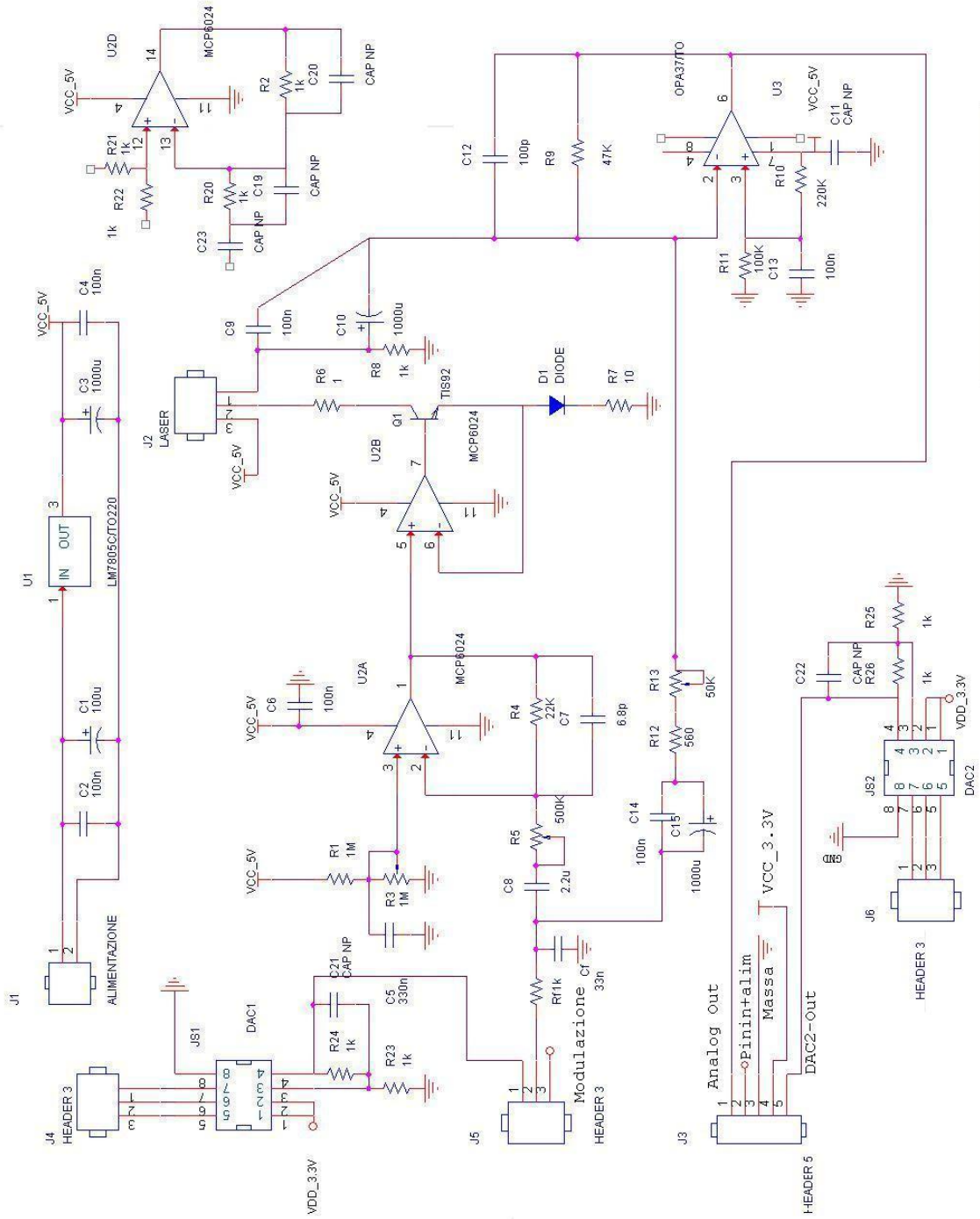


Figura 4.9: Circuito realizzato tramite ORCAD Capture di Cadence.

di messa a punto del circuito per il vibrometro con aggancio a metà frangia.

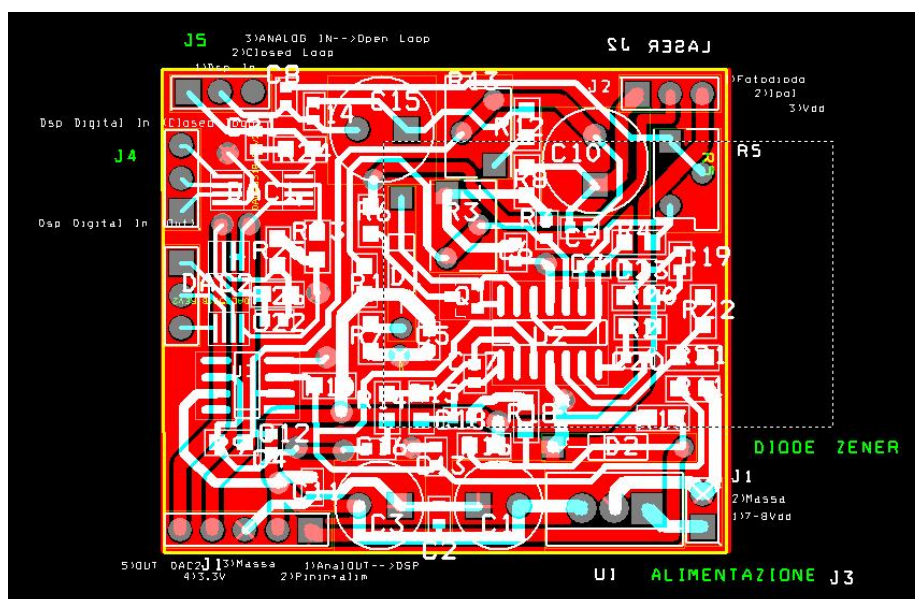


Figura 4.10: Realizzazione del PCB tramite ORCAD Layout di Cadence.

Conclusa questa prima parte ci si è concentrati su i seguenti aspetti:

- ottenere un buon segnale interferometrico ad anello aperto
- programmare il DSP per l'acquisizione, l'elaborazione, e la generazione del segnale in modo da completare il ramo di ritorno per la chiusura dell'anello di controllo.
- compensazione e stabilizzazione del sistema retroazionato.

Come detto in precedenza, è stato eliminato lo stadio di guadagno/filtraggio che segue il transimpedenza. Si è scelto, pertanto, di prelevare il segnale interferometrico amplificato direttamente sul piedino d'uscita dell'OPA37TO e, modificando il valore della resistenza  $R10$  a  $220k\Omega$ , di centrarlo a metà dinamica dell'ADC, ovvero a circa  $1,5V$ ; è stato, inoltre, eliminato lo zener limitandosi all'utilizzo dell'elettronica di protezione integrata nel DSP. Si è constatato, inoltre, che l'OPA37TO, senza ulteriore carico al nodo di uscita, risultava stabile con un valore di  $C12$  pari ad  $1pF$ . Avendo eliminato uno stadio di guadagno, tuttavia, è stato necessario agire sulla resistenza  $R9$ . Nella prima parte del progetto, in cui si è utilizzato il sottrattore (come

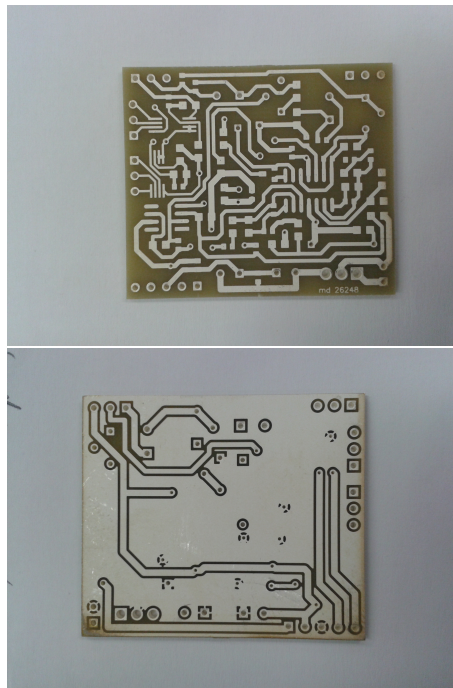


Figura 4.11: Scheda PCB

descritto nel Cap. 3) il valore utilizzato era pari a  $470k\Omega$ . In un secondo momento, per le ragioni descritte precedentemente, si è optato per una compensazione della potenza  $dP/(dI)$  totalmente digitale. Eliminato il sottrattore, non è stato possibile avere un guadagno così elevato sul transimpedenza poichè il segnale d'uscita saturava a causa della componente non compensata (essendo questa di ampiezza nettamente maggiore del segnale utile). Inizialmente una resistenza pari al valore originario di  $47k\Omega$  ha permesso di evitare la saturazione. Il segnale d'uscita, tuttavia, risultava troppo basso ed essendo affetto da rumore e, soprattutto, dai disturbi, si è constatato un cattivo funzionamento dell'algoritmo di *Unwrap*. La soluzione attuata, quindi, è stata la seguente: per evitare la saturazione, ma nello stesso tempo migliorare il rapporto segnale/disturbi si è agito sulla resistenza  $R5$ , utilizzando un trimmer da  $1M\Omega$ . Aumentandone il valore di un fattore 3 si è ridotto il segnale di modulazione della corrente. Così facendo il segnale interferometrico è risultato più ampio rispetto al segnale indesiderato. Nello stesso tempo, per recuperare guadagno e aumentare l'ampiezza del segnale in uscita si è utilizzata una  $R9 = 68k\Omega$  ed è stata reintrodotta una

parziale sottrazione come descritto nel Cap.3. L'ultima modifica apportata al circuito iniziale è stata dettata dalla necessità di sopprimere disturbi che, iniettati nella corrente di polarizzazione del laser, compromettevano la stabilità del vibrometro. Si è riscontrata la presenza di questi disturbi all'uscita del *DAC*, probabilmente, a causa dei segnali digitali in ingresso allo stesso, ed è quindi stato necessario inserire un filtro passabasso a  $5kHz$  per sopprimerli. Questo, da un lato, ha garantito un funzionamento lineare del laser, ma, dall'altro ha creato una riduzione della banda dell'anello (vedi Cap3). Concludendo, da prove sperimentali è risultato che il sistema progettato garantisce una buona stabilità per le condizioni richieste, ed, in particolar modo, genera un segnale in cui il buon rapporto segnale disturbi permette una corretta elaborazione digitale del segnale.

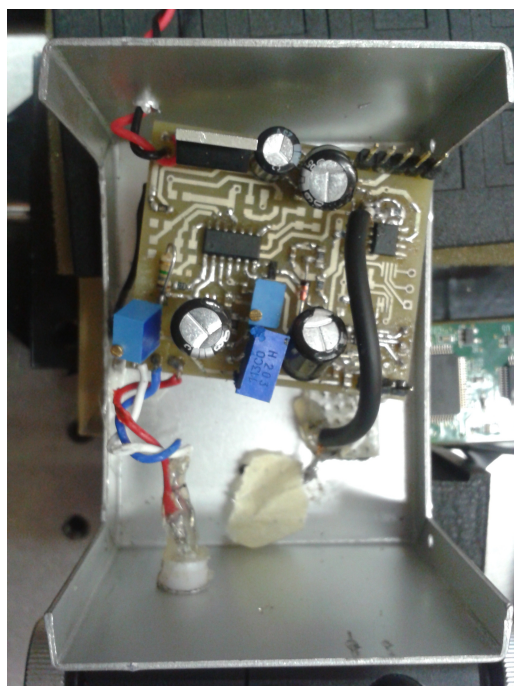


Figura 4.12: Circuito realizzato.

In sviluppi futuri potrà essere sviluppato un PCB specifico per il vibrometro ad aggancio di frangia nel quale i DAC siano completamente separati dall'elettronica analogica. Questo permetterebbe dei vantaggi in termini di disturbi e, quindi, una maggiore libertà di progetto, probabilmente a discapito della compattezza.

# Capitolo 5

## Elaborazione digitale

*Nel seguente capitolo viene descritta nel dettaglio la parte digitale del progetto. Gli aspetti principali analizzati sono: l'algoritmo di Unwrap, la sintesi dei filtri necessari alla compensazione dell'anello; l'ottimizzazione del software; la scelta del processore utilizzato e le modalità di utilizzo, la conversione del segnale analogico in digitale e viceversa.*

### 5.1 Introduzione all'analisi del segnale

Nella configurazione ad anello aperto l'elaborazione digitale preleva un segnale interferometrico analogico e lo processa al fine di ottenere un output significativo. Nella configurazione ad aggancio di frangia l'utilizzo, invece, diventa parte integrante del sistema di controllo, o, meglio, è il cuore stesso della retroazione. Svolge, solo in secondo luogo, la funzione di erogare il segnale d'uscita opportunamente processato. Pertanto, una volta ottenuto, attraverso il progetto opto-elettronico analogico, un buon segnale interferometrico, ciò che ha permesso di realizzare l'aggancio di frangia e di stabilizzarlo, è stato il progetto software parallelamente alle modifiche apportate per la soppressione dei disturbi descritte nel Cap.3 e Cap.4. Nei paragrafi seguenti verranno presentati tutti gli elementi del progetto in ordine logico;tuttavia l'ordine temporale con cui è si è proceduto è il seguente:

- analisi del *DSP* e programmazione delle funzioni utilizzate

- acquisizione tramite *ADC*. Conversione del segnale digitale tramite *DAC* esterno controllato con protocollo *SPI*
- progetto dei filtri ed effettiva stabilizzazione dell'anello
- funzionamento dell'algoritmo di Unwrap ad anello aperto
- compensazione della caratteristica  $\chi$  e  $\eta$
- progetto finale comprendente filtraggio, compensazione e Unwrap

## 5.2 Studio e sviluppo degli algoritmi

Per lo sviluppo software ci si è orientati verso algoritmi semplici e al tempo stesso robusti, che permettano di ricostruire lo spostamento del bersaglio in ogni condizione ottica e che possano essere successivamente caricati su un processore *DSP*, con risorse più limitate che non un computer. Il requisito di semplicità delle istruzioni usate risulta, quindi, di fondamentale importanza. Un altro elemento preso in considerazione è la modalità di acquisizione: post-processing o real-time. La prima risulta essere più intuitiva e adatta ad una prima analisi, tuttavia questa tecnica non è facilmente implementabile su un *DSP* di bassa fascia; per esempio, se si suppone di campionare ad  $1MSa/s$ , a  $16bit$  di risoluzione per un tempo di 5 secondi, sarebbero necessari circa  $10MByte$  di memoria! Visto che un *DSP* di questa categoria non mette a disposizione tale memoria (sia *RAM* che *ROM*) ne occorrerebbe una esterna e quindi una complicazione del sistema. È molto importante, dunque, realizzare l'algoritmo di elaborazione in modo che possa operare in realtime, senza grossi accumuli di dati e ritardi temporali.

### 5.2.1 Filtraggio digitale

Obiettivo primario dell'elaborazione digitale è permettere una retroazione stabile del sistema. Come descritto nel Cap.3 il posizionamento delle singolarità che ha permesso ciò è stato ottenuto da prove sperimentali. L'ausilio



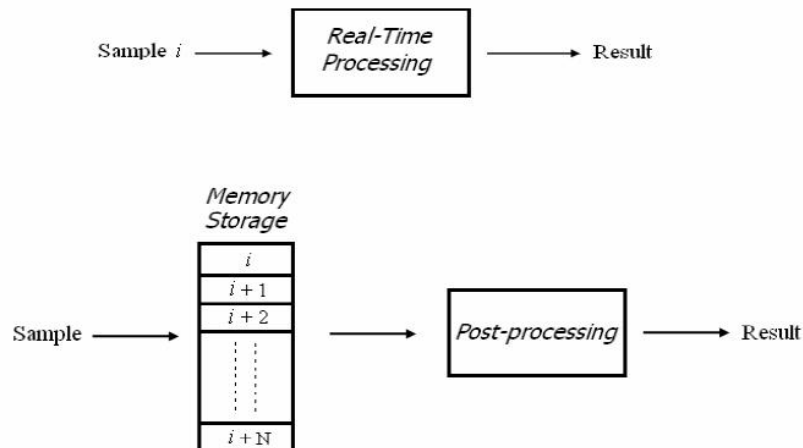


Figura 5.1: Confronto tra elaborazione real-time e postprocessing.

di un filtraggio digitale, quindi, è stato determinante per permettere di agire facilmente sui parametri in gioco e poter testare realmente la condizione ottima. Il trasferimento del  $G_{loop}$ , ampiamente trattato nei precedenti capitoli, è stato ottenuto in parte analogicamente e in parte digitalmente. Il polo passa-basso a  $f_{pa} = 5kHz$  è stato introdotto dal filtraggio analogico posto necessariamente a valle del  $DAC$ , mentre il polo digitale a  $f_{pd} = 300Hz$  e lo zero di compensazione a  $f_z = 8kHz$  sono stati sintetizzati tramite il DSP. Partendo dalla posizione in frequenza delle singolarità, utilizzando il programma di calcolo *Mathlab*, si è ottenuto il valore dei coefficienti dei filtri digitali. In particolar modo ci si è serviti del metodo di trasformazione bilineare. Si è scelto questo metodo dato che si manifesta un discostamento tra il filtro desiderato e quello implementato solo a frequenze elevate rispetto a quelle d'interesse. Anche il metodo *prewarp*, tuttavia, può essere equivalentemente utilizzato. In questo caso si è preferito prediligere un metodo più semplice per permettere una verifica attraverso calcoli manuali. Ottenere la trasformata  $Z$  a partire dalla trasformata di Laplace, infatti, risulta molto semplice: è sufficiente sostituire l'espressione 5.1 all'interno di quella del filtro voluto. Di seguito sono riportati i passaggi per sintetizzare un polo passa-basso a frequenza pari  $300Hz$ .

$$s = \frac{2(1 - z^{-1})}{T_s(1 + z^{-1})} \quad (5.1)$$

*FiltroLP :*

$$H(s) = \frac{1}{1 + sCR} = \frac{1}{1 + \frac{2(1-z^{-1})}{T_s(1+z^{-1})}CR} = \frac{y}{x} \quad (5.2)$$

$$y = x\left(\frac{T_s}{2CR + T_s}\right) + xz^{-1}\left(\frac{T_s}{2CR + T_s}\right) + yz^{-1}\left(\frac{2CR - T_s}{2CR + T_s}\right)$$

$$y = x\alpha + xz^{-1}\alpha + yz^{-1}\beta$$

A questo punto, per sintetizzare il filtro non resta che pesare i campioni per i coefficienti ottenuti, in questo caso  $(\alpha, \beta)$  andando a sostituire i valori opportuni di  $R, C$  e  $T_s$ . Il periodo di campionamento  $T_s$  è stato ricavato misurando la durata del tempo di elaborazione  $T_{elab}$  necessaria al *DSP* per eseguire il software. Lavorando in real-time, infatti, il periodo di campionamento deve essere tale da permettere al DSP di concludere l'elaborazione del campione precedente dato che non vi è una salvataggio in memoria. Pertanto deve essere verificato:

$$T_s > T_{elab} \quad (5.3)$$

### 5.2.2 Algoritmo di unwrap

Oltre alla possibilità di eseguire in modo agevole un filtraggio, l'utilizzo di un DSP ha permesso di elaborare ulteriormente il segnale per ottenere, ad esempio, una sinusoide in uscita anche dove la retroazione non lo permette. L'algoritmo che è stato utilizzato, in particolare, prende il nome di Unwrap. Consiste, appunto, nell'aprire la forma d'onda ottenuta per ricostruire una sinusoide. Laddove si ha un segnale interferometrico come in Figura 5.2 è possibile correggere i salti di frangia e ottenere un segnale armonico con caratteristiche legate alla vibrazione misurata. Considerato ad esempio un segnale di self-mixing a dente di sega puro, mostrato , lo spazio percorso è ricostruibile perfettamente mediante un'operazione di unwrapping della fase

fatta allineando sequenzialmente ogni singola frangia, eliminando il salto di tensione tra le due.

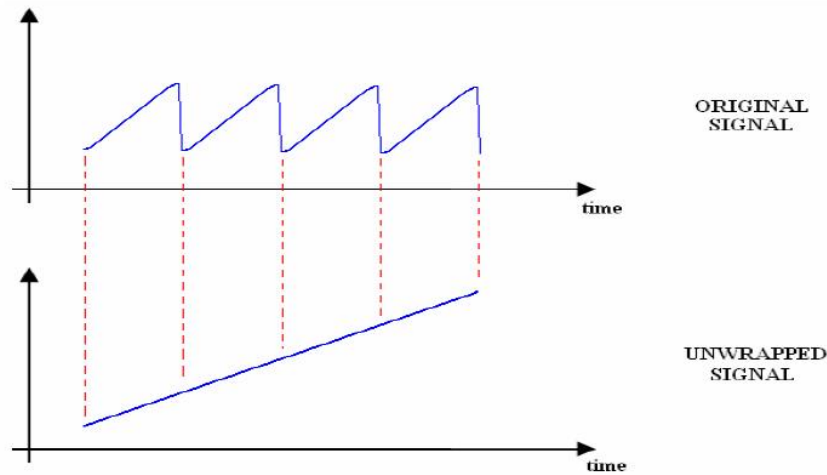


Figura 5.2: Unwrap del segnale interferometrico.

Questo algoritmo è stato valutato per due motivi:

- migliorare la risoluzione a valori inferiori a  $\lambda/2$  nel caso in cui il limitato valore del  $G_{Loop}$  non permette di eliminare tutti i salti di frangia.
- correggere la presenza di eventuali salti di frangia presenti nonostante il  $G_{Loop}$  sia sufficiente per restituire una senoide in uscita.

Nel primo caso si sfrutta il fatto che l'informazione riguardante lo spostamento è sempre contenuta nel segnale originario, precisamente lungo la rampa di ogni frangia. Sempre nell'ipotesi di condizioni ottiche buone, appare evidente che, se si applicasse un'operazione simile ad un segnale self-mixing reale, ci si potrebbe svincolare dalla risoluzione discreta di  $\lambda/2$  e a generare in uscita un segnale continuo, contenente anche gli spostamenti sub-micrometrici. Nel secondo caso, si è ritenuto necessario applicare questo algoritmo poichè sperimentalmente si è verificata la presenza di salti di frangia dove non previsto. Determinando teoricamente, infatti, il numero di frange che l'anello era in grado di agganciare, all'incirca valutabili in numero simile al  $G_{Loop}$ , si è riscontrata la presenza di salti anche quando la retroazione

avrebbe dovuto fare in modo di eliminarli tutti. Queste eccezioni, sporadiche, ma presenti, sono probabilmente da attribuirsi a disturbi iniettati nell'anello. Con un algoritmo correttivo di Unwrap sono risultati facilmente correggibili.

Di seguito verranno illustrati gli algoritmi implementati nello sviluppo del software per ottenere la funzione di Unwrap appena esposta. Il processo di raffinamento è avvenuto tenendo conto di due fattori: l'effettiva ricostruzione di una sinusoide a partire dal segnale interferometrico a frange e la riduzione del tempo di elaborazione necessario all'esecuzione. Questo ha portato a realizzare un'elaborazione funzionale e nello stesso tempo computazionalmente leggera.

Il primo algoritmo sviluppato rispecchia semplicemente il processo logico necessario alla ricostruzione delle frange che può essere schematizzato nel modo seguente:

- Individuare il salto di frangia
- Memorizzare il valore del salto
- Correggere sommando il valore del salto

Al fine di individuare la brusca variazione di tensione è necessario avere una stima della ripidità del fronte di discesa della frangia. In questo modo, infatti, tenendo presente il tempo di campionamento, è possibile definire il numero di campioni da considerare per sviluppare l'elaborazione. Nel nostro caso, avendo una frequenza di campionamento di  $400kHz$ , quindi  $T_s$  pari a  $2.5\mu s$ , e avendo un tempo di discesa  $t_a - t_b$  limitato dall'elettronica impiegata a  $2.5\mu s$  (Figura 5.3), è possibile individuare lo scarto di tensione semplicemente effettuando la differenza tra due campioni successivi.

Risulta sufficiente, dunque, controllare se la differenza tra due valori attigui nel tempo è maggiore di una certa soglia e in caso positivo si procede alla correzione del salto. In Figura 5.4 sono riportati i comandi  $C$  per svolgere quanto detto.

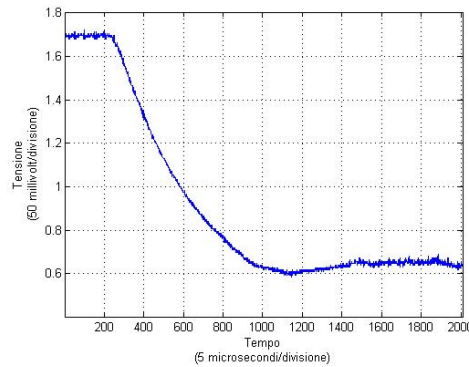


Figura 5.3: Velocità del salto di frangia limitata dall'elettronica.

```
//ALGORITMO UNWRAP
if(abs(ADCRESULT0_01d_1 - ADCRESULT0 )>soglia ) // Rileva salto
{
    inc+=(ADCRESULT0_01d_1 - ADCRESULT0); //Accumulo il valore di correzione
}
out_unwrap=ADCRESULT0+inc; //Correggo il salto
```

Figura 5.4: Algoritmo base per l'unwrap del segnale.

Per calibrare la soglia è stato necessario acquisire il valore del segnale interferometrico ad anello aperto: il salto in tensione  $V_a - V_b$  in Figura 5.5 è risultato essere pari ad almeno  $100mV$  nel caso pessimo, quindi si è posto un valore di soglia pari a circa  $60mV$ .

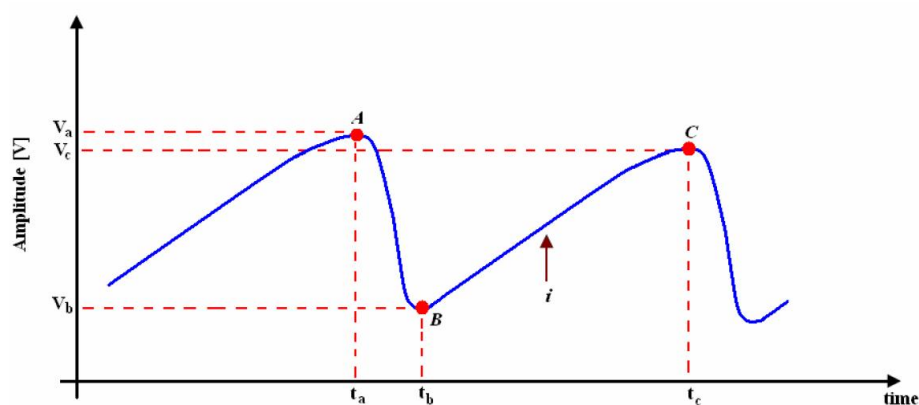


Figura 5.5: Unwrap del segnale interferometrico.

Molto importante è il trade-off tra sensibilità e reiezione dei disturbi. Ponendo la soglia a valori troppo bassi, infatti, si è riscontrata una buona

individuazione dei salti, ma anche un'alta percentuale di casi in cui l'algoritmo correggeva, erroneamente, l'effetto di impulsi spuri. Viceversa, alzando la soglia, molto spesso capitava che non fosse corretto un reale salto di frangia. Agendo sull'amplificazione analogica del segnale interferometrico, sulla riezione dei disturbi e sul valore della soglia si è raggiunto un miglioramento. Per ottenere le prestazioni finali, tuttavia, è stato necessario apportare alcune modifiche all'algoritmo. Si è dovuto, innanzitutto, evitare che, nel caso in cui il campione prelevato cadesse esattamente a metà frangia venissero rilevati due salti consecutivi. In questo caso, infatti, possono essere maggior della soglia sia la differenza tra il campione a metà frangia e quello precedente, sia la differenza tra quello successivo e quello a metà frangia. Si è cercato, inoltre, di evitare che un qualsiasi impulso spurio potesse dare origine alla correzione del salto. Per sviluppare un algoritmo più robusto è stato necessario, in primo luogo, aumentare il buffer di memoria dei campioni.

```

if(abs(ADCRESULT0 -ADCRESULT0_old_3 )>soglia)    // Rileva salto
    {
    find++;
    }

    if(find>0)
    {
    N++;
    if (N>=3)
    {
    if(find==3)    //Dopo 3 cicli dalla prima ampia differenza,
    {              //verifico se ci sono state 3 differenze vere.
    //Se no azzerò tutto e non modifico il salto.
    inc+=(ADCRESULT0_old_3-ADCRESULT0); //Dopo 3 ampie differenze
    }              //rilevate, incremento inc
    N=find=0;
    }
    }
}

out_unwrap=ADCRESULT0+inc;    //Correggo il salto

```

Figura 5.6: Secondo algoritmo sviluppato per l'unwrap del segnale.

Memorizzando quattro dati è stato possibile individuare il salto valutando la differenza tra due campioni distanti  $3T_s$ . Si è pensato, dunque, di effettuare il controllo affinché solo individuando per tre volte consecutive un valore superiore alla soglia si procedesse alla correzione. Questo è stato possibile perché allungando il buffer un salto reale è memorizzato per tre cicli all'interno dello stesso. Nel caso di impulsi spuri, invece, non si ha un'individuazione ripetuta per tre volte e quindi non si ha l'incremento del

valore correttivo. Questo algoritmo si è dimostrato molto efficace; richiede, tuttavia, un sforzo computazionale piuttosto elevato. Ci si è concentrati, successivamente, su una programmazione più snella.

Il terzo programma sviluppato ottiene la stessa reiezione ai disturbi utilizzando allo stesso modo un buffer da quattro campioni tuttavia essi vengono sfruttati diversamente. In questo caso, infatti, si effettua l'*IF* per individuare il salto sulla differenza tra le medie di due campioni. Viene, ovviamente, raddoppiato il valore della soglia.

```
if(abs(ADCRESULT0_old_1 + ADCRESULT0 - ADCRESULT0_old_3 - ADCRESULT0_old_2) > soglia && time > t
    {
        inc += (ADCRESULT0_old_3 - ADCRESULT0_old_1); // Accumala il valore
        time = 0; // Azzer il counter
    }
out_unwrap = ADCRESULT0 + inc; // Corregge il salto
```

Figura 5.7: Terzo algoritmo sviluppato per l'unwrap del segnale.

E' stato, inoltre, introdotto un timer  $t$  incrementato ad ogni ciclo. Quando si corregge un salto questo timer viene azzerato e non è possibile procedere ad un nuovo incremento finchè  $t$  non ha raggiunto un determinato valore. Il tempo di oscuramento è stato valutato tenendo conto del tempo medio  $t_c - t_b$  (Figura 5.5). Concludendo, si è riscontrato sperimentalmente che il miglior compromesso tra sforzo computazionale e robustezza è stato ottenuto con il seguente algoritmo.

```
//ALGORITMO UNWRAP
if(time==0){ //controllo se il ciclo prima ha rilevato un salto
    inc += (ADCRESULT0_old_3 - ADCRESULT0); //attribuisco un salto pari a...
}
time++; //Counter
if(abs(ADCRESULT0 - ADCRESULT0_old_3) > soglia && time > t) // Rileva salto
    { time = 0; } //Azzer il counter
```

Figura 5.8: Algoritmo scelto per eseguire l'unwrap del segnale.

Come in precedenza è stato utilizzato un buffer di quattro campioni e un counter, tuttavia il controllo del salto viene eseguito confrontando solamente il primo e l'ultimo dei dati memorizzati. Il counter ha, inoltre, una funzione in più: la correzione del salto viene eseguita il ciclo successivo, sia per non accumulare tutte le istruzioni in un solo ciclo, sia perchè si è rivelata una tecnica più efficace. L'incremento della variabile *inc*, quindi, viene effettuata

quando  $t = 0$ . Di seguito viene riportato un esempio della ricostruzione della sinusoide ottenuto tramite l'algoritmo implementato.

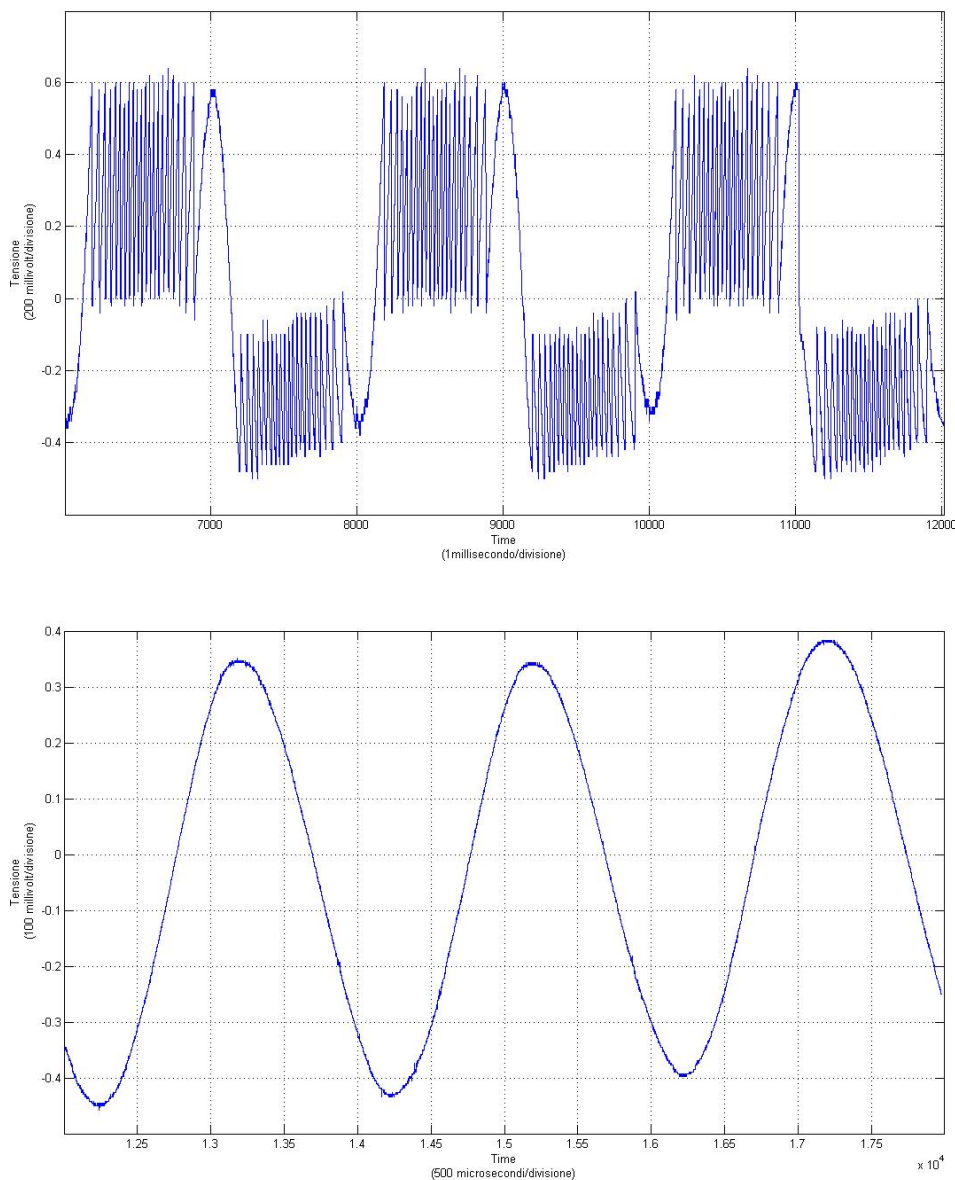


Figura 5.9: Segnale interferometrico all'ingresso dell'ADC e segnale processato tramite l'algoritmo di Unwrap in uscita dal DAC.

### 5.3 Programmazione

Lo sviluppo del software ha riguardato essenzialmente due aspetti: le impostazioni necessarie all'utilizzo corretto del *DSP*, ovvero il settaggio di



tutti i registri per il controllo delle risorse sfruttate, e l'ottimizzazione del programma steso in linguaggio C. Uno degli scopi principali è stato minimizzare il tempo di elaborazione. Questo perché, lavorando in real-time, avrebbe permesso di aumentare la frequenza di campionamento. In questo senso verranno presentati due esempi che riguardano rispettivamente i due aspetti sopra citati. Il primo riguarda la frequenza di Clock del DSP. Analizzando il Datasheet è stato possibile ottenere un *overclock* del dispositivo. La frequenza di lavoro massima indicata risulta essere, per il processore *TMS320F28069*, di  $80\text{MHz}$ , ma agendo sui registri di controllo del clock è stato possibile portarla a  $160\text{MHz}$ . Sperimentalmente, tuttavia, si è riscontrato un cattivo funzionamento del processore in queste condizioni; probabilmente non rispettando i tempi di set-up e di hold si verificava una perdita dei dati. A causa di un numero troppo elevato di errori questa strada è stata abbandonata. Il secondo esempio, invece, riguarda una strategia di programmazione che si è rivelata efficace per ridurre il tempo di elaborazione. Laddove risultava possibile è stato fatto uso dei puntatori per indirizzare le variabili. Questo si è rivelato vincente soprattutto nella implementazione dei filtri e del buffer. Agire sugli indirizzi tramite i puntatori è risultato più veloce rispetto al passaggio del valore contenuto nella variabile stessa. Questo ha reso possibile estendere il buffer a quattro campioni mantenendo, nonostante la necessità di più istruzioni per l'aggiornamento, un  $T_{elab}$  contenuto.

Seguendo questi accorgimenti è stato implementato il programma il cui *flow chart* è espresso nella pagina seguente. Il cuore è costituito da un *ciclo while* che attende il segnale digitale dal timer per sincronizzare la lettura del dato campionato e il processo di campionamento.

E' stata scelta questa soluzione, anziché utilizzare un interrupt generato al termine dell'acquisizione, poiché quest'ultimo causava un arresto nella comunicazione con il DAC. E' risultato, dunque, più agevole utilizzare il segnale di *FLAG* del timer e da lì procedere all'acquisizione e all'elaborazione dei dati. E' possibile osservare come, prima del filtraggio, venga compensato



Figura 5.10: Flow chart del programma.

il guadagno  $\eta$ . Questo è stato realizzato sottraendo al nuovo campione quello in uscita il precedente colpo di clock moltiplicato per un debito guadagno. Procedendo, si ha una traslazione per adattare il dato acquisito dall'*ADC* a 12bit all'uscita da fornire al *DAC* a 16bit. In seguito avviene tutta l'elaborazione già ampiamente descritta ad eccezione del filtro passa-alto. Questo è stato introdotto per correggere la fluttuazione del valore medio dovuta all'algoritmo dell'unwrap. Essendo il segnale interferometrico asimmetrico, nel senso che le frange superiori risultano solitamente più alte di quelle inferiori, l'algoritmo è affetto da una deriva del valore medio appunto. Con il filtro *HP* e con l'aggiunta di un offset si centra il segnale d'uscita a metà dinamica. Una volta amplificato di  $A_{loop}$  il segnale viene scritto nel registro d'uscita. Il programma termina con l'aggiornamento del buffer. Per comunicare con il *DAC8531* è stata utilizzata l'interfaccia *SPI*. Questa permette una comunicazione tra singolo *Master* e singolo *Slave*, ed è di tipo sincrono e full-duplex. Il clock viene trasmesso con linea dedicata ed è possibile sia trasmettere che ricevere dati in contemporanea. In Figura 5.11 è riportato uno schema base di collegamento tra due periferiche che fanno uso dell'interfaccia *SPI*.

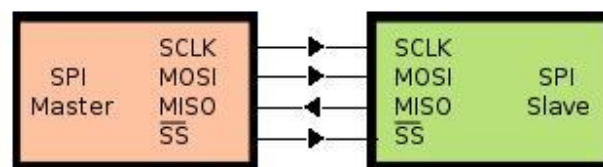


Figura 5.11: Schema base di collegamento tra periferiche facenti uso dell'interfaccia *SPI*.

Per il nostro utilizzo sono state collegate al *DAC* tre uscite *GPIO* del *DSP* per portare l'informazione del clock, del dato, e dell'enable. E' bene sottolineare che in fase di progetto la maggior causa di disturbi sono stati proprio questi segnali. Il quarto piedino del *DSP*, predisposto per ricevere il dato, non è stato utilizzato.

Il programma, scritto in linguaggio  $C$ , è stato compilato e caricato mediante il software Code Composer Studio  $v3.1$  in dotazione con il  $DSP$ . Come descritto in precedenza il processore esegue istruzioni diverse a seconda dei valori acquisiti dall'ADC; questo fa sì che il tempo necessario per svolgere il programma sia diverso da caso a caso. Per misurarlo, è stata aggiunta una piccola parte al programma in modo da generare, in un apposito pin di uscita, un segnale alto per tutto il tempo in cui il processore fosse stato impegnato nel processing dei dati; ne è risultato un tempo di elaborazione massimo di circa  $2.5\mu s$ . Questo dato è molto importante perché permette di impostare la frequenza massima di sampling dell'ADC tale per cui non si acquisisca un nuovo campione mentre è ancora in corso l'elaborazione di quello precedente. Il rate di campionamento è quindi circa uguale al suo reciproco, ovvero  $\approx 400kSa/s$ .

## 5.4 Scelta del processore

Per garantire le massime prestazioni in termini di elaborazioni dati si è preferito usare un  $DSP$  (Digital Signal Processing) come unità centrale di elaborazione. Questi si differenziano da tutti gli altri dispositivi logici programmabili per la loro flessibilità e rapidità d'esecuzione di istruzioni complesse. L'architettura interna di un normale microcontrollore, in Fig-

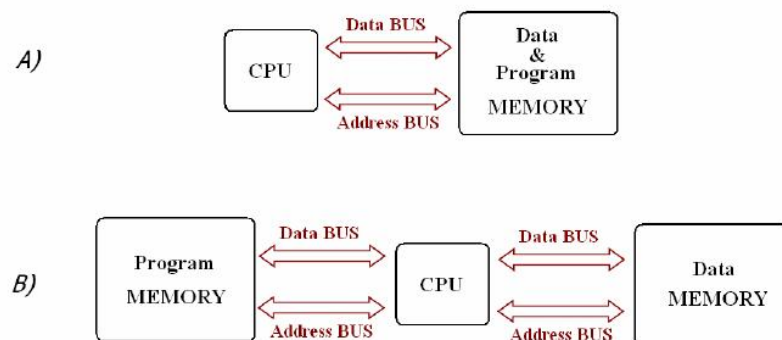


Figura 5.12: In A) è schematizzata la struttura Von Neumann, mentre in B) quella Harvard.

ra 5.12 A, è detta Von Neumann e provvede a connettere la  $CPU$  ( $RAM$

e *ROM*) attraverso una sola coppia di bus, dati ed indirizzi; in questo modo si può accedere ad una singola istruzione alla volta per leggere/scrivere dati nei registri o in memoria. L'architettura dei *DSP* invece, mostrata in Figura 5.12 B, è detta Harvard e pensata per svolgere in un solo colpo di clock diverse istruzioni ed accedere separatamente alla memoria dati e programma grazie a due o più coppie di bus. Anche la gestione delle periferiche interne (*PWM*, *Timer*, etc...) è strutturata in maniera diversa ed orientata all'efficienza piuttosto che alla semplicità architetturale tipica dei microcontrollori.

La scelta del processore impiegato è stata effettuata in base alle seguenti richieste:

- ADC integrato con  $f_{\text{sample}}$  da qualche  $MSa/s$ .
- Frequenza di clock di qualche centinaia di  $MHz$ .
- Ampio numero di porte *GPIO*.
- Basso costo.

La prima specifica, ovvero un ADC on-chip, tipicamente non è rispettata in un classico dispositivo *DSP*. Per ottenere ciò si è preferito optare su di un *DSC* (Digital Signal Controller) che presenta caratteristiche analoghe a quelle di un *DSP* ma con i vantaggi di un microcontrollore, tra cui la presenza di un *ADC* integrato. La frequenza di sampling operativa è in dipendenza del tempo di elaborazione tra due campioni successivi (quindi dalla frequenza di clock del core) e la sua determinazione verrà discussa più avanti. L'ampio numero di porte *GPIO* (General Purpose Input Output) è necessario per poter impostare esternamente mediante degli switch determinate configurazioni come i fattori di scala, il reset del dispositivo, etc... In base a queste specifiche e considerata anche la richiesta di basso costo, si è deciso di scegliere il processore *TMS320F28069* prodotto dalla Texas Instruments in Figura 5.13; questo *DSC* è un 32 bit floating-point con una frequenza di clock del core di  $80MHz$ ,  $256kword$  di flash ( $16bit$ ),

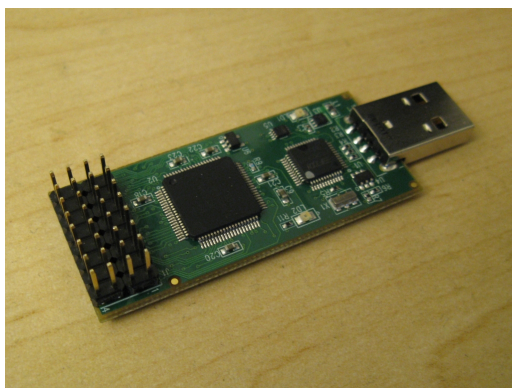


Figura 5.13: Piccolo TMS320F28069

32kword di *SARAM* (16bit), *ADC* a 12.5MSa/s (12bit), tre Timer a 32 bit. Tutte le altre caratteristiche sono allegate in Appendice D. In alternativa al *DSC* sopra citato per ottenere delle caratteristiche più performanti è possibile utilizzare l'*TMS320F28335* prodotto dalla Texas Instruments e montato su una scheda di prova Experimenter Kit; questo *DSC* è un 32 bit floating-point con una frequenza di clock del core di 150MHz, 256kword di flash (16 bit), 100kword di *RAM* (16bit), *ADC* a 12.5MSa/s (12 bit), 18 canali *PWM* ed 88 *GPIO*. Presenta, tuttavia, un costo maggiore in termini sia economici che di occupazione di spazio.

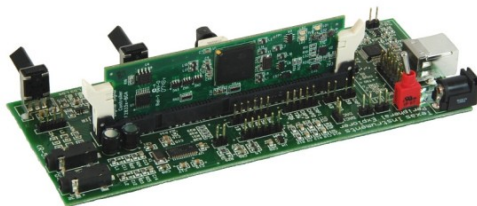


Figura 5.14: Delfino TMS320F28335

# Capitolo 6

## Prove sperimentali e misure

*In questo capitolo vengono illustrate le prove sperimentali effettuate sul vibrometro; in particolare si analizzano le misure relative alla sensibilità dello strumento e ai suoi limiti di funzionamento. Viene descritto, inoltre, il metodo per caratterizzare il trasferimento  $\chi$ .*

### 6.1 Premessa

Lo sviluppo e la realizzazione di uno strumento di misura prevede, come fase finale, la valutazione delle prestazioni mediante test. Il dispositivo tipicamente viene sottoposto a verifiche in diversi ambienti di lavoro ricavando un numero sufficiente di misure, da analizzare successivamente mediante metodi statistici. In questa particolare fase si possono riscontrare problematiche non sempre gestibili durante lo sviluppo. Nel caso del vibrometro oggetto di questa tesi, tralasciando aspetti inerenti alla programmazione del DSP e alla schermatura elettrostatica delle sezioni analogiche, il principale ostacolo è dato dalla presenza degli speckle. Gli speckle si manifestano come una riduzione della luce retroiniettata in cavità laser. Questo fa sì che lungo il percorso del bersaglio, per una dimensione spaziale determinabile solo in via statistica, si vada a perdere momentaneamente il battimento ottico e quindi il tipico segnale a frange. L'inevitabilità di questo fenomeno caratteristico di superfici diffuse, limita le prestazioni di inseguimento del

bersaglio e, come vedremo nei risultati sperimentali, influisce anche sulla ripetibilità della misura. Per limitare questo fenomeno è stata predisposta una lente per la messa a fuoco del laser; prima di ogni misura veniva effettuata manualmente una collimazione per ottenere alti valori di  $C$ . Il set-up è mostrato in (Figura 6.1).

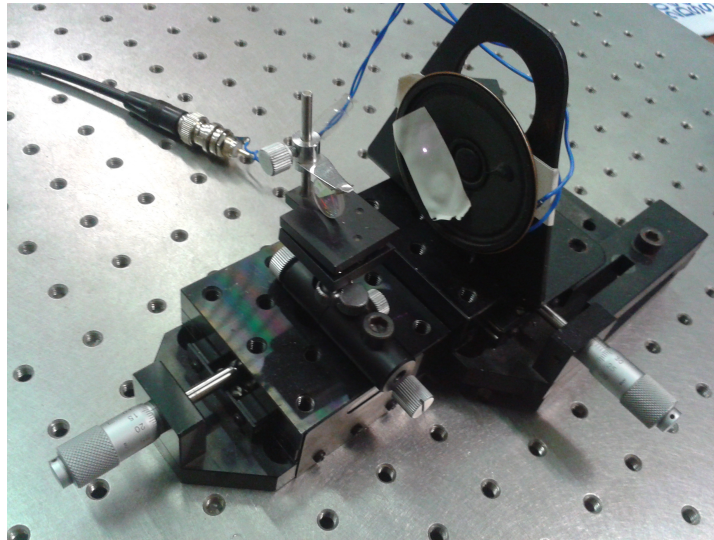


Figura 6.1: Cassa acustica utilizzata come bersaglio vibrante e ottica.

Per realizzare questa indagine è stato utilizzato un generatore di funzioni *DS345 Stanford research system* impiegato per comandare una cassa acustica posta a  $s_0 = 82cm$  dal laser utilizzata come bersaglio vibrante. I segnali sono stati visualizzati tramite l'oscilloscopio digitale Tektronix *TDS1002*, dotato di  $60MHz$  di banda, campionamento  $1GS/s$ , e 8 bit di risoluzione.

## 6.2 Prove relative al corretto funzionamento dell'aggancio di frangia

Le prime prove effettuate hanno riguardato sostanzialmente due aspetti: la stabilità dell'anello e l'effetto ottenuto dalla retroazione. Come illustrato in precedenza, infatti, nel momento in cui il sistema permette un aggancio stabile a metà frangia, si ha un segnale di uscita che, in prima approssimazione, è pari al valore in anello aperto diviso per il  $G_{loop}$ .



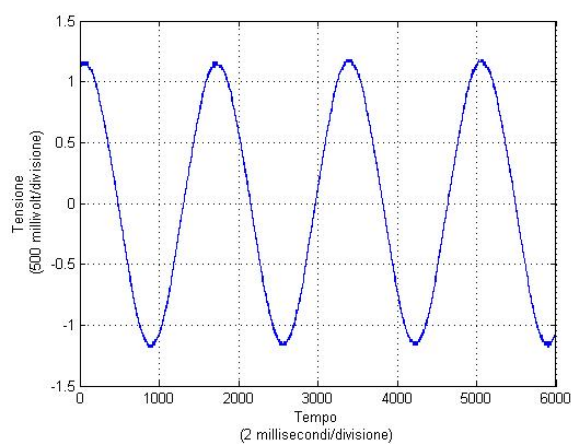


Figura 6.2: 300 Hz, anello chiuso.

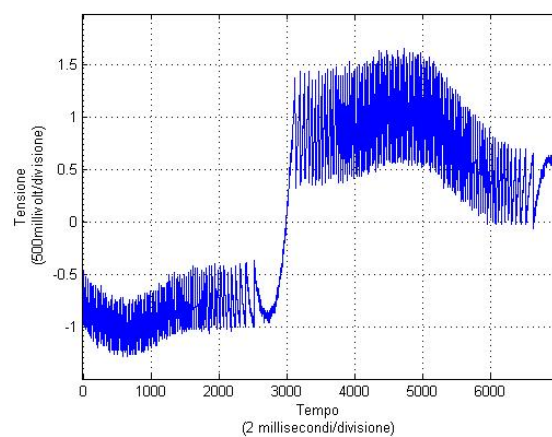


Figura 6.3: 300 Hz, segnale interferometrico.

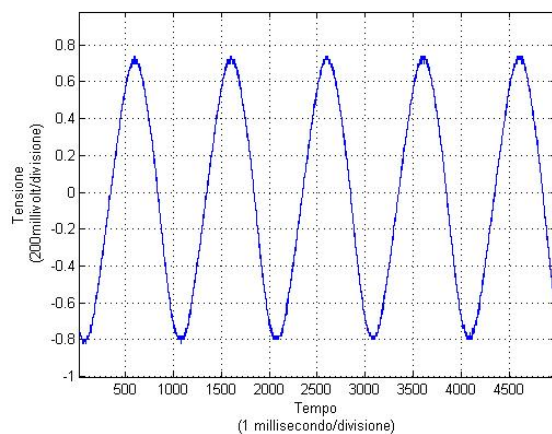


Figura 6.4: 500 Hz, anello chiuso.

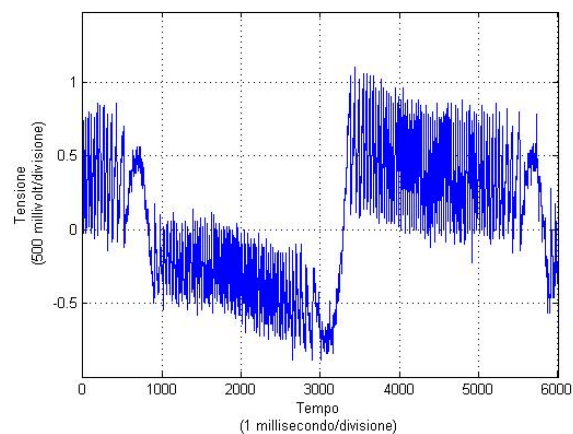


Figura 6.5: 500 Hz, segnale interferometrico.

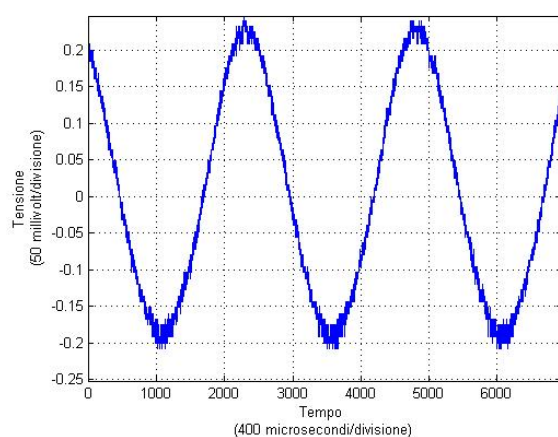


Figura 6.6: 1000 Hz, anello chiuso.

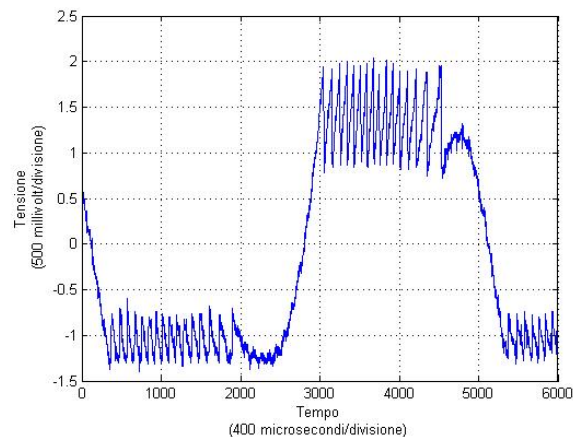


Figura 6.7: 1000 Hz, segnale interferometrico.

Figura 6.8: Aggancio a metà frangia a diverse frequenze

Avviene, ugualmente, che il numero dei salti di frangia è anch'esso ridotto dello stesso fattore. Determinato, quindi, il valore di  $G_{loop}$ , è possibile ottenere un riscontro sperimentale del buon funzionamento del sistema basandosi sul confronto tra il numero di frange in anello aperto e quello in anello chiuso. In Figura 6.8 è mostrato il corretto funzionamento dello strumento che ricostruisce perfettamente la sinusoide di spostamento del bersaglio a  $300Hz$ ,  $500Hz$ ,  $1kHz$ .

In Figura 6.12 si può osservare come, a pari frequenza, variando l'ampiezza di oscillazione (comandando la cassa acustica con un segnale di  $200mV$ ,  $1.2V$ ,  $2.2V$ ) il segnale d'uscita aumenti linearmente.

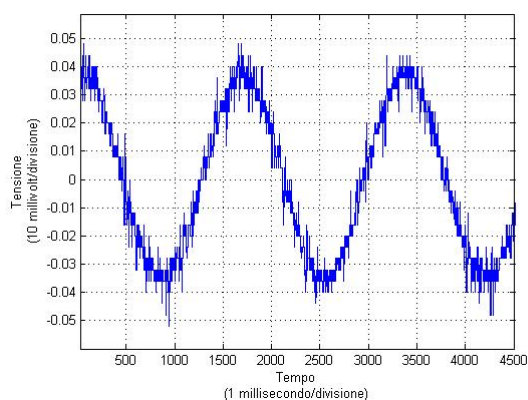


Figura 6.9: 200mV.

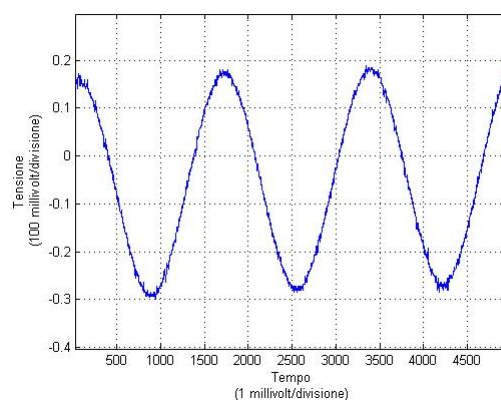


Figura 6.10: 1.2V.

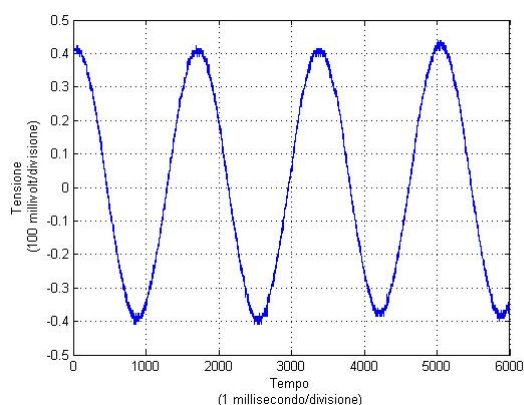


Figura 6.11: 2.2V.

Figura 6.12: Aumento dell'ampiezza del segnale d'uscita all'aumentare dell'ampiezza di oscillazione

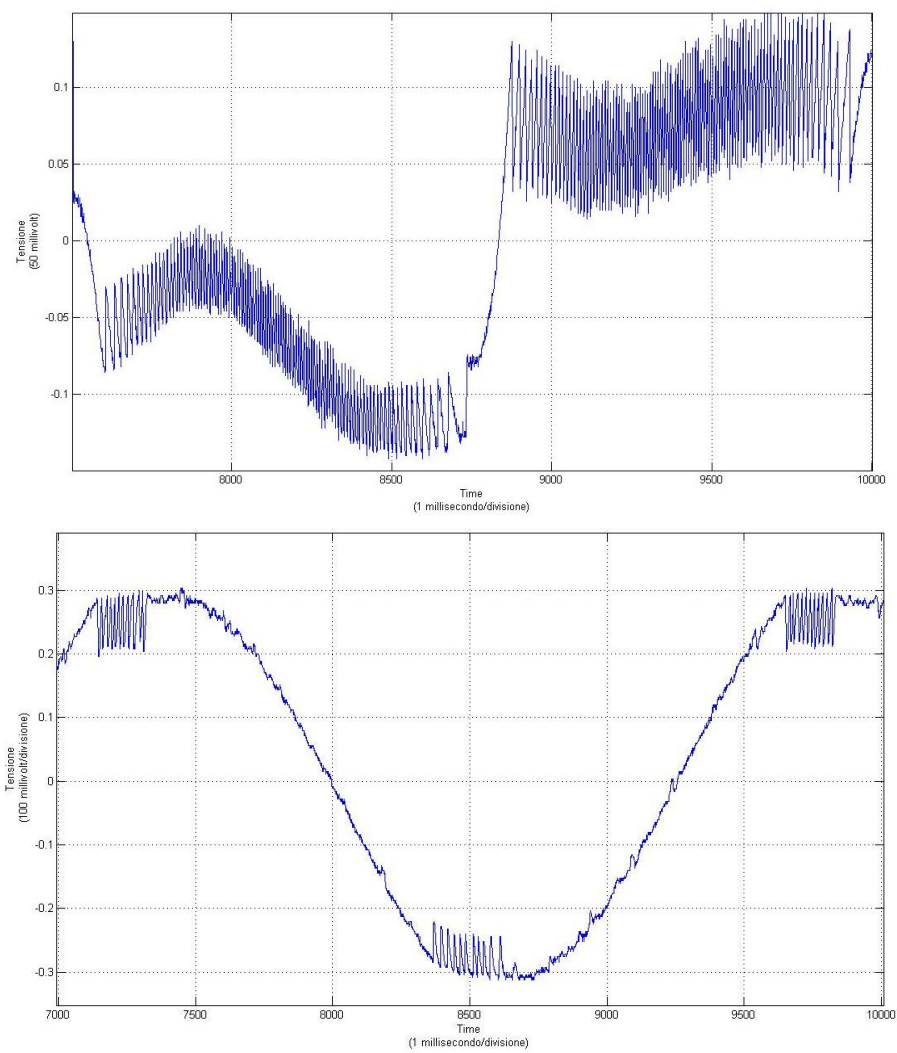


Figura 6.13: Segnale interferometrico ad anello aperto e ad anello chiuso nelle medesime condizioni.

In (Figura 6.13) è mostrato, invece, il numero di frange del segnale interferometrico ed il segnale d'uscita a pari condizioni, ma con l'aggancio a metà frangia. E' possibile osservare che da un numero di frange iniziale pari a  $\approx 150$  la retroazione agisce riducendolo a 8 secondo la relazione:

$$\begin{aligned} \frac{N}{G_{loop}} &= n \\ \frac{150}{G_{loop}} &= 8 \\ G_{loop} &\approx 20 \end{aligned} \tag{6.1}$$

Dato che il  $G_{loop}$  utilizzato risultava essere pari a 30 si può dire che si ha un buon riscontro sperimentale della teoria. Il fattore di scarto è dovuto alla variabile  $C$  che, a parità di condizioni e guadagno d'anello, permette di eliminare più o meno frange. In caso di speckle buono, infatti è possibile ridurre le frange da 8 ad un valore di circa 5. Viceversa in condizioni non favorevoli il numero può aumentare considerevolmente. Questo perchè la linearità e la pendenza delle frange aumenta all'aumentare di  $C$  e, di conseguenza, migliora il  $G_{loop}$ .

### 6.3 Sensibilità dello strumento

Lo scopo principale per cui si è sviluppato un vibrometro retroazionato è la risoluzione. La linearità garantita dall'aggancio a metà frangia permette di avere un limite minimo di distanza rilevabile legato solamente al rumore elettronico. Anche nel caso di utilizzo dell'algoritmo di unwrap ad anello aperto non è possibile ottenere la stessa precisione. Laddove vi sono i salti di frangia, infatti, oltre a non essere lineare la caratteristica  $\beta$  (Figura 3.2), l'imprecisione della ricostruzione digitale riduce la validità dei dati. Per avere delle risoluzioni spinte, pertanto, l'unica tecnica attendibile risulta essere quella proposta. Di seguito viene descritta la misura della sensibilità.

Le misure effettuate, presuppongono che, essendo il rumore elettronico il fattore limitante, il segnale minimo rilevabile risulti essere quello per cui  $SNR = 1$ . Andando a valutare l'ampiezza del rumore, pertanto, è pos-

sibile, grazie alla caratteristica lineare della configurazione retroazionata, risalire al minima ampiezza di vibrazione. E' stato necessario, innanzitutto, ricavare il fattore di proporzionalità tra lo spostamento e l'ampiezza del segnale rilevato. A tale scopo è stata misurata l'ampiezza  $V_1 = 50mV$  restituita in uscita dal vibrometro in anello chiuso per una vibrazione di ampiezza pari a  $\Delta s_1 = 1\mu m$ . E' stata effettuata, successivamente, la misura del rumore  $V_n$ , pari a  $3mV_{RMS}$ .

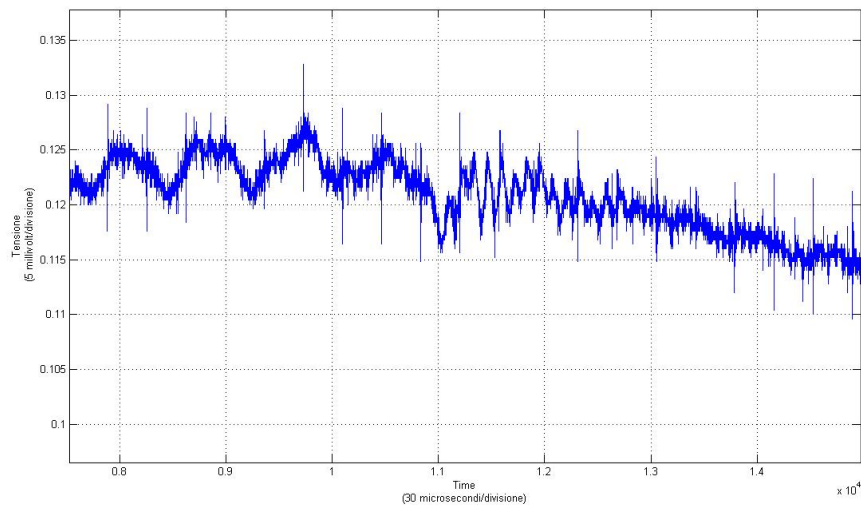


Figura 6.14: Rumore bianco in uscita sovrapposto al segnale relativo allo spostamento del bersaglio.

Ipotizzando la linearità del trasferimento e ponendo l' $SNR = 1$  si è ottenuto il seguente risultato:

$$\begin{aligned}
 V_1 &= 50mV \\
 SNR &= \frac{V_{min}}{V_n} = 1 \\
 V_{min} &= V_1 \frac{\Delta s_{min}}{\Delta s_1} \\
 \Delta s_{min} &= \frac{V_n}{V_1} \Delta s_1 = \frac{3mV_{RMS}}{50mV} \cdot 1\mu m = 60nm
 \end{aligned} \tag{6.2}$$

Come controprova è stata effettuata un analisi in frequenza del segnale d'uscita utilizzando un analizzatore di spettro (Stanford Research Systems Analizzatore FFT doppio canale SR780). Questo ha permesso di valutare la

banda di rumore ( $B = 20kHz$ ) e, nota la *linewidth* dell'FFT, di ottenere la densità spettrale di rumore bianco  $S_{V_n}(f) = (500pm/\sqrt{Hz})^2$ . Andando ad integrare la densità spettrale di rumore sulla banda si è ottenuto la seguente NED (noise equivalent dimensions):

$$NED = \sqrt{S_{V_n}(f) \cdot B} = 500 \cdot 10^{-12} \cdot \sqrt{20 \cdot 10^3} = 70nm \quad (6.3)$$

Ponendo l' $SNR = 1$  si è ottenuto il seguente risultato:

$$SNR = \frac{\Delta s_{min}}{NED} = 1 \quad (6.4)$$

$$\Delta s_{min} = NED = 70nm$$

Le due sensibilità ottenute confermano, quindi, che lo strumento è in grado di misurare vibrazioni fino a 60 nm.

E' possibile, tuttavia, migliorare ulteriormente la sensibilità operando un opportuno filtraggio. In applicazioni in cui è noto l'intervallo di frequenze delle vibrazioni, infatti, filtrando l'uscita con un passa-banda ad hoc, si riduce la banda d'integrazione del rumore e quindi il valore della NED.

## 6.4 Caratterizzazione del trasferimento $\chi$

Come esposto nei precedenti capitoli, al fine di perfezionare il funzionamento del vibrometro, è utile conoscere in modo più approfondito la funzione di trasferimento  $\chi$  al fine di compensarne l'andamento in frequenza attraverso l'elaborazione digitale del segnale. Di seguito vengono presentati il metodo e i risultati ottenuti dalle misure effettuate per la caratterizzazione. Come già visto, lo sfasamento  $\phi_{opt}$  del segnale ottico che ritorna nella cavità laser è dato dalla distanza percorsa secondo la relazione 6.5:

$$\phi_{opt} = 2 \left( \frac{2\pi}{\lambda} s_0 \right) \quad (6.5)$$

Andando a considerare l'effetto di una variazione  $\Delta\lambda$  della lunghezza d'onda, si ha uno sfasamento ottico esprimibile come:

$$\phi_{opt} + \Delta\phi_{opt} = 2 \left( \frac{2\pi}{\lambda + \Delta\lambda} s_0 \right) \quad (6.6)$$

Da questa espressione, attraverso alcuni passaggi matematici, è possibile esprimere il trasferimento  $\chi$  come in 6.7:

$$\begin{aligned}
 \phi_{opt} + \Delta\phi_{opt} &= 2\left(\frac{1}{\lambda(1 + \frac{\Delta\lambda}{\lambda})}2\pi s_0\right) \approx \frac{4\pi s_0}{\lambda}\left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right) \\
 |\Delta\phi_{opt}| &= \frac{4\pi s_0}{\lambda} \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{4\pi s_0}{\lambda^2} \left(\frac{\partial\lambda}{\partial I}\right) \partial I \\
 \Delta\phi_{opt} &= \left(\frac{4\pi s_0}{\lambda^2}\right) \Delta I \chi = N_{frange} 2\pi \\
 N_{frange} &= \left(\frac{2s_0}{\lambda^2}\right) \Delta I \chi \\
 \chi &= \frac{N_{frange} \lambda^2}{2s_0 \Delta I}
 \end{aligned} \tag{6.7}$$

Da questa espressione è facilmente calcolabile il valore di  $\chi$  andando a misurare il numero delle frange e il valore di modulazione della corrente (gli altri termini sono costanti note). Registrando i valori per un set di frequenze dai  $100\text{Hz}$  ai  $10\text{kHz}$  è stato possibile ricostruire l'andamento in frequenza della funzione  $\chi$  riportato di seguito: Da notare che l'andamento

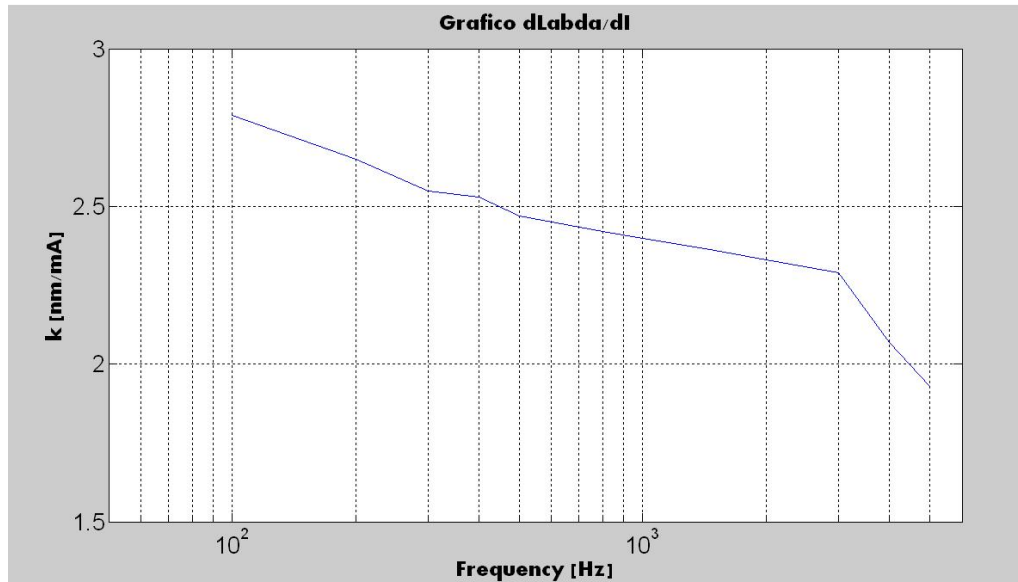


Figura 6.15: Andamento in frequenza del trasferimento  $\chi$ .

è di tipo passa-basso e risulta in linea con quello utilizzato inizialmente per valutare l'effetto delle singolarità sulla stabilità dell'anello.

## 6.5 Velocità massima

L'ultimo test effettuato riguarda il limite di velocità di spostamento rilevabile dal vibrometro. Per spostamenti molto veloci del bersaglio, infatti, la diminuzione del  $G_{loop}$  in frequenza riesce a correggere un numero limitato di frange. Per valutare la velocità massima è sufficiente porsi in una condizione di margine in cui, ad una frequenza nota, all'aumentare dell'ampiezza di oscillazione si passa da una sinusoide perfetta in uscita a un segnale che presenta qualche salto di frangia. Nel nostro caso si è effettuato il test ad una frequenza di oscillazione  $f_{osc}$  pari a  $250Hz$ . Il numero di frange massimo agganciate pari a  $\approx 70$  è mostrato in (Figura 6.16). Ottenuti questi dati

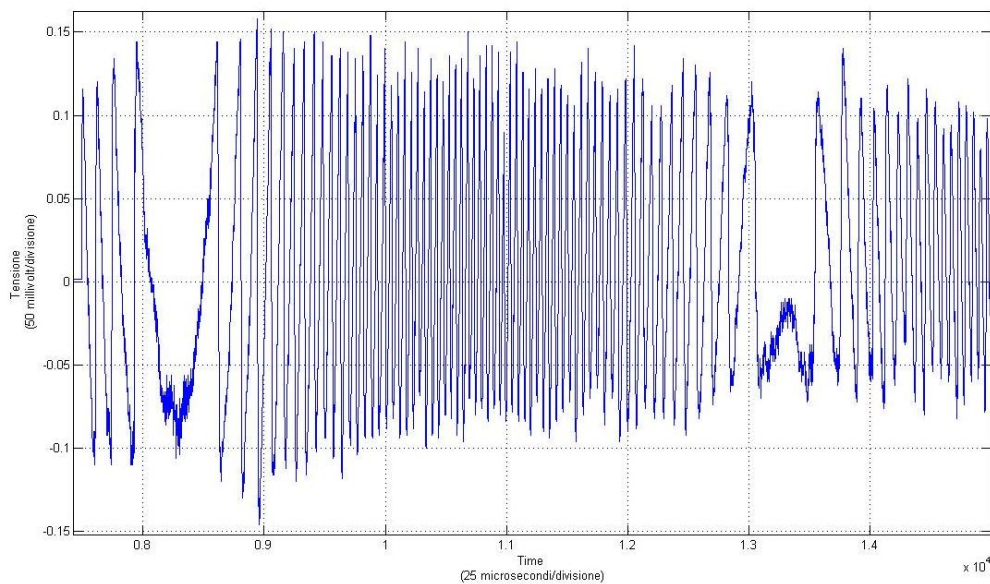


Figura 6.16: Numero di frange limite agganciate a  $250Hz$ .

è possibile ottenere la velocità di spostamento massima alla quale si ottiene ancora una misura attendibile con una risoluzione di  $\approx 50nm$ . I passaggi matematici sono espressi in 6.8:

$$V_{max} = \frac{s}{t} = N_{frange} \frac{\lambda}{2} \frac{f_{osc}}{2} = 70 \frac{785 \cdot 10^{-9}}{2} 250 \cdot 2 \approx 1.4 \left[ \frac{cm}{s} \right] \quad (6.8)$$



# Conclusioni

Questo progetto ha riguardato lo studio, lo sviluppo e la caratterizzazione mediante prove sperimentali di un vibrometro laser a self-mixing retroazionato digitalmente. A questo scopo, dopo aver realizzato la prima sezione analogica di condizionamento, è seguita un'ampia analisi teorica e sperimentale del segnale di self-mixing, individuandone le caratteristiche peculiari per l'estrazione dell'informazione dello spostamento e verso. Si è proceduto, quindi, alla progettazione dell'anello di controllo individuando la condizione ottima di funzionamento per l'aggancio a metà frangia. Avendo digitalizzato il segnale, lo strumento presenta, da una parte, dei limiti dovuti ai disturbi, ma, dall'altra, un elevato grado di elasticità e di adattabilità all'utilizzo specifico. In una possibile applicazione, per esempio, noto l'intervallo di frequenza delle oscillazioni da misurare, è possibile implementare un filtro passa-banda digitale. Questo non richiede nessuna ulteriore modifica del sistema a scatola chiusa e permette di migliorare il rapporto segnale rumore. Come evidenziato dalle prove sperimentali effettuate, nel caso di buone condizioni ottiche, è possibile ottenere risoluzioni di circa  $60nm$  indipendentemente dal percorso del bersaglio. La dinamica massima spaziale di inseguimento non ha limiti diretti se non rimanere nella zona di collimazione del fascio ottico, tra l'altro regolabile con un'apposita lente. La banda di vibrazione misurabile va dai  $50Hz$  agli  $8kHz$ , la massima velocità di spostamento del bersaglio è di  $1.4cm/s$ . Le caratteristiche che rendono interessante lo strumento realizzato sono diverse: l'assenza di elementi aggiuntivi esterni, la non necessità di allineare il fascio ottico ed il costo. Una volta ottimizzato ed ingegnerizzato, il vibrometro potrebbe risultare

uno strumento comodo, compatto e di facile utilizzo da parte dell'utente. In sviluppi futuri, sarà possibile migliorare la sensibilità dello strumento progettando un layout ad hoc, volto a ridurre al minimo l'accoppiamento elettromagnetico e, quindi, i disturbi. Andando ad implementare un'elaborazione digitale apposita ed aumentando la tensione di alimentazione del circuito analogica, sarà possibile svincolarsi dai limiti di dinamica contro i quali ci si è scontrati. Per garantire invece una migliore accuratezza sulla misura, tuttora limitata inevitabilmente dalle dimensioni longitudinali degli speckle a circa l'1%, è possibile implementare sistemi ottici retroazionati che agiscono sulla lente di collimazione fino a raggiungere lo speckle luminoso spazialmente più vicino. Questi dispositivi sono già stati realizzati in altra sede e dovrebbero permettere, una volta integrati sul vibrometro, di inseguire gli spostamenti del bersaglio per diversi centimetri con risoluzioni di un centinaio di nanometri. La compensazione digitale del comportamento elettro-termico del diodo laser, inoltre, dovrebbe rendere più robusto il controllo del sistema.

# Ringraziamenti

“Mio padre in fondo aveva anche ragione a dir che la pensione è davvero importante, mia madre non aveva poi sbagliato a dir che un laureato conta più d’un cantante:...

Grazie a Dio è finita. E grazie a tutte le persone che mi sono state vicine in questi anni di studio. A cominciare dai primi indimenticabili anni di corso con gli Ing. Secchi, Stablum, Parni, Piovesana, Verdi, e il grande compare Manca. Poi con le dure prove della Magistrale affrontate gomito a gomito con ing. Miari, Crotti, D’Ambrosio, Brenna, Palamara, Mulaosmanović. L’ultimo passo è stata questa tesi svolta presso il laboratorio di misure sotto la supervisione del Prof. Norgia; in compagnia dei pavoni di Simone, del validissimo Assegnista, dell’indomabile Rey e, soprattutto, di Ale che ringrazio per il suo fondamentale supporto tecnico e umano. In tutto questo percorso, ho avuto la fortuna di condividere le sfide e le scelte con un compagno d’eccezione, perciò: grazie Marco Milani.

Sono tante altre le persone che mi sono state accanto nella vita: Marta, con la sua comprensione e la sua dolcezza; i miei lontani, ma sempre vicini, fratelli d’Abruzzo, in particolare, Marco, Dario e Matteo; i miei amici Cacchiodianna, Meme, Miriam, Roby e Nich, Tommy; i preziosi amici del collegio, Vale, Marti, Giuseppe, Stefano, Marco, Anna; il Maestro Biscaldi con le sue lezioni. Di tutti voi conservo un confortante pensiero per l’aiuto che mi avete dato nei momenti più duri.

Ed, infine, vorrei ringraziare la mia stupenda famiglia: dai più piccoli, mio cugino Luca e Matildina, ai nonni Saveria, Pina, Rino e Felice, perchè in

questi anni non hanno mai smesso di sostenermi e infondermi fiducia. Concludendo, dato che questo lavoro è dedicato al mio babbo, per par condicio, l'ultimo grazie, quello più grande, va alla donna più forte che conosca: a mia madre.

...Ma s'io avessi previsto tutto questo, dati causa e pretesto, forse farei lo stesso, mi piace far canzoni e bere vino, mi piace far casino..."

F. Guccini

# Bibliografia

- [1] S.Donati, *Electro-optical Instrumentation–Sensing and Measuring with Lasers*, Prentice Hall, Upper Saddle River, (2003)
- [2] O.Svelto, *Principles of Lasers– Fourth Edition*, Plenum Press – New York and London,(1998)
- [3] S.O.Kasap, *Optoelectronics and Photonics*, Prentice Hall, (2001)
- [4] A.Bateman, *The DSP Handbook–Algorithms, Applications and Design Techniques*, Prentice Hall, (2002)
- [5] E.Bava, R.Ottoboni, C.Svelto, *Fondamenti della misurazione*, Esculapio,(2005)
- [6] F.Zappa, R.Zappa, *Sistemi Elettronici*, Progetto Leonardo, (2003)
- [7] H.Deitel, P.Deitel, *Corso completo di programmazione*, Apogeo, (2007)
- [8] S.Donati, G.Giuliani, S.Merlo, *Laser Diode Feedback Interferometer for Measurement of Displacements without Ambiguity*, IEEE journal of quantum electronics, (1995)
- [9] G.Giuliani, M.Norgia, S.Donati, T.Bosch, *Laser Diode self-mixing technique for sensing application*, Institute of Physics Publishing, (2002)
- [10] M.Norgia, S.Donati, *A Displacement-Measuring Instrument Utilizing Self-Mixing Interferometry*, IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, (2003)

- [11] G.Giuliani, S.Bozzi, S.Donati, *Self-mixing laser diode vibrometer*, Institute of Physics Publishing, (2003)
- [12] R.Lang, K.Kobayashi, *External Optical Feedback Effects on Semiconductor Injection Laser Properties*, IEEE journal of quantum electronics, (1980)
- [13] A.Magnani, M.Norgia, A.Pesatori, *Optical Displacement Sensor based on Novel Self-Mixing Reconstruction Method*, IEEE Sensors, (2010)
- [14] F.Vallarino, *Studio e realizzazione di un nuovo vibrometro laser a retroiniezione*, (2007)
- [15] M.Norgia, A.Pesatori, M.Tanelli, M.Lovera, *Frequency compensation for a Self-Mixing Interferometer*, IEEE Transaction on instrumentation and measurement, (2010)

# Appendice

Figura 6.17: Appendice A

# HL7851G

GaAlAs Laser Diode

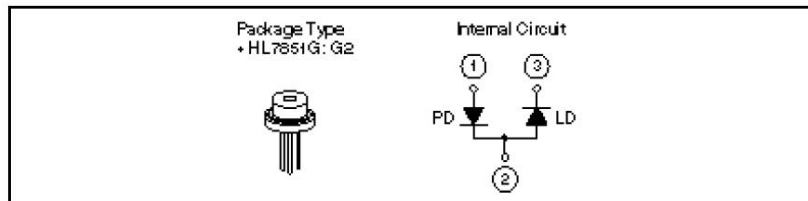
# HITACHI

## Description

The HL7851G is a high power 0.78  $\mu\text{m}$  band GaAlAs laser diode with a multi-quantum well (MQW) structure. It is suitable as a light source for optical disk memories, levelers and various other types of optical equipment. Hermetic sealing of the package assures high reliability.

## Features

- Visible light output:  $\lambda_p = 785 \text{ nm Typ}$
- Small beam ellipticity: 9.5:23
- High output power: 50 mW (CW)
- Built-in monitor photodiode



## Absolute Maximum Ratings ( $T_c = 25^\circ\text{C}$ )

Item	Symbol	Rated Value	Unit
Optical output power	$P_o$	50	mW
Pulse optical output power	$P_{O(pulse)}$	60*1	mW
LD reverse voltage	$V_{R(LD)}$	2	V
PD reverse voltage	$V_{R(PD)}$	30	V
Operating temperature	$T_{opr}$	-10 to +60	$^\circ\text{C}$
Storage temperature	$T_{stg}$	-40 to +85	$^\circ\text{C}$

Note: 1. Maximum 50% duty cycle, maximum 1  $\mu\text{s}$  pulse width

## Optical and Electrical Characteristics ( $T_c = 25^\circ\text{C}$ )

Item	Symbol	Min	Typ	Max	Unit	Test Conditions
Optical output power	$P_o$	50	—	—	mW	Kink free
Threshold current	$I_{th}$	—	45	70	mA	
Slope efficiency	$\eta$	0.35	0.55	0.7	mW/mA	$40 \text{ mW} / I_{(45 \text{ mW})} - I_{(5 \text{ mW})}$
Operating current	$I_{op}$	—	140	170	mA	$P_o = 50 \text{ mW}$
LD Operating voltage	$V_{op}$	—	2.3	2.7	V	$P_o = 50 \text{ mW}$
Lasing wavelength	$\lambda_p$	775	785	795	nm	$P_o = 50 \text{ mW}$
Beam divergence (parallel)	$\theta_{//}$	8	9.5	12	deg.	$P_o = 50 \text{ mW}$ , FWHM
Beam divergence (perpendicular)	$\theta_{\perp}$	18	23	28	deg.	$P_o = 50 \text{ mW}$ , FWHM
Monitor current	$I_s$	25	—	150	$\mu\text{A}$	$P_o = 5 \text{ mW}$ , $V_{R(PD)} = 5 \text{ V}$
Astigmatism	$A_s$	—	5	—	$\mu\text{m}$	$P_o = 5 \text{ mW}$ , $NA = 0.4$



Figura 6.18: Appendice B



DAC8531



SBAS192B – MARCH 2001 – REVISED JUNE 2003

## Low-Power, Rail-to-Rail Output, 16-Bit Serial Input DIGITAL-TO-ANALOG CONVERTER

### FEATURES

- **microPower OPERATION:** 250 $\mu$ A at 5V
- **POWER-ON RESET TO ZERO**
- **POWER SUPPLY:** +2.7V to +5.5V
- **ENSURED MONOTONIC BY DESIGN**
- **SETTLING TIME:** 10 $\mu$ s to  $\pm$ 0.003 FSR
- **LOW-POWER SERIAL INTERFACE WITH SCHMITT-TRIGGERED INPUTS**
- **ON-CHIP OUTPUT BUFFER AMPLIFIER, RAIL-TO-RAIL OPERATION**
- **SYNC INTERRUPT FACILITY**
- **PACKAGES:** MSOP-8 and 3x3 SON-8 (same size as QFN)

### APPLICATIONS

- **PROCESS CONTROL**
- **DATA ACQUISITION SYSTEMS**
- **CLOSED-LOOP SERVO-CONTROL**
- **PC PERIPHERALS**
- **PORTABLE INSTRUMENTATION**
- **PROGRAMMABLE ATTENUATION**

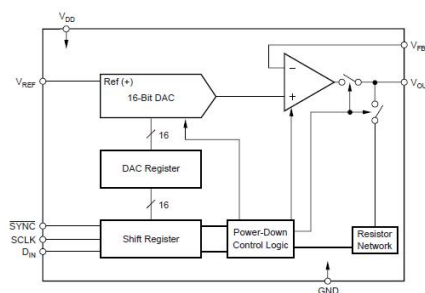
### DESCRIPTION

The DAC8531 is a low-power, single, 16-bit buffered voltage output Digital-to-Analog Converter (DAC). Its on-chip precision output amplifier allows rail-to-rail output swing to be achieved. The DAC8531 uses a versatile three-wire serial interface that operates at clock rates up to 30MHz and is compatible with standard SPI™, QSPI™, Microwire™, and Digital Signal Processor (DSP) interfaces.

The DAC8531 requires an external reference voltage to set the output range of the DAC. The DAC8531 incorporates a power-on reset circuit that ensures that the DAC output powers up at 0V and remains there until a valid write takes place to the device. The DAC8531 contains a power-down feature, accessed over the serial interface, that reduces the current consumption of the device to 200nA at 5V.

The low power consumption of this part in normal operation makes it ideally suited to portable battery-operated equipment. The power consumption is 2mW at 5V reducing to 1 $\mu$ W in power-down mode.

The DAC8531 is available in both MSOP-8 and 3x3 SON-8 (same size as QFN) packages.



Please be aware that an important notice concerning availability, standard warranty, and use in critical applications of Texas Instruments semiconductor products and disclaimers thereto appears at the end of this data sheet.

All trademarks are the property of their respective owners.

PRODUCTION DATA information is current as of publication date. Products conform to specifications per the terms of Texas Instruments standard warranty. Production processing does not necessarily include testing of all parameters.



Copyright © 2001-2003, Texas Instruments Incorporated

Figura 6.19: Appendice C



DAC8531



SBAS192B – MARCH 2001 – REVISED JUNE 2003

## Low-Power, Rail-to-Rail Output, 16-Bit Serial Input DIGITAL-TO-ANALOG CONVERTER

### FEATURES

- **microPower OPERATION:** 250 $\mu$ A at 5V
- **POWER-ON RESET TO ZERO**
- **POWER SUPPLY:** +2.7V to +5.5V
- **ENSURED MONOTONIC BY DESIGN**
- **SETTLING TIME:** 10 $\mu$ s to  $\pm 0.003$  FSR
- **LOW-POWER SERIAL INTERFACE WITH SCHMITT-TRIGGERED INPUTS**
- **ON-CHIP OUTPUT BUFFER AMPLIFIER, RAIL-TO-RAIL OPERATION**
- **SYNC INTERRUPT FACILITY**
- **PACKAGES:** MSOP-8 and 3x3 SON-8 (same size as QFN)

### APPLICATIONS

- **PROCESS CONTROL**
- **DATA ACQUISITION SYSTEMS**
- **CLOSED-LOOP SERVO-CONTROL**
- **PC PERIPHERALS**
- **PORTABLE INSTRUMENTATION**
- **PROGRAMMABLE ATTENUATION**

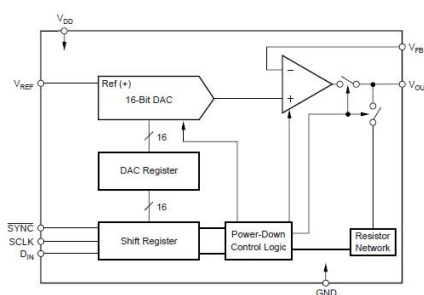
### DESCRIPTION

The DAC8531 is a low-power, single, 16-bit buffered voltage output Digital-to-Analog Converter (DAC). Its on-chip precision output amplifier allows rail-to-rail output swing to be achieved. The DAC8531 uses a versatile three-wire serial interface that operates at clock rates up to 30MHz and is compatible with standard SPI™, QSPI™, Microwire™, and Digital Signal Processor (DSP) interfaces.

The DAC8531 requires an external reference voltage to set the output range of the DAC. The DAC8531 incorporates a power-on reset circuit that ensures that the DAC output powers up at 0V and remains there until a valid write takes place to the device. The DAC8531 contains a power-down feature, accessed over the serial interface, that reduces the current consumption of the device to 200nA at 5V.

The low power consumption of this part in normal operation makes it ideally suited to portable battery-operated equipment. The power consumption is 2mW at 5V reducing to 1 $\mu$ W in power-down mode.

The DAC8531 is available in both MSOP-8 and 3x3 SON-8 (same size as QFN) packages.



Please be aware that an important notice concerning availability, standard warranty, and use in critical applications of Texas Instruments semiconductor products and disclaimers thereto appears at the end of this data sheet.

All trademarks are the property of their respective owners.

PRODUCTION DATA information is current as of publication date. Products conform to specifications per the terms of Texas Instruments standard warranty. Production processing does not necessarily include testing of all parameters.



Copyright © 2001-2003, Texas Instruments Incorporated

Figura 6.20: Appendice D



TMS320F28027, TMS320F28026, TMS320F28023, TMS320F28022  
TMS320F28021, TMS320F28020, TMS320F280200

www.ti.com

SPRS523I—NOVEMBER 2008—REVISED JULY 2012

## Piccolo Microcontrollers

Check for Samples: [TMS320F28027](#), [TMS320F28026](#), [TMS320F28023](#), [TMS320F28022](#),  
[TMS320F28021](#), [TMS320F28020](#), [TMS320F280200](#)

### 1 TMS320F2802x, TMS320F2802xx ( Piccolo™) MCUs

#### 1.1 Features

- **Highlights**
  - High-Efficiency 32-Bit CPU ( TMS320C28x™)
  - 60-MHz, 50-MHz, and 40-MHz Devices
  - Single 3.3-V Supply
  - Integrated Power-on and Brown-out Resets
  - Two Internal Zero-pin Oscillators
  - Up to 22 Multiplexed GPIO Pins
  - Three 32-Bit CPU Timers
  - On-Chip Flash, SARAM, OTP Memory
  - Code-security Module
  - Serial Port Peripherals (SCI/SPI/I2C)
  - Enhanced Control Peripherals
    - Enhanced Pulse Width Modulator (ePWM)
    - High-Resolution PWM (HRPWM)
    - Enhanced Capture (eCAP)
    - Analog-to-Digital Converter (ADC)
    - On-Chip Temperature Sensor
    - Comparator
  - 38-Pin and 48-Pin Packages
- **High-Efficiency 32-Bit CPU ( TMS320C28x™)**
  - 60 MHz (16.67-ns Cycle Time)
  - 50 MHz (20-ns Cycle Time)
  - 40 MHz (25-ns Cycle Time)
  - 16 x 16 and 32 x 32 MAC Operations
  - 16 x 16 Dual MAC
  - Harvard Bus Architecture
  - Atomic Operations
  - Fast Interrupt Response and Processing
  - Unified Memory Programming Model
  - Code-Efficient (in C/C++ and Assembly)
- **Endianness: Little Endian**
- **Low Device and System Cost:**
  - Single 3.3-V Supply
  - No Power Sequencing Requirement
  - Integrated Power-on and Brown-out Resets
  - Small Packaging, as Low as 38-Pin Available
  - Low Power
  - No Analog Support Pins
- **Clocking:**
  - Two Internal Zero-pin Oscillators
  - On-Chip Crystal Oscillator/External Clock Input
  - Dynamic PLL Ratio Changes Supported
  - Watchdog Timer Module
  - Missing Clock Detection Circuitry
- **Up to 22 Individually Programmable, Multiplexed GPIO Pins With Input Filtering**
- **Peripheral Interrupt Expansion (PIE) Block That Supports All Peripheral Interrupts**
- **Three 32-Bit CPU Timers**
- **Independent 16-Bit Timer in Each ePWM Module**
- **On-Chip Memory**
  - Flash, SARAM, OTP, Boot ROM Available
- **128-Bit Security Key/Lock**
  - Protects Secure Memory Blocks
  - Prevents Firmware Reverse Engineering
- **Serial Port Peripherals**
  - One SCI (UART) Module
  - One SPI Module
  - One Inter-Integrated-Circuit (I2C) Bus
- **Advanced Emulation Features**
  - Analysis and Breakpoint Functions
  - Real-Time Debug via Hardware
- **2802x, 2802xx Packages**
  - 38-Pin DA Thin Shrink Small-Outline Package (TSSOP)
  - 48-Pin PT Low-Profile Quad Flatpack (LQFP)



Please be aware that an important notice concerning availability, standard warranty, and use in critical applications of Texas Instruments semiconductor products and disclaimers thereto appears at the end of this data sheet.  
Piccolo, TMS320C28x, C28x, TMS320C2000, Code Composer Studio, XDS510, XDS560 are trademarks of Texas Instruments.

All other trademarks are the property of their respective owners.

PRODUCTION DATA information is current as of publication date. Products conform to specifications per the terms of the Texas Instruments standard warranty. Production processing does not necessarily include testing of all parameters.

Copyright © 2008–2012, Texas Instruments Incorporated